

Linsen in der Neutronenoptik

vorgelegt von
Diplom-Physiker
Roland Bartmann
aus Berlin

von der Fakultät II-
Mathematik und Naturwissenschaften
der Technischen Universität Berlin
zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor der Naturwissenschaften
-Dr. rer. nat.-

genehmigte Dissertation

Promotionsausschuss:

Vorsitzender: Prof. Dr. M. Dähne
Berichter: Prof. Dr. M. Meißner
Berichter: Prof. Dr. S. Eisebitt
Berichter: Dr. Th. Krist

Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 13. Juli 2009

Berlin 2009
D 83

Danksagung

Ich danke meinem Betreuer Dr. Thomas Krist für die Möglichkeit, mit dieser Arbeit ein sehr interessantes Thema der instrumentellen Neutronenphysik zu bearbeiten. Er gab mir erste wichtige Einblicke in dieses Forschungsgebiet und hatte maßgeblichen Anteil am Gelingen dieser Arbeit.

Meinen Gutachtern Prof. Michael Meißner und Prof. Stefan Eisebitt möchte ich für die konstruktive Kritik an meiner Arbeit und die hilfreichen Ergänzungen danken.

Ein besonderer Dank gilt Dr. Nikolay Kardjilov und Diplomphysiker Andre Hilger für die zur Verfügung gestellte Neutronenkamera, ohne die ich einige Messungen in dieser Arbeit nicht hätte realisieren können.

Ebenso möchte ich den Konstrukteuren Lars Drescher und Nils Brackmann für die hilfreichen Diskussionen bei dem Entwurf der beiden Linsengehäuse danken.

Weiterhin gilt mein Dank der Werkstatt, ohne die Ideen und Unterstützung von Bernd Willimzik hätte ich die Bleiprismenschichten sicher nicht in dieser Qualität anfertigen können.

Danken möchte ich auch den Dipl.-Ing. Peter Schubert-Bischoff und Ulricke Bloeck für die elektronenmikroskopischen Aufnahmen der Bleiprismenschichten.

Außerdem danke ich meinem Kollegen Herrn Diplomphysiker Andreas Stellmacher, der immer die Zeit fand, über Teile meiner Arbeit mit mir zu diskutieren.

Abschließend möchte ich mich noch bei allen anderen Kollegen des Helmholtz-Zentrums Berlin bedanken, die mich in den vergangenen 3 Jahren mit Rat und Tat unterstützt haben.

Eidesstattliche Erklärung

gemäß Paragraph 5 Abs. 1 Nr. 5

Hiermit erkläre ich, die vorliegende Arbeit selbstständig ohne fremde Hilfe verfasst zu haben und nur die angegebene Literatur und Hilfsmittel verwendet zu haben.

Roland Bartmann

Berlin, den 30. April 2009

Kurzfassung in Deutsch

Die modernen in Neutronenstreucentren genutzten Neutronenquellen haben große Strahldurchmesser und Winkelverteilungen. Ein Ziel der Neutronenoptik ist es, den Neutronenstrahl möglichst unter minimalen Verlusten zum Experiment zu leiten. Die in dieser Arbeit untersuchten Neutronenoptiken sind ausgewählte Elemente zur Neutronenfokussierung und bedienen sich der Methoden der Neutronenoptik, um den Neutronenfluss am Probenort zu erhöhen. Zwei neuartige Neutronenlinsen wurden am Helmholtz-Zentrum Berlin angefertigt und getestet. Da die Neutronenwellenlänge gegenüber den Abmessungen der Linsen zu vernachlässigen ist, konnten bei der Konzeption der Linsen die Gesetze der geometrischen Optik angewendet werden.

Die Festkörperlinse ist eine Reflexionslinse, die nach einer Idee von Mildner entwickelt wurde. Der Aufbau der Linse ist zweiteilig. Auf jeder Seite bilden jeweils 95 Siliziumwafer einen Stapel, der zu einem Kreis ($R=1$ m) gebogen in einem Halter eingesetzt ist. Die Wafer sind mit einer die Neutronen reflektierenden ($m=2$)-Superspiegelbeschichtung versehen worden, um die in die Linse eintretenden Neutronen reflektieren zu können. Die Fokussierung ist aufgrund der nur in einer Richtung gebogenen Wafer eindimensional. Die Messung am Neutronenreflektometer ergab für die Neutronen-Silizium-Linse eine Brennweite von 31 mm bei einer 5,6-fachen Intensitätssteigerung im Fokus. Mit der getesteten Festkörperlinse ist es möglich, die komplette Divergenz des aus einem ($m=2$)-beschichteten Neutronenleiter austretenden Neutronenstrahls auf eine 2,5 mm breite Probe zu fokussieren.

Weiterhin ergaben die Messungen an zwei refraktiven Bleiprismenlinsen über einen 1 bzw. 2 mm breiten Messbereich eine Maximalintensität vom 2- bzw. 3-fachen Neutronensignal bei 1 bis 1.4 m Brennweite. Die Bleiprismenlinsen bestehen aus einer hohen Anzahl mit mehreren hundert Prismen profilierter Bleischichten. Sie wurden nach dem Vorbild der Clessidra aus der Röntgenoptik entworfen. Die Berechnungen zeigen, bei einer Neutronenwellenlänge von mehr als 5 Å ließe sich die Intensität im Fokus um weitere 100 % erhöhen. Durch die Kombination beider Linsentypen, der Festkörper- und Clessidra-Linse zu einer zweidimensional fokussierenden Neutronenlinse, konnte das Neutronensignal in einem (0,9x2,4) mm² großen Fokus auf maximal das 12-fache erhöht werden.

Abschließend wurde eine dritte Linse untersucht, eine zweidimensional fokussierende Multikapillaroptyk. Diese Linse ist aus mehreren tausend mikrometerfeinen Hohlkapillaren aus Glas zusammengesetzt. Die Messungen zeigten für die Kapillarlinse mit 77 mm Brennweite einen bis zu 16-fachen Intensitätsgewinn in dem weniger als 1 mm² kleinen Punktfokus. Es zeigte sich eine homogene Entwicklung der Neutronenverteilung in einem Abstand von 0 bis 300 mm hinter dem Brennpunkt.

Die Ergebnisse dieser Arbeit zeigen, dass die Clessidra-Bleiprismenlinse noch verbessert werden kann. Eine mögliche Anwendung der Festkörperlinse besteht in der Charakterisierung kleiner Proben in der Neutronenreflektometrie und die Multikapillarlinse sollte sich nutzbringend in der Neutronentomographie einsetzen lassen.

Kurzfassung in Englisch

Neutron sources in modern neutron facilities produce neutron beams of a large diameter and angular distribution. One of the main points of neutron optics is the minimization of beam losses during the transport to the particular neutron experiment. The investigated neutron lenses in this work are very specific neutron focusing elements. Their purpose is a gain of flux intensity in the sample area. Two new designed neutron lenses were built and tested at the Helmholtz-Centre Berlin for Materials and Energy. The neutron wavelength is much smaller than the lens dimensions, so the laws of geometrical optics could be applied.

The reflective solid state lens was developed on the basis of an concept from Mildner. The lens consists of two main parts. On each side of the lens 95 silicon wafer are stacked together and bent in a circular form ($R=1$ m) in an aluminum frame. All wafers are coated with a neutron reflective ($m=2$) supermirror layer. They guide nearly every entering neutron through the lens mount to a line focus. The silicon wafers are curved in only one spatial direction. Measurements on a neutron reflectometer result in a focal distance of 31 mm and an intensity gain of 5.6 for the solid state lens construction. The lens has the ability to focus the whole beam divergence of a ($m=2$) coated neutron guide on a 2.5 mm wide sample.

Furthermore measurements on two refractive lead prism lenses of an effective range of 1 and 2 mm showed an intensity maximum in the neutron signal of a factor of 2 and 3. The focal distance was 1.0 and 1.4 m, respectively. The lead prism lenses are made of many lead layers with some hundred prism profile lines. The concept is based on a prototype named Clessidra from the field of X-ray optics. The performed calculations indicate a possible 100% intensity rise from neutrons with a wavelength of 5 Å in the focal region. For a two dimensional focusing neutron lens both lens types, solid state and Clessidra lens, were combined. As result, a 12-times intensity gain in a (0.9x2.4) mm² focal area was measured.

Finally, a third lens was investigated, a two dimensional focusing polycapillary optic. This lens is built up of many thousands of micrometer fine glass capillaries. The lens with a 77 mm focal distance was studied. In the 1 mm² small point focus area, a maximum intensity gain of factor 16 was determined. In a distance between 0 and 300 mm behind the focal spot, a near homogeneous neutron distribution was shown.

In the outcome of this work there is a potential for improvements of the Clessidra lead prism lens. Another application for the solid state lens is the investigation of small samples with neutron reflectometry. In the end, the polycapillary lens should be a useful tool for neutron tomography applications.

Inhaltsverzeichnis

1 Grundlagen der Neutronenphysik	17
1.1 Charakterisierung des Neutrons	17
1.2 Erzeugung von Neutronen	21
1.3 Neutronentransport	28
1.4 Neutronendetektoren	33
1.5 Neutronenoptik	35
2 Neutronenfokussierung	45
2.1 Prinzip Reflexion	46
2.1.1 Fokussierende Neutronenleiter	47
2.1.2 Fokussierende Spiegel	48
2.1.3 Festkörperlinse	50
2.1.4 Kapillarlinse	55
2.2 Prinzip Brechung	57
2.2.1 Materialvergleich	57
2.2.2 MgF_2	58
2.2.3 Clessidra oder Prismenlinse	59
2.2.4 Bleilinse	61
2.2.5 Bragg-Kanten	61
2.2.6 Polymerverbindungen	63
2.3 Weitere Fokussierungsmethoden	63
2.3.1 Diffraction	63
2.3.2 Magnetische Fokussierung	65
2.3.3 Fokussierende Monochromatoren	67
2.4 Vergleich der Fokussierungsmethoden	68
2.5 Vergleich mit der Röntgenoptik	70
3 Messmethoden	73
3.1 Profilometer	73
3.2 Rasterelektronenmikroskop mit Ionensäule	75
3.3 Röntgenreflektometrie	76
3.4 Neutronenreflektometrie	77
3.5 Neutronentomographie	79

4	Festkörperlinse	83
4.1	Aufbau	83
4.1.1	Thalesprinzip	84
4.1.2	Charakterisierung der Siliziumwafer	86
4.2	Test einer Festkörperlinse	89
4.2.1	Messungen am Neutronenreflektometer	89
4.2.2	Messungen am Neutronen-Tomographie-Instrument	90
4.2.3	Einzelkanalmessung der Festkörperlinse	93
4.2.4	Diskussion der Ergebnisse	94
4.3	Anwendung einer Festkörperlinse	96
4.3.1	Fokussierung auf eine schmale Probe	96
4.3.2	Diskussion der Ergebnisse	103
5	Refraktionslinse	105
5.1	Aufbau	105
5.1.1	Prismenform	106
5.1.2	Parabelkonzept	107
5.1.3	Schichtlängenkorrekturen	108
5.1.4	Charakterisierung der Bleischichten	112
5.2	Test einer Refraktionslinse	117
5.2.1	Messungen am Neutronenreflektometer	117
5.2.2	Diskussion der Ergebnisse	124
6	Von der 1. in die 2. Dimension	127
6.1	Kombination von Festkörper- und Refraktionslinse	127
6.1.1	Messungen am Neutronenreflektometer	130
6.1.2	Diskussion der Ergebnisse	133
6.2	Aufbau der Kapillarlinsen	136
6.3	Test einer Kapillarlinse	138
6.3.1	Messungen am Neutronenreflektometer	138
6.3.2	Diskussion der Ergebnisse	145
6.4	Anwendung einer Multikapillarlinse	148
6.4.1	Messungen am Neutronenreflektometer	150
6.4.2	Diskussion der Ergebnisse	152
7	Zusammenfassung	153
8	Anhang	163

Einleitung

Diese Arbeit ist am Forschungsreaktors BER-II am Helmholtz-Zentrum Berlin für Materialien und Energie (HZB) entstanden. Die an Forschungsreaktoren oder Spallationsquellen erzeugten Neutronen werden für die Untersuchung der Struktur und Dynamik von Materie eingesetzt. Es wird dabei sowohl Grundlagenphysik wie auch angewandte Forschung betrieben. Einige wichtige Methoden und Anwendungen sind z.B. die Kleinwinkelstreuung, die Drei-Achsen-Spektrometrie, die Neutronenreflektometrie und -diffraktometrie, das Spin-Echo, und die Tomographie. Die spezifischen Eigenschaften des Neutrons werden für Untersuchungen von Kristallen, magnetischen Materialien, Supraleitern, ferroelektrischen Stoffen und biologischen Verbindungen, von Spannungs- und Stressverteilungen in Werkstoffen und der 3D-Darstellung von Motoren, Brennstoffzellen, versteinerten Fossilien und lebender Materie genutzt. Es ist möglich, das Alter und den Farbaufbau einmaliger Gemälde festzustellen und dabei z.B. alte, vom Künstler beim Entstehungsprozess des Bildes übermalte Fragmente wieder sichtbar zu machen.

Diese Untersuchungen der Struktur und Dynamik von Festkörpern werden bevorzugt mit Neutronen durchgeführt, da die Streuung und Absorption von Neutronen in Materie nicht mit der Ordnungszahl der Elemente korreliert und sogar isotopenspezifisch ist. Die oft für ähnliche Untersuchungen verwendeten Röntgenstrahlen zeigen eine gesetzmäßige Abhängigkeit im elementspezifischen Absorptionsverhalten. Hier gilt, mit steigender atomarer Dichte der Probe gibt es mehr Hüllenelektronen, die mit den Röntgenphotonen wechselwirken können. Die Eindringtiefe der Röntgenphotonen in den Festkörper ist wesentlich kleiner als für die Neutronen. Für die Röntgenstrahlen spricht dagegen die um Größenordnungen höhere Intensität an heutigen modernen Synchrotronquellen. Mehr Fluss pro Zeiteinheit und Flächenelement bedeutet in der Praxis mehr Sonden zur Verfügung zu haben, um entweder mit besserer räumlicher oder zeitlicher Auflösung Proben untersuchen zu können. In der Neutroneninstrumentierung besteht in diesem Punkt ein hohes Interesse, fortwährend Verbesserungen zu entwickeln und auch in die wissenschaftliche Praxis einzuführen.

Eine Möglichkeit der Intensitätssteigerung ist es, den Ausstoß der Quelle zu erhöhen, d.h. die Leistung des Reaktors zu erhöhen oder die Geometrie der Quelle zu optimieren. Direkt im Anschluß an die Quelle stellen die Neutronenleiter genannten Führungskanäle vom Reaktorkern oder Spallationstarget zum jeweiligen Experimentierplatz einen weiteren Ansatzpunkt für Verbesserungen des Neutronenflusses dar. Hier läßt sich die Beschichtung, d.h. die innere Verspiegelung der Kanäle verbessern, um so am Experiment eine höhere Ausbeute an Neutronen zu erhalten. Am Instrument selbst, in das die zu untersuchende Probe eingesetzt wird, kann der dort nutzbare Neutronenfluss mittels sogenannter Neutronenoptiken, zu denen auch die in dieser Arbeit vorgestellten Linsen zählen, direkt verstärkt werden.

Die vorliegende Arbeit ist in sieben Kapitel unterteilt. Im Kapitel 1 wird ein Einblick in die Grundlagen der Neutronenphysik gewährt. Die Charakteristika des Neutrons, die Erzeugung in Reaktoren und Spallationsquellen, die Transportmöglichkeiten und der Nachweis von Neutronen sind die Punkte, die hier näher erläutert werden sollen. Der letzte Abschnitt in diesem Kapitel ist einigen

wichtigen Grundlagen der Neutronenoptik gewidmet, die unverzichtbar für das Verständnis der in dieser Arbeit vorgestellten Optiken sind.

Das 2. Kapitel stellt einen Überblick der in der Neutronenforschung verwendeten Methoden und Applikationen zur Neutronenfokussierung dar. Unterteilt in die drei größeren Abschnitte Reflexion, Refraktion und andere Methoden der Fokussierung werden die Ideen und deren Anwendungen anhand von Beispielen kurz erläutert. Beendet wird das Kapitel mit der Zusammenfassung der einzelnen Fokussierungsverfahren und einem Vergleich mit der Röntgenoptik.

Kapitel 3 stellt die zur Charakterisierung und Untersuchung der Neutronenlinsen verwendeten Verfahren und Instrumente vor. Es handelt sich dabei im Einzelnen um Profilometermessungen, Rasterelektronenmikroskopie, Röntgen- und Neutronenreflektometrie sowie Neutronentomographie.

Nach der Behandlung der theoretischen und experimentellen Grundlagen und Instrumente in den Kapiteln 1 bis 3 werden in den folgenden drei Kapiteln der spezielle Aufbau der untersuchten Linsen und die Messungen an diesen Linsen ausführlich beschrieben. Am Anfang steht dabei die sogenannte Festkörperlinse im Kapitel 4. Diese reflektive Neutronenoptik ist in dieser Form das erste Mal im Rahmen einer Arbeit realisiert und gemessen worden.

Die zweite in ihrer Art einzigartige Linse, die Bleiprismenlinse, die der Gruppe der Refraktionsoptiken angehört, wird in Kapitel 5 umfassend beschrieben. Es wurden zwei Versionen dieses Linsentyps angefertigt und gemessen.

Das Kapitel 6 beschäftigt sich mit den aus der Röntgenoptik bekannten Multikapillaroptiken, bestehend aus tausenden von Mikrometerfeinen Glaskanälen. Hier gilt das Interesse der Anwendung der Linse für die Abbildung kleinerer Objekte im Millimeterbereich.

Das abschließende Kapitel 7 fasst alle wichtigen Ergebnisse dieser Arbeit zusammen.

Kapitel 1

Grundlagen der Neutronenphysik

1.1 Charakterisierung des Neutrons

Untersuchungen mit Neutronen haben heute in der Festkörperspektroskopie einen festen Platz eingenommen. Sie werden unter anderem als einzigartige Sonden zur Untersuchung des Aufbaus kondensierter Materie eingesetzt. 1932 war an derartige Anwendungen noch nicht zu denken, in diesem Jahr entdeckte James Chadwick das Neutron [1].

Die fundamentalen Eigenschaften des Neutron sind:

- die Masse $m=1.67495 \times 10^{-27} \text{ kg} = 939.6 \text{ MeV}/c^2$,
- der Spin $1/2$,
- das magnetische Moment $\mu_n = -1.913$ nukleare Magnetonen (β_n),
- die mittlere Lebensdauer $\tau = 885.7 \pm 0.8 \text{ s}$,
- Zerfallsreaktion in ein Proton, Elektron und Antineutrino:
 $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e + 0.78 \text{ MeV}$,
- keine Nettoladung, d.h. es handelt sich um ein neutrales Teilchen.

Das Neutron wird aufgrund seiner Eigenschaften in der Forschung als Sonde für die Struktur und Dynamik von Festkörpern eingesetzt. Ein durch Kernspaltung oder Spallation erzeugtes hochenergetisches Neutron kann so verlangsamt oder auch moderiert werden, dass es die gleiche kinetische Energie erreicht wie die Atome des moderierenden Mediums. Die Moderation geschieht dabei meist durch inelastische Stöße von Neutronen mit Protonen oder Deuteronen. Nach der Moderierung der Neutronen liegt die Wellenlänge der Neutronen in der Größenordnung von Atomabständen. Eine einzigartige Eigenschaft der Neutronen

besteht nun darin, dass bei diesen Wellenlängen ihre Energien von der Größenordnung her dem Phononenbereich entsprechen. Die Neutronen werden nach verschiedenen Energiebereichen und deren entsprechenden Temperaturäquivalenten in 4 Hauptbereiche unterteilt:

Neutronenenergie	Wellenlänge	Temperatur	Bezeichnung
0.1-10 meV	28.6-2.9 Å	1.2-116 K	Kalte Neutronen
10-100 meV	2.9-0.9 Å	116-1160 K	Themische Neutronen
100-500 meV	0.9-0.4 Å	1160-5800 K	Heiße Neutronen
>500 meV	<0.4 Å	>5800 K	Epithermische Neutronen

Tabelle 1.1: Einteilung der Neutronen nach Energiebereichen bzw. Wellenlänge und Temperatur

Aus der kinetischen Energie der Neutronen E ergibt sich deren Geschwindigkeit v und die de Broglie-Wellenlänge λ , h ist das Plancksche Wirkungsquantum und m bezeichnet die Neutronenmasse:

$$v = \left(\frac{2E}{m} \right)^{\frac{1}{2}},$$

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{h}{(2mE)^{\frac{1}{2}}} = \frac{9.04}{\sqrt{E[\text{meV}]} } \text{ \AA}.$$

Hier soll der Zusammenhang zwischen den Teilchen- und Welleneigenschaften des Neutrons hervorgehoben werden. Die Bewegung des Neutrons läßt sich in Form der Ausbreitung einer Materiewelle beschreiben. Dies ist eine wichtige Voraussetzung für die Beschreibung der optischen Phänomene in der Neutronenoptik. Die Schrödinger-Gleichung wird dabei zur mathematischen Darstellung der Wechselwirkung des Neutrons mit der Materie verwendet. Sie dient der Beschreibung der dabei auftretenden Wellenlängen-, beziehungsweise der damit verbundenen Energie- und Impulsänderung des Neutrons:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi(\mathbf{r}, t) = \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + V(\mathbf{r}, t) \right) \Psi(\mathbf{r}, t).$$

Das Neutron wird durch die komplexe Funktion $\Psi(\mathbf{r}, t)$ dargestellt. Im Folgenden sollen weitere für den Wechselwirkungsprozeß wichtige Größen definiert werden.

Wechselwirkungen des Neutrons mit Materie Neutronen haben einen Spin 1/2 und gehören zu der Klasse der Fermionen. Wegen ihres magnetischen Moments können sie mit verschiedenen Materialien in magnetische Wechselwirkung treten.

Die Beschreibung der Wechselwirkung zwischen Neutron und Atomkern erfordert es, ein spezielles Potential einzuführen. Es handelt sich hierbei um das deltaförmige Fermi-Pseudopotential:

$$V_F = b\left(\frac{2\pi\hbar^2}{m}\right)\delta(\mathbf{r} - \mathbf{R}),$$

m ist die Neutronenmasse, \mathbf{r} und \mathbf{R} sind die Ortsvektoren von Neutron und Kern und mit b wird die komplexe Neutronenstreulänge bezeichnet, der imaginäre Anteil beschreibt dabei die Absorption des Neutrons durch den Atomkern:

$$b = b' + ib''.$$

Als näherungsweise deltaförmig kann das Potential angenommen werden aufgrund der kurzen Reichweite der Kernkräfte. Die Streulängendichte SLD ergibt sich aus der Summe aller unterschiedlichen Element- und Isotopenanteile des mit den Neutronen interagierenden Festkörpers, dabei ist c_i der Isotopenanteil und N bezeichnet die Atomdichte:

$$SLD = \sum_i c_i(Nb)_i.$$

Für alle Atome des Festkörpers, die sich in einem quantenmechanischen Zustand befinden, kann das deltaförmige Fermi-Pseudopotential zum gemittelten Fermi-Pseudopotential erweitert werden:

$$\overline{V_F(r)} = \left(\frac{2\pi\hbar^2}{m}\right)\bar{b}N.$$

Im Falle magnetischer Materialien wird das gemittelte Pseudopotential zusätzlich um den Anteil der magnetischen Streulänge p erweitert, die die mittlere Magnetisierung im Material beschreibt:

$$\overline{V_F(r)} = \left(\frac{\hbar^2}{2\pi m}\right)N(\bar{b} \pm \bar{p}).$$

Das Vorzeichen von p hängt von der Orientierung des Neutronenspins zur Magnetisierungsrichtung des Materials ab.

Die Streuung an den Atomen wird makroskopisch durch den Streuvektor Q beschrieben. Er ist abhängig vom Streuwinkel θ und der Wellenlänge λ des gestreuten Neutrons:

$$Q = \frac{4\pi \sin \Theta}{\lambda}.$$

Streuung und Streuquerschnitte Die Streuung der Neutronen ist im Vergleich zu den Röntgenstrahlen von etwa eine Größenordnung schwächer. Es gilt somit in guter Näherung eine Beugungstheorie erster Ordnung, die für die Einfachbeugungseffekte von Neutronen an Einkristallen ausreichend ist. Die zu beobachtende Streuintensität I an der Probe ist dann dem Amplitudenquadrat der Wellenfunktion Ψ des Neutrons proportional, d.h. dem Produkt aus dem Betragsquadrat des Strukturfaktors F und des Gitterfaktors G der einkristallinen Probe: $I \sim |F|^2 \cdot |G|^2$. Die Phaseninformation der gestreuten Wellenfunktion geht dabei verloren.

Beim Streuvorgang müssen die Schwingungen der Atomkerne in der Proben-
substanz betrachtet werden. Das einfallende Neutron tritt in Wechselwirkung
mit den Atomen der Probe. Das gestreute Neutron erfährt eine Energieände-
rung, die mit entsprechend sensitiven Detektionsvorrichtungen gemessen wird.
Die Festkörperprobe besteht vereinfachend beschrieben aus einem Gitter auf
dessen Knotenpunkten die Atomrümpfe angeordnet sind. Die Atome können
gemeinsam aber auch gegeneinander Schwingungen um ihre Gleichgewichtslage
ausführen, diese werden auch als thermische Anregungen des Atomgitters oder
als Phononen bezeichnet. Tritt ein Neutron in Wechselwirkung mit dem Atom-
gitter kann in Abhängigkeit von Auftreffwinkel und Energie des Neutrons ein
elastischer oder inelastischer Streuvorgang auftreten. Bei kohärenter Streuung
tritt das einzelne Atom in Wechselwirkung mit der gleichphasigen Gruppen-
schwingung des Atomverbandes. Die inkohärente Streuung beschreibt dagegen
die Ein-Teilchen-Dynamik oder lässt sich durch die Autokorrelationsfunktion
beschreiben.

Der einfache Streuvorgang ist in Abbildung 1.1 schematisch dargestellt, k_i
und k_r sind die Wellenvektoren des auf die Probeoberfläche eingestrahnten und
gestreuten Neutrons. Der Steuervektor ist $\vec{Q} = \vec{k}_r - \vec{k}_i$ und die Anregungsfrequenz
der Probe berechnet sich aus $\omega = \omega_r - \omega_i = \frac{\hbar}{2m}(k_r^2 - k_i^2)$. Im Falle elastischer
Streuung ist $\omega = 0$ und es findet kein Energieaustausch zwischen gestreutem
Neutron und der Probe statt, bei inelastischer Streuung gilt $\omega \neq 0$.

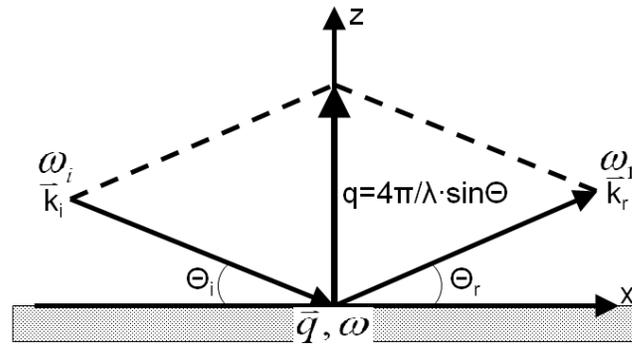


Abbildung 1.1: Streuung an einer Probenoberfläche, hier ist $\theta = \theta_i = \theta_r$.

Eindringtiefe in Materie Ein wichtiger Aspekt bei der Betrachtung der
Wechselwirkung der Neutronen mit Materie ist die elementspezifische Eindring-
tiefe, dargestellt in Abbildung 1.1, wobei sich die Eindringtiefe auf eine Reduk-
tion der Intensität um einen Faktor $\frac{1}{e}$ auf rund 37 Prozent des Ausgangswertes
bezieht. Im Vergleich mit den Röntgenphotonen offenbart sich eine über das Pe-
riodensystem zufällig verteilte Kurve der Eindringtiefe der Neutronen. Aufgrund
der Wechselwirkung der Röntgenstrahlen mit der Elektronenhülle der Elemen-
te, nimmt deren effektive Eindringtiefe mit steigender Ordnungszahl dagegen
kontinuierlich ab.

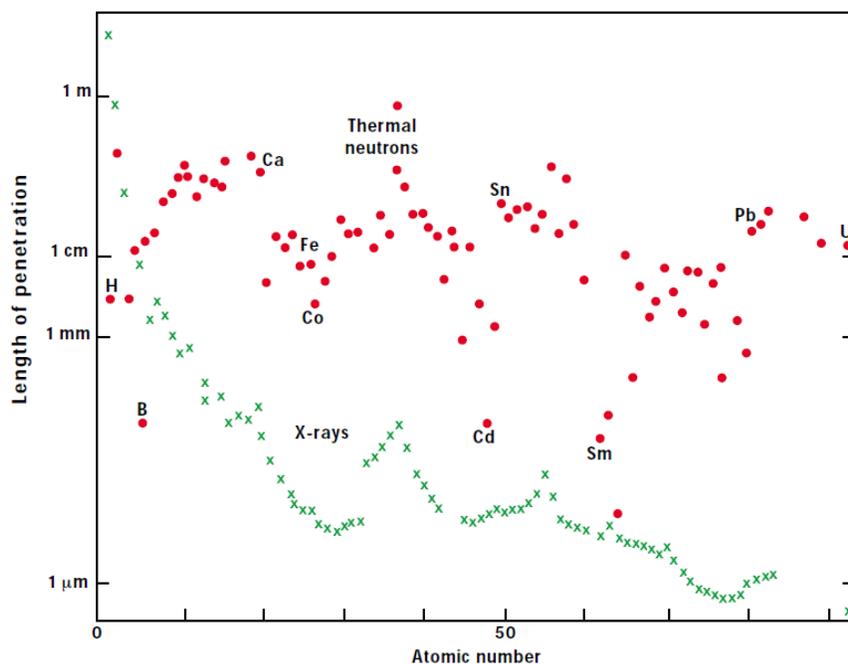


Abbildung 1.2: (1.8 \AA) Neutronen- und (1 \AA) Röntgeneindringtiefe in Materie in Abhängigkeit von der Ordnungszahl, nach Pynn [2] und LLB [3]

1.2 Erzeugung von Neutronen

Die für die Messungen und Experimente benötigten Neutronen werden entweder durch Kernspaltung in einem Reaktor oder durch Targetbeschuss durch beschleunigte Protonen in einer Spallationsquelle erzeugt.

Kernreaktor Die Kernspaltung von spaltbaren Materialien wie Uran-235, das dafür in sogenannten Brennelementen angereichert wird, findet in Kernreaktoren statt. Es gibt neben den „normalen“ zur Stromerzeugung dienenden Reaktoren auch leistungsreduzierte Kernreaktoren, sogenannte Forschungsreaktoren. Die Leistung der Forschungsreaktoren ist mit 10 MW für den BER II¹ am Helmholtz-Zentrum Berlin, 14 MW für den Orphée Reaktor am LLB² in Saclay und 20 MW für den FRM II³ in München im Vergleich zu modernen Kernkraftwerken der GW-Klasse deutlich kleiner. Sie dienen der Erzeugung eines möglichst großen Neutronenflusses bei gleichzeitig möglichst geringer Wärmeleistung, die in die Umwelt abgegeben werden muss. Der Reaktor mit dem

¹Berliner-Experimentier-Reaktor II

²Laboratoire Leon Brillouin

³Forschungsreaktor München II

derzeit höchsten Neutronenfluss von $1.5 \cdot 10^{15} n/cm^2 s$ befindet sich am ILL⁴ in Grenoble, Frankreich.

In Abbildung 1.3 ist der Berliner-Experimentier-Reaktor II dargestellt. Auf der linken Seite ist die Reaktorhalle mit dem Reaktorkern und dessen Beryllium-Reflektor sowie dem angeschlossenen Kühlkreislauf nebst Wärmetauscher abgebildet, zur rechten schließt sich die Versuchshalle an, hierher werden über Strahlrohre die Neutronen aus dem Reaktorkern direkt zu den Experimenten geleitet.

Die störungsfreie thermische Neutronenflussdichte innerhalb des Beryllium-Reflektors beträgt ca. $1.2 \cdot 10^{14} n/cm^2 s$. In einer tangentialen Strahlröhre wurde eine thermische Neutronenflussdichte von $7 \cdot 10^{13} n/cm^2 s$ und in einer radialen Strahlröhre $8.6 \cdot 10^{13} n/cm^2 s$ gemessen. Die eingefangene Flussdichte am Ende eines ⁵⁸Ni beschichteten Neutronenleiters beträgt ca. $1.1 \cdot 10^9 n/cm^2 s$ [9].

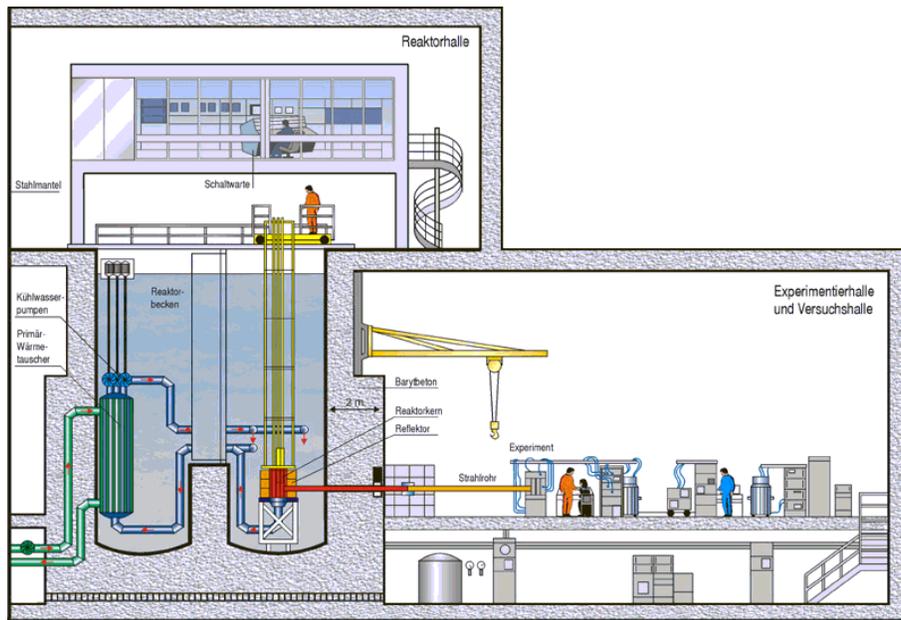


Abbildung 1.3: Forschungsreaktor BER II [4]

Die Flussdichte ϕ_A im Aufpunkt A hinter einem Strahlrohr der Länge l , siehe Abbildung 1.4, berechnet sich aus dem Produkt der Flussdichte ϕ_S der strahlenden Fläche S mit dem Raumwinkel $\Delta\Omega$ nach folgender Formel:

$$\phi_A = \frac{\Delta\Omega}{4\pi} \phi_S \text{ mit } \Delta\Omega = \frac{S}{l^2} \sim 10^{-4}.$$

⁴Institut Laue-Langevin

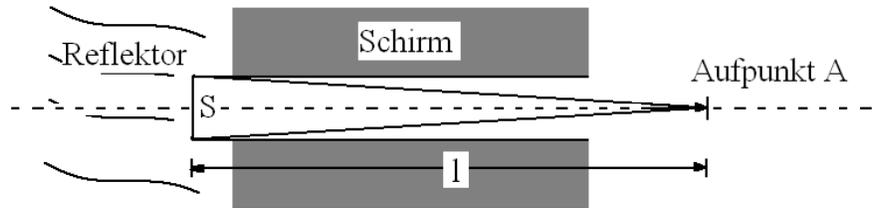


Abbildung 1.4: Darstellung des Raumwinkels in einem Strahlrohr

Bei der Spaltungsreaktion von ^{235}U werden pro Zerfall je 2 bis 3 Neutronen erzeugt, die wiederum die gleiche Anzahl an Atomkernen spalten können, wenn sie auf thermische Energien moderiert werden. Bei jeder Spaltung wird eine Energie von 180 MeV freigesetzt. Es handelt sich dann um eine sich selbst erhaltende Reaktion, die sich unkontrolliert schnell zur gefährlichen Kettenreaktion steigert. Aus diesem Grunde sind diverse Sicherheitsmechanismen vorhanden, z. B. schnell in den Reaktorkern versenkbare Steuerstäbe, die wenn nötig in kürzester Zeit alle frei werdenden Neutronen einfangen und so die Kernreaktionen unterbinden.

Die im Reaktor erzeugten Neutronen sind jedoch mit Energien von ca. 4 MeV für die Aufrechterhaltung der Kettenreaktion viel zu energiereich und werden deshalb im Kühlwasser des Kernbereichs sofort moderiert, d.h. stark verlangsamt. Sie verlieren dabei deutlich an Energie, aus heißen Neutronen werden thermische Neutronen. Für viele Experimente ist eine weitere Abbremsung der Neutronen erforderlich, die durch weitere Stöße mit Protonen bei Temperaturen von 20 bis 30 K erreicht werden. Man verwendet dazu einen Moderator gefüllt mit flüssigem Wasserstoff und bezeichnet dies als Kalte Quelle.

In Abbildung 1.5 ist die Wellenlängenverteilung der Neutronen für zwei in Forschungsreaktoren gebräuchliche Moderatorarten dargestellt. Es wird unterschieden in Moderatoren für thermische (hier 310 K) und für kalte (hier 30 K) Neutronen. Die beiden Graphen der Wellenlängenverteilung haben die Form einer Maxwell-Verteilung.

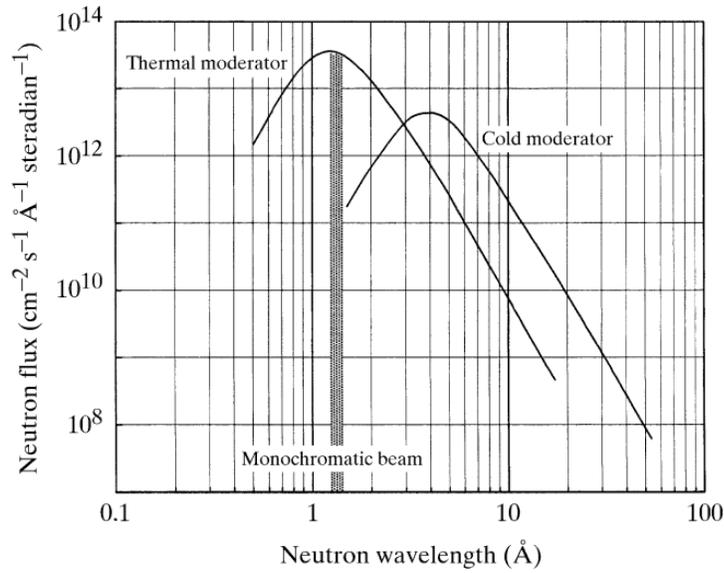


Abbildung 1.5: Neutronenmoderator-Wellenlängenverteilung im Reaktor [5]

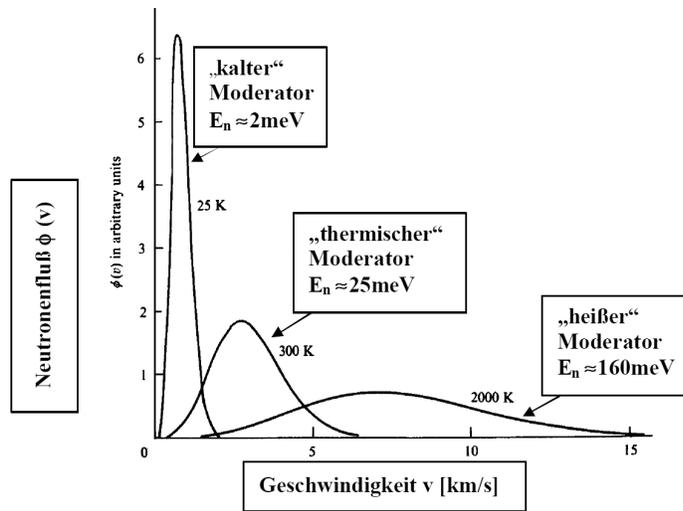


Abbildung 1.6: Maxwell-Verteilung für Neutronenmoderatoren, nach Squires [6]

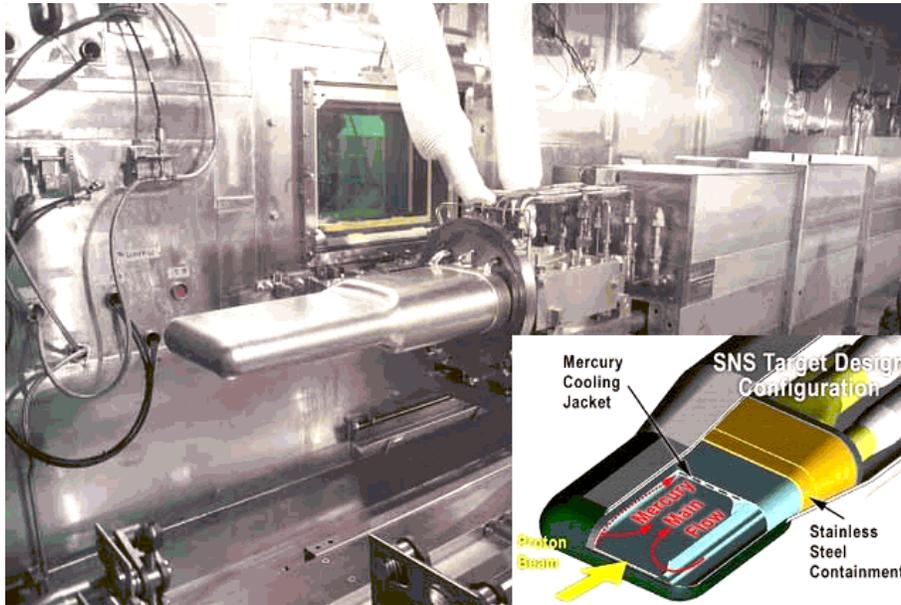


Abbildung 1.7: Spallationstarget SNS [8]

Spallationsquelle Die andere wichtige Gruppe von Neutronen erzeugenden Großgeräten sind die Spallationsquellen. Bekannte Vertreter für kurzgepulste Spallationsquellen sind ISIS⁵ am RAL⁶ (UK), SNS⁷ am ORNL⁸ (USA) und J-PARC⁹ in Tokai (J). Es gibt außerdem am PSI¹⁰ (CH) mit SINQ¹¹ eine Spallationsquelle in quasi kontinuierlichem Betriebsmodus. Für die Zukunft ist in Europa eine weitere Spallationsquelle geplant, die „European Spallation Source“, kurz ESS.

In einer Spallationsquelle werden Neutronen auf anderem Wege erzeugt. In allen bisher gebauten Quellen werden Protonen zuerst in einem Linearbeschleuniger und dann in einem Synchrotron weiter beschleunigt. In der geplanten ESS soll stattdessen nur der Linearbeschleuniger eingesetzt werden. Die hochenergetischen Protonen treffen mit einer kinetischen Energie von 800 MeV bis über 1 GeV auf ein Ziel oder Target auf. Die Abbildung 1.7 zeigt das Spallationstarget an der SNS. Das Target besteht in den meisten Fällen aus einem Element mit einer mittleren bis hohen Massenzahl, d.h. einem schweren Metall. Verwendung findet beispielweise Quecksilber, welches bei Raumtemperatur im flüssigen Aggregatzustand vorliegt. Das hat den Vorteil, dass die beim Auf-

⁵<http://www.isis.rl.ac.uk/about/isis/whatisis.htm>

⁶Rutherford Appleton Laboratory

⁷Spallation Neutron Source

⁸Oak Ridge National Laboratory

⁹Japan Proton Accelerator Research Complex

¹⁰Paul Scherrer Institut

¹¹Swiss Spallation Neutron Source

treffen des Protons freigesetzte Energie, die zum Hauptteil in Wärmeenergie des Quecksilbers umgesetzt wird, besser abgeleitet werden kann. Ein dort auftreffendes hochenergetisches Proton kann bis zu 30 Neutronen durch Kollisionen mit mehreren Atomkernen des Quecksilbers freisetzen. Diese Technik erlaubt eine stoßweise Erzeugung von Neutronen, der erhaltene Neutronenstrahl ist deshalb gepulst. Im Unterschied zu den Reaktoren werden pro Neutron nur 55 MeV Energie freigesetzt. Es gibt aber mit der SINQ auch eine Spallationsquelle die quasi kontinuierlich einen Strahl von Neutronen erzeugt. Ein 2 mA - Strom beschleunigter Protonen wird von einem isochronen mit 50 Mhz getakteten 590 MeV-Zyklotron bereitgestellt.

Die folgende Abbildung 1.8 zeigt exemplarisch die verschiedenen nuklearen Reaktionen die während eines Spallationsprozesses auftreten.

1. Die intranukleare Kaskade beschreibt die Auslösung hochenergetischer Neutronen, Protonen und Pionen.
2. Bei der internuklearen Kaskade werden neue Teilchen durch die hochenergetischen Teilchen aus der intranuklearen Kaskade ausgelöst.
3. Die Verdampfung findet statt beim Übergang vom hochangeregtem Kern zum angeregten Grundzustand unter Aussendung weiterer Neutronen, Protonen und leichter Bruchstücke, dabei wird Gammastrahlung im MeV-Bereich abgeben.

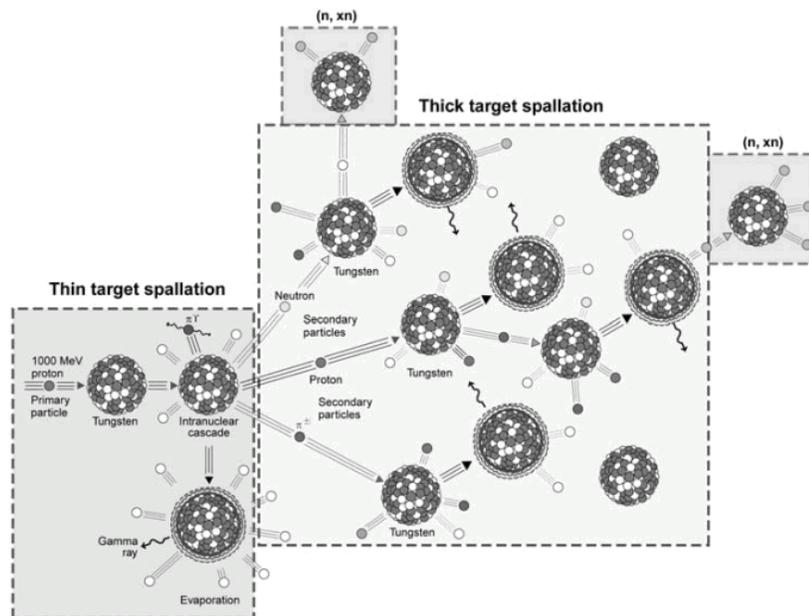


Abbildung 1.8: Nuklearreaktionen bei der Spallation [7]

Gepulste Neutronenquellen sind besonders geeignet für Experimente, die kurze Wellenlängen und große Streuvektoren benötigen. Im Vergleich zu Reaktorquellen liegt das Maximum des erzeugten Neutronenspektrums bei kürzeren Wellenlängen.

Vergleich mit den Röntgenquellen [10] Röntgenphotonen werden üblicherweise in Röntgenröhren und Beschleunigerringen, den sogenannten Synchrotrons, erzeugt. Dabei gibt es deutliche Unterschiede in der Aufteilung des Phasenraums. Neutronenquellen sind relativ große Flächenstrahler und haben eine große Divergenz. Die Röntgenröhren sind Punktquellen mit sehr großer Divergenz und die im Synchrotron erzeugten Röntgenstrahlen haben einen sehr kleinen Querschnitt und sind zusätzlich hochkollimiert.

In den folgenden Tabellen 1.2 und 1.3 sind die spezifischen Daten der Quellen zusammengefasst. Der Röntgenphasenraum ist ungefähr 1000 mal dichter als der der Neutronen und die Größe des Brennflecks unterscheidet sich ebenso um einen Faktor 1000. Der Fluss der Röntgenphotonen ist im Vergleich zu den Neutronen zudem um viele Größenordnungen intensiver, d.h. es gilt den Verlust an Neutronen möglichst gering zu halten.

Im Vergleich zur Synchrotronstrahlung ist das Wellenlängenspektrum der Neutronen auf einen typischen Bereich von 0.5 bis 30 Å begrenzt.

	Synchrotron	Röntgenröhre	Neutronen
Strahldurchmesser	100 µm	100 µm	100 mm
Divergenz	10 µrad	1 rad	10 mrad (in Leitern)
Leuchtfleck	1 µm	100 µm	1 mm

Tabelle 1.2: Quellenvergleich nach Strahlgröße, Divergenz und Leuchtfleck [10]

	Helligkeit	dE/E	Divergenz	Fluss
	$(s^{-1}m^{-2}ster^{-1})$	(%)	(mrad ²)	$(s^{-1}m^{-2})$
Neutronen	10^{15}	2	10 x 10	1×10^{11}
Rotierende Anode	10^{20}	0.02	0.5 x 10	5×10^{14}
Bending Magnet	10^{27}	0.1	0.1 x 5	5×10^{20}
Undulator	10^{33}	0.015	0.01 x 0.1	1×10^{24}

Tabelle 1.3: Helligkeit und Fluss der Neutronen- und Röntgenquellen im Vergleich, sogenannte „Bending Magnets“ und Undulatoren sind die Ablenkeinheiten für den Elektronenstrahl in Synchrotrons [11]

1.3 Neutronentransport

Wird der Erzeugungsort der Neutronen idealisiert als Punktquelle betrachtet, reduziert sich der Fluss der Neutronen quadratisch mit der Entfernung von der Quelle. Um den Verlust an Neutronenfluss auch in einiger Entfernung vom Ursprung so gering wie nur möglich zu halten, wurde in den Sechziger Jahren ein Leiterkonzept für Neutronen entwickelt [12]. Heutzutage führen in den meisten Neutronen-Institutionen viele Neutronenleiter von der Quelle in sternförmiger Anordnung zu den Experimentierplätzen mit den jeweiligen Instrumenten.

Neutronenreflexion Die Neutronenleiter arbeiten nach dem Prinzip der Neutronenreflexion. Die Reflexion der Neutronen ist stark materialspezifisch, es handelt sich um elastische Streuvorgänge, die direkt von den Streuquerschnitten der Elemente abhängen. Im Bereich des Winkels der Totalreflexion gibt es nennenswerte Unterschiede. Dieser Bereich liegt bei Neutronenwellenlängen von 10 Å bei unter einem Grad. Die Reflexion einer ebenen Welle an einer periodischen Struktur wird durch die Bragg-Formel beschrieben:

$$n\lambda = 2d \sin \theta$$

Dabei bezeichnet λ die Wellenlänge des einfallenden Teilchens, bspw. eines Photons oder auch Neutrons, d steht für den atomaren Gitterabstand des bestrahlten Materials und θ ist der Einfallswinkel, n bezeichnet die Ordnung. Ist die Winkelverbreiterung $\Delta\theta$ und Wellenlänge bekannt, kann daraus die Wellenlängenaufösung $\Delta\lambda$ bestimmt werden:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \cot \theta \Delta\theta.$$

Mit Hilfe des Reflexionsprinzips lassen sich in der Neutronenoptik verschiedene neutronenoptische Baugruppen realisieren. Die Neutronenleiter sind zum Beispiel aus mit Nickel- oder Superspiegeln beschichteten rechteckigen bis zu einem Meter langen Glasstücken zusammengesetzt. Bender werden für die Umlenkung des Neutronenstrahls über kurze Distanzen < 1 m benötigt. Sie bestehen aus Spiegelkanälen, die in einem engen Winkelbereich einfallende Neutronen reflektieren.

In der folgenden Abbildung 1.9 ist ein Stück eines gekrümmten Neutronenleiters schematisch dargestellt. Typische Werte für den Radius R liegen zwischen mehreren hundert und einigen tausend Metern. Es können in den Leitern prinzipiell zwei Arten von Reflexionen, die Girlanden- und Zick-Zack-Reflexionen auftreten, θ_c ist dabei der wellenlängenabhängige kritische Winkel.

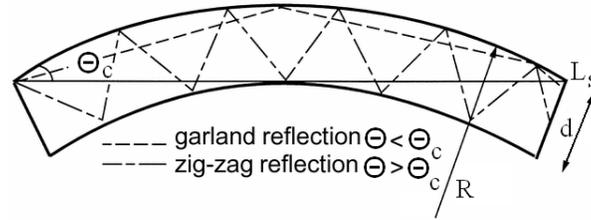


Abbildung 1.9: Neutronentransport durch einen gekrümmten Neutronenleiter über Girlanden und Zick-Zack-Reflexionen

Die Länge der direkten Sichtlinie L_s in Ausbreitungsrichtung bis zur ersten Reflexion der Neutronen in einem gebogenen Kanal der Dicke d und des Radius R beträgt exakt und in der Näherung für $d \ll R$:

$$L_s = \sqrt{8d\left(R - \frac{d}{2}\right)} \simeq \sqrt{8dR}$$

Neben den Bendern gibt es noch eine Gruppe geometrisch ähnlich aufgebauter neutronenoptischer Elemente, die der Kollimierung des Neutronenstrahls dienen. Diese Kollimatoren haben zumeist mit Gadolinium beschichtete neutronenabsorbierende Wände.

Neutronenleiter Ein typischer Neutronenleiter wie er zum Beispiel am Forschungsreaktor FRM-II in München verwendet wird, ist in Abbildung 1.10 dargestellt. Neutronenleiter sind rechteckige Hohlleiter aus Glas, die im Inneren mit einer die Neutronen reflektierenden Beschichtung versehen sind.

Diese Schicht besteht im einfachsten Fall aus atomarem Nickel. Es handelt sich dabei zumeist um isotonenreines Nickel-58, ein Element mit hoher Streulängendichte $N \cdot b$ für die Neutronen: $SLD_{(58Ni)} = 13.3 \cdot 10^{-6} \text{ \AA}^{-2}$. Dysprosium-164 hat eine noch höhere Streulängendichte, ist aber deutlich teurer als Nickel-58. In einer speziellen Beschichtungsanlage, einer sogenannten Sputterkammer, werden auf flache Glassubstrate oder Siliziumwafer bis zu 2000 Atomlagen Nickel aufgedampft. Dies geschieht mit hoher Reinheit und einer Schichtrauigkeit von wenigen \AA . Der Winkel der Totalreflexion für Spiegel aus Nickel-58 beträgt ca. 0.117° pro \AA der Neutronenwellenlänge. Aus den bekannten Werten für Totalreflexion und Wellenlänge lässt sich leicht die Divergenz $\delta = 2\theta_c \simeq 2 \cdot 0.12\lambda [^\circ/\text{\AA}]$ eines mit Nickel-58 beschichteten Neutronenleiters bestimmen.

In den 70-er Jahren wurde von F. Mezei eine Methode erdacht, um den Winkel der Totalreflexion zu vergrößern. Er entwickelte nach einem speziellen mathematischen Algorithmus in ihrer Schichtdicke variierende Multischichtsysteme [15, 16]. Die Neutronen interferieren an den komplex aufgebauten Vielfachschichten, den sogenannten Superspiegeln.



Abbildung 1.10: Neutronenleiter FRM-II [13]

Superspiegel Die Superspiegel sind Neutronenspiegel mit alternierender Schichtreihenfolge zweier Materialien, die über Interferenz der Bragg-Reflexe den Winkel der Totalreflexion gegenüber atomarem Nickel um einen Faktor m vergrößern. Die Reflektivitätskurve eines Superspiegels ist in der Abbildung 1.11 dargestellt. Die Bragg-Reflexe mehrerer Doppelschichten mit den Perioden d_1 bis d_3 überlagern sich zu einer gemeinsamen Kurve. Der Bereich der Totalreflexion wird entsprechend verbreitert.

Die Schichtanzahl eines Superspiegels wächst mit der 4. Potenz vom gewählten m -Parameter. Der schematische Aufbau ist in Abbildung 1.12 dargestellt. Neutronen der Wellenlänge λ treffen unter einem Winkel ϑ_0 auf einen Schichtstapel. Der Schichtstapel besteht aus 2 Materialien mit unterschiedlichen Brechungsindizes n_1 und n_2 die auf einem Substrat in abwechselnder Reihenfolge aufgebracht sind. Die maximale Dicke hat die oberste Schicht des Superspiegels. Zum Substrat hin wird die Dicke d der Doppelschichten stetig reduziert. Beim

Monochromator ändert sich die Schichtdicke dagegen nicht.

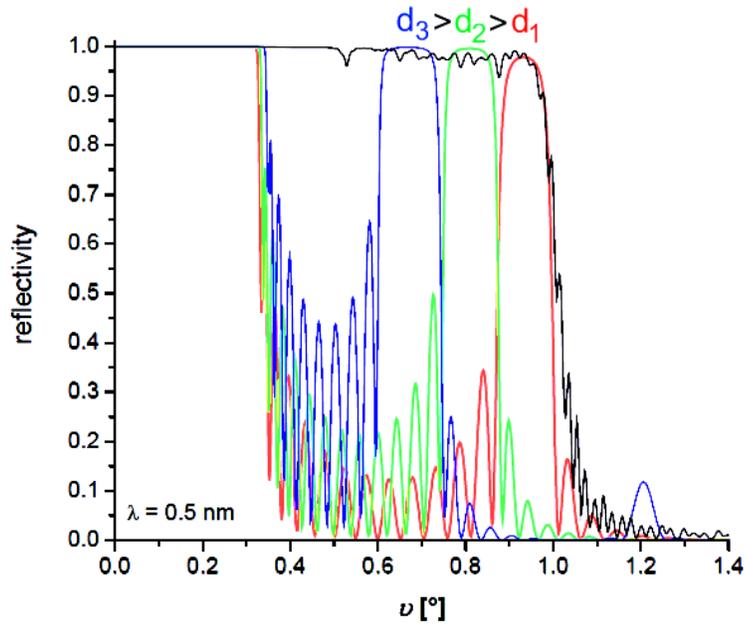


Abbildung 1.11: Reflektivitätskurve eines Superspiegels mit eingezeichneten Bragg-Reflexen, nach Böni [14]

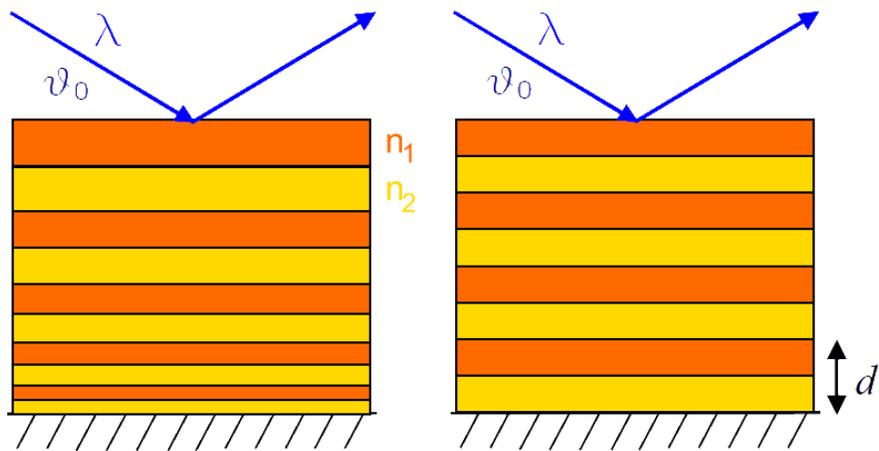


Abbildung 1.12: Superspiegel und Monochromator

Die Dicke der n-ten Doppelschicht eines Superspiegels berechnet sich nach

folgender Formel, aus [16]:

$$d(n) = \frac{\lambda_c}{4\sqrt[4]{\frac{n}{2}}}.$$

Die kritische Wellenlänge λ_c von Material j ist:

$$\lambda_c^{(j)} = \sqrt{\frac{\pi}{N_j b_j}},$$

N_j ist die volumenbezogene Atomdichte von Material j, b_j ist die kohärente Streulänge für Substanz j.

Beispiele für Materialien sind Nickel mit positiver und Titan mit negativer Streulängendichte: $\lambda_c^{Ni} = 577.88 \text{ \AA}$, $\lambda_c^{Ti} = 1275.1i \text{ \AA}$

Eine Kombination der Materialien j und k ergibt:

$$\lambda_c = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{1}{\lambda_c^{(j)}}\right)^2 - \left(\frac{1}{\lambda_c^{(k)}}\right)^2}},$$

für Nickel und Titan: $\lambda_c = 526 \text{ \AA}$ [17].

Die Dicke der n-ten Schicht beginnend mit der dünnsten Schicht ist:

$$d(n) = \frac{\lambda_c}{4\sqrt[4]{\left(\frac{N_0}{2} - \frac{n}{2}\right)}},$$

dabei bezeichnet N_0 die Gesamtanzahl der Schichten. Die korrigierte Schichtdicke, die sich aus der Korrektur auf gleiche optische Dicken hergeleitet, ergibt sich dann aus folgendem Zusammenhang:

$$d_j^{korr} = \frac{d(n)}{\sqrt{1 - \frac{d(n)^2}{\lambda_c^{(j)2}}}.$$

Neutronenpolarisation durch Superspiegel Eine Möglichkeit, den Neutronenstrahl zu polarisieren, d.h. nach den 2 möglichen Spinzuständen aufzuteilen, besteht darin, in den Strahlengang einen Superspiegel einzufügen, so dass die Neutronen bei streifendem Einfall unter dem kritischen Winkel der Reflexion auf den mehrschichtigen Spiegel auftreffen und in Abhängigkeit vom Streulängendichtekontrast der beiden Substanzen, die die alternierende Schichtzusammensetzung des Spiegel bilden, je nach Spinkomponente entweder reflektiert oder transmittiert werden.

Um eine möglichst hohe Polarisation des Neutronenstrahls zu erreichen, ist es erforderlich, die beiden Materialien, aus denen der Superspiegel zusammensetzt ist, so zu wählen, dass der Streulängendichtekontrast an den Grenzflächen für die eine Spinkomponente einen sehr hohen Wert annimmt und für die andere idealerweise verschwindet. Beispiele sind FeCoSi- und FeSi-Superspiegel.

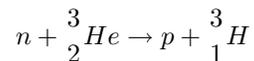
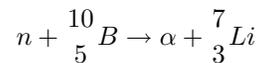
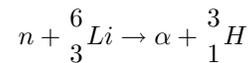
1.4 Neutronendetektoren

Der Nachweis von Neutronen kann nicht direkt erfolgen, da es sich um ladungsfreie neutrale Teilchen handelt. Ein Verfahren zum Nachweis setzt voraus, dass Neutronen durch geeignete Wechselwirkungsvorgänge mit einem Material aus Atomen eines Elements, welches einen für Neutronen großen Streuquerschnitt aufweist, Teilchen mit Ladung und/oder Photonen erzeugen. Diese lassen sich dann von einem Detektor durch Anregungs- und Ionisationsprozesse nachweisen. Im experimentellen Einsatz sind folgende Detektortypen gebräuchlich:

- Gasdetektoren, als Gas für den Nachweis langsamer Neutronen wird wegen des großen Wirkungsquerschnittes in der Regel ${}^3\text{He}$ verwendet
- Ionisationskammern und mit Bortrifluorid (BF_3) gefüllte Proportionalzählrohre für die thermischen Neutronen
- Photoszintillationsdetektoren (PSD)

Die Güte eines Detektors wird im wesentlichen durch die Ansprechzeit, d.h. die Zeit, die vergeht, bis ein eindeutiges Signal detektiert wird, und die Ortsauflösung gegeben. Entscheidend ist bei der Verwendung eines weißen Strahles, wie empfindlich der Detektor auf Neutronen unterschiedlicher Energiebereiche reagiert.

Für Neutronen mit Energien kleiner als 10 MeV gibt es verschiedene Nachweisreaktionen, deren Wirkungsquerschnitte stark von der Energie der Neutronen abhängig sind:



In der Abbildung 1.13 sind die Nachweisreaktionen und deren Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von der Neutronenenergie aufgetragen.

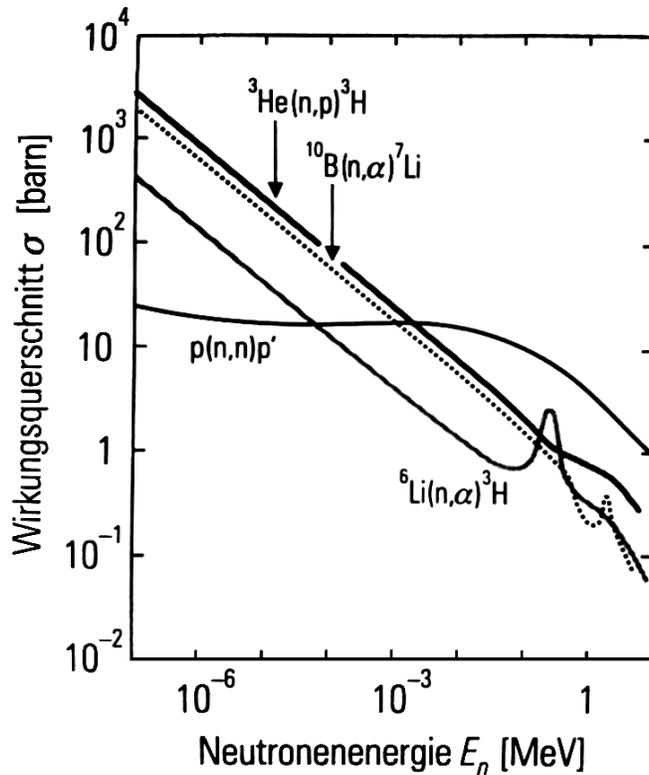


Abbildung 1.13: Wirkungsquerschnitte für Neutronen der Energie $E_n < 10 \text{ MeV}$ [18]

Fällt ein Neutron bspw. auf einen Helium-3 Gasedetektor, ereignet sich dort die folgende Reaktion ${}^3_2\text{He} + {}^1_0\text{n} \rightarrow {}^3_1\text{H} + {}^1_1\text{p} + \gamma$. Da der Wirkungsquerschnitt für höherenergetische Neutronen reduziert ist, sollten diese vor dem Detektor durch eine Polyethylenbarriere in ihrer Energie moderiert, d.h. abgebremst werden. Das negative Tritiumteilchen und das Proton erzeugen Ionisationsspuren im Gas. Die Elektronen sammeln sich dabei an der Kathode und erzeugen einen Impuls. Dieses Signal wird verstärkt und mittels eines Computers ausgezählt. So ist die Anzahl der detektierten Ereignisse der Neutronenanzahl im Strahl direkt proportional.

1.5 Neutronenoptik

Der Forschungsbereich der Neutronenoptik umfasst allgemein die Nutzung von Transmission, Reflexion, Brechung, Beugung und Interferenzeffekten von Neutronen zur Präparation von Neutronenstrahlen mit den jeweils gewünschten Eigenschaften. In der täglichen experimentellen Praxis gilt dabei die Aufmerksamkeit der Entwicklung und Verbesserung sogenannter neutronenoptischer Bauelemente. Die Neutronenoptik benutzt dabei Begriffe und Beschreibungsformen der geometrischen Optik, einem Grenzbereich der Wellenoptik. Im Grenzfall kleiner Wellenlängen, die mit großen optischen Strukturen interagieren, gilt die vereinfachte Darstellung der geometrischen Optik.

Ein wichtiges universelles physikalisches Prinzip der Wellenoptik beschreibt der Satz von Liouville, welcher besagt, dass ohne äußere Energiezufuhr unter allen optischen Transformationen das Phasenvolumen immer konstant bleibt. Das hat zur Folge, dass ein Strahl von Neutronen, der komprimiert, bzw. auf einen Punkt im Raum gebündelt werden soll, den lokalen Intensitätszuwachs nur durch einen entsprechenden Anstieg der Divergenz des Strahlbündels erreicht. Anders ausgedrückt: die Brillianz einer Strahlungsquelle lässt sich nicht durch Optik verbessern.

Theoretische Grundlagen Das Neutron ist darstellbar als eine Welle mit der Wellenlänge λ , dem Wellenvektor k_0 :

$$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$$

und der Energie

$$E_0 = \frac{\hbar^2 k_0^2}{2m}.$$

Die Schrödinger-Gleichung in Ortsdarstellung, der Index (r) wurde weglassen, ohne Einfluß eines magnetischen Feldes lautet:

$$\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\psi}{dr^2} + [E - V] \psi = 0,$$

m ist die Neutronenmasse, E die Energie des Neutrons und V ist das Wechselwirkungspotential. V im Medium ist gegeben durch die Integration des Fermi-Pseudopotentials mit dem Ergebnis:

$$V = \frac{2\pi\hbar^2}{m} Nb,$$

b ist dabei die Streulänge und abhängig von Kern und Kernspin:

$$b = b_c + \frac{1}{2} b_n \mathbf{I} \sigma,$$

b_c ist die kohärente Streulänge und der zweite Term beschreibt die starke Wechselwirkung des Neutronenspins, Operator $\frac{1}{2}\sigma$, mit dem Kern, Operator \mathbf{I} .

Da das Neutron ein Spin-1/2-Teilchen ist, kann $\psi(r)$ durch die zwei Spinzustände dargestellt werden:

$$\psi_+(r) |+\rangle + \psi_-(r) |-\rangle.$$

Bei Anwesenheit eines Magnetfeldes ist ein „up“ bzw. „down“ Neutron in dem zugehörigen Eigenzustand $|+\rangle$ bzw. $|-\rangle$.

Umformung in die Helmholtz-Form ergibt:

$$\frac{d^2\psi}{dr^2} + k^2\psi = 0 \text{ mit } k^2 = \frac{2m}{\hbar^2} [E - V].$$

Der Brechungsindex n lässt sich dann wie folgt angeben:

$$n^2 = \frac{k^2}{k_0^2} = 1 - \frac{V}{E} = 1 - \frac{\lambda^2}{\pi} Nb$$

Für die meisten Materialien ist $1-n$ in der Größenordnung von 10^{-5} , es gilt die folgende Näherung:

$$n \approx 1 - \frac{\lambda^2}{2\pi} Nb.$$

Der Brechungsindex n der Mehrzahl der natürlich vorkommenden Elemente ist für die Neutronen aufgrund der positiven Streulängen bis auf wenige Ausnahmen immer kleiner eins. Die Elemente mit den negativen Streulängen sind H, Li, Ti, Va, Mn und Co. Für einen Brechungsindex kleiner Null und für Neutronen, die aus dem Vakuum oder der Luft auf das Material einfallen, tritt eine Totalreflexion auf. Dieses Prinzip wird bei den sogenannten Neutronenleitern angewandt.

Kritischer Winkel der Totalreflexion An der Grenzfläche zweier Medien gilt das Snellius'sche Gesetz, illustriert in Abbildung 1.14:

$$\cos\theta_i = n \cos\theta_{tr}.$$

Die Darstellung des komplexen Brechungsindex n lautet allgemein:

$$n = 1 - \delta - i\beta,$$

δ bezeichnet hier den reellwertigen dispersiven Refraktionsindex und β den imaginären Anteil, den Absorptionsindex.

Bei kleineren Winkeln θ_i als dem kritischen Winkel θ_c tritt Totalreflexion der einfallenden Wellen bzw. Neutronen auf. Unter Ausnutzung des Brechungsgesetzes von Snellius und des gemittelten Fermi-Pseudopotentials lässt sich eine Formel für den kritischen Reflexionswinkel der Totalreflexion herleiten:

$$\theta_c \cong \sqrt{\frac{Nb}{\pi}} \lambda.$$

Der entsprechende kritische Wellenvektor ist gegeben durch:

$$q_c = \frac{4\pi \sin\theta_c}{\lambda} \cong 4\sqrt{\pi N b}.$$

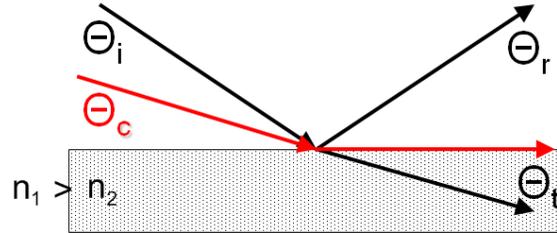


Abbildung 1.14: Reflexion und Brechung an der Grenzfläche zweier Medien, nach Snellius

Neutronenabsorption Die bei der Reflexion und Brechung an einer Grenzfläche auftretende Neutronenabsorption wird durch den Imaginärteil der Streulänge b beschrieben. Der Absorptionsquerschnitt lautet wie folgt:

$$\sigma_{abs} = \left(\frac{4\pi}{k_0}\right)b''.$$

Der Absorptionsquerschnitt der Elemente ist von deren Kernresonanzen bei der jeweiligen Neutronenenergie abhängig.

Reflexion an einem homogenen Medium Die Reflexion an einer nicht magnetischen Schicht kann durch die eindimensionale Schrödinger-Gleichung beschrieben werden:

$$\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\psi_x}{dx^2} + [E_x - V_x] \psi_x = 0,$$

mit der Wellenfunktion

$$\psi = \exp(i(k_{iy}y + k_{iz}z))\psi_x.$$

Im Medium lautet die allgemeine Lösung der eindimensionalen Schrödinger-Gleichung:

$$\psi_x = A \exp(ik_{trx}x) + B \exp(-ik_{trx}x).$$

Die Parallelkomponenten der einfallenden und reflektierten Wellen sind stetig, daraus folgt:

$$k_{trx}^2 = k_{ix}^2 - 4\pi N b.$$

Die klassischen Fresnel-Formeln für die reflektierten und transmittierten Amplituden lauten:

$$A_r = \frac{\sin\theta_i - n\sin\theta_{tr}}{\sin\theta_i + n\sin\theta_{tr}},$$

$$A_t = \frac{2\sin\theta_i}{\sin\theta_i + n\sin\theta_{tr}}.$$

Die reflektierte Intensität für den gestreuten Wellenvektor ist gegeben durch:

$$R = \left| \frac{k_{0x} - k_{trx}}{k_{0x} + k_{trx}} \right|^2.$$

Die folgende Abbildung 1.15 zeigt die simulierte Neutronenreflektivität für eine fast ideale Oberfläche. Hier wurde ein Siliziumsubstrat mit einer Oberflächenrauigkeit von 4 \AA verwendet. Der Verlauf der Reflektivitätskurve ist unterhalb des kritischen Wellenvektors q_c eine Konstante mit dem Wert 1, der weitere Kurvenverlauf zeigt eine $\frac{1}{q^4}$ -Abhängigkeit.

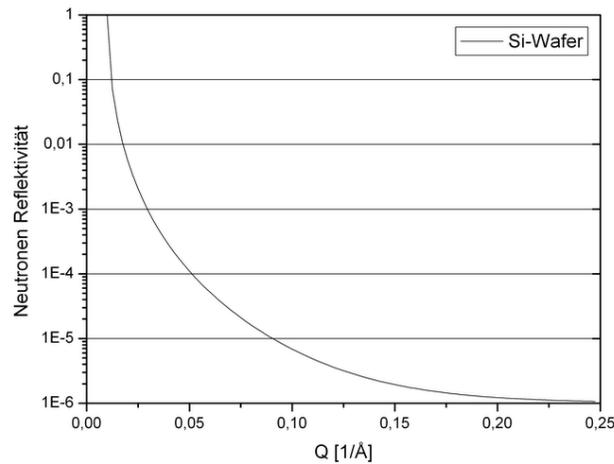


Abbildung 1.15: Neutronenreflektivität eines Siliziumsubstrates in Abhängigkeit vom Wellenvektor Q

Parratt-Algorithmus Die Reflektivität an einem Mehrschichtensystem kann durch das von L.G. Parratt [19] 1954 entwickelte rekursive Verfahren zur Berechnung des Verhältnisses der totalen Reflexions- und Transmissionskoeffizienten an einer Grenzschicht berechnet werden, angefangen mit der ersten Schicht auf dem Substrat. Die folgende Gleichung dient der Berechnung des Verhältnisses

der j-ten Schicht X_j unter zu Hilfenahme der darunterliegenden j+1-ten Schicht mit dem bekannten Koeffizientenverhältnis X_{j+1} .

$$X_j = \frac{R_j}{T_j} = \exp(-2ik_{z,j}z_j) \frac{r_{j,j+1} + X_{j+1} \exp(2ik_{z,j}z_j)}{1 + r_{j,j+1} X_{j+1} \exp(2ik_{z,j}z_j)},$$

mit

$$k_{z,j} = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{n_j^2 - \cos^2 \alpha_i}.$$

Die Abbildung 1.16 illustriert ein solches Mehrschichtsystem im Modell.

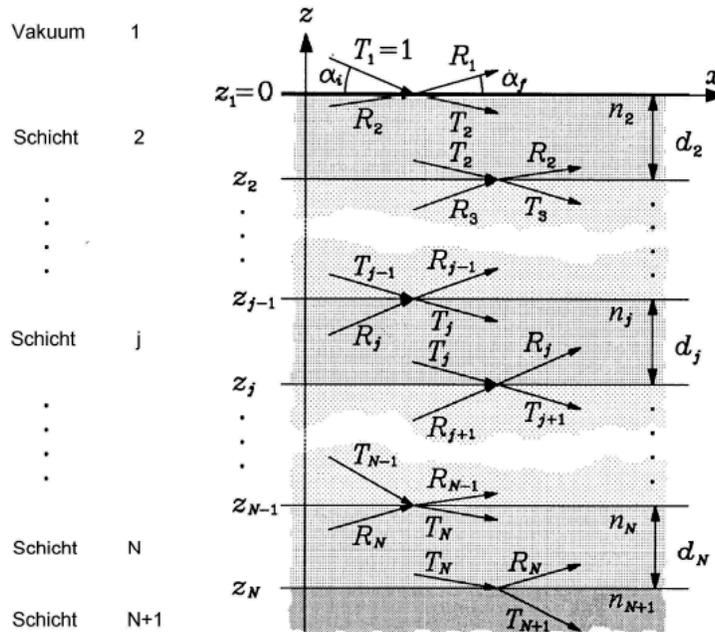


Abbildung 1.16: Mehrfachreflexionen an einem Schichtsystem mit N Grenzflächen, aus Tolan [21]

Quellenbetrachtung Neben der Reflexion und Brechung sollen nun noch einige wichtige Grundlagen der Fokussierung erörtert werden.

Betrachten wir eine Punktquelle, die gleichmäßig in alle Richtungen strahlt:

$$d\phi = I d\Omega,$$

$d\phi$ ist die Strahlungsleistung, die in den Raumwinkelbereich $d\Omega$ emittiert wird und I ist die Strahlstärke der Punktquelle. Das Flächenelement dA in Abbildung 1.17 ist die Projektion auf eine Kugel mit dem Radius r .

$$d\Omega = \frac{dA}{r^2}.$$

Die abgestrahlte Gesamtleistung einer homogenen Punktquelle ergibt sich zu $\phi = 4\pi I$.

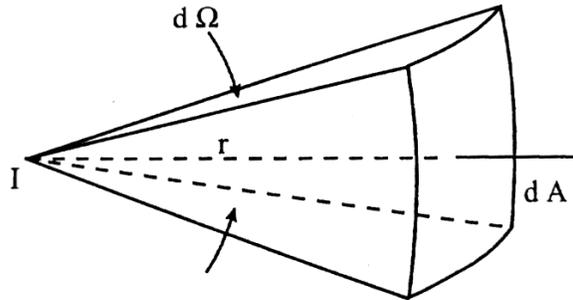


Abbildung 1.17: Strahlende Punktquelle, aus Young [22]

Erweitern wir die Quellgröße, ist die Strahlstärke I durch die Strahldichte L zu ersetzen:

$$d^2\phi = LdS\cos\theta d\Omega,$$

dS ist hier das differentielle Flächenelement der Quelle, θ beschreibt den eingeschlossenen Winkel zwischen der Verbindungslinie der Flächenelemente dS und dA und der Normalen, siehe Abbildung 1.18. Ist nur ein bestimmtes Wellenlängenintervall $\Delta\lambda$ von Interesse, so definieren wir mit L_λ die spektrale Strahldichte.

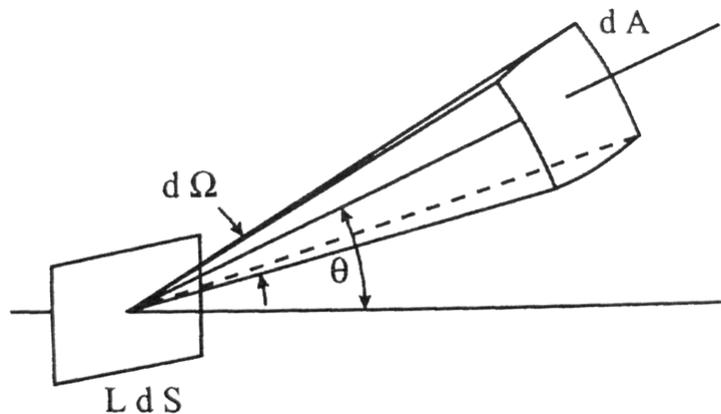


Abbildung 1.18: Ausgedehnte Quelle, strahlendes ebenes Flächenelement, aus Young [22]

Weiterhin definieren wir die Bestrahlungsstärke E auf der Oberfläche dA , die Orientierung der Oberfläche wird hier vernachlässigt:

$$E = \frac{d\phi}{dA}.$$

Ist die Strahldichte der Quelle unabhängig vom Winkel ($L_\theta = L$), das ist der angenommene Idealfall, wird die Quelle als Lambertscher Strahler bezeichnet.

Bestrahlt werde eine kleine Fläche dS , dann ist die auftreffende Gesamtleistung gegeben durch:

$$d\phi_i = EdS.$$

Die gesamte gestreute Leistung $d\phi_s$ dieser Oberfläche kann durch folgende Gleichung beschrieben werden:

$$d\phi_s = kd\phi_i,$$

k ist der Streuanteil, die Streuung geschehe so, dass die Strahldichte keine Funktion des Winkels sei. Es handelt sich hier um einen Lambertschen Reflektor. Die Oberfläche strahlt die Leistung gleichmäßig in alle Richtungen ab. Die Strahldichte L_s eines Lambertschen Reflektors, der der Bestrahlungsstärke E ausgesetzt ist, ergibt sich dann aus:

$$L_s = \frac{kE}{\pi}.$$

Anwendung mit planarem Detektor Bei gegebener Winkelabhängigkeit der Strahldichte L ergeben sich die folgenden Zusammenhänge, die verwendeten Größen sind in Abbildung 1.19 dargestellt.

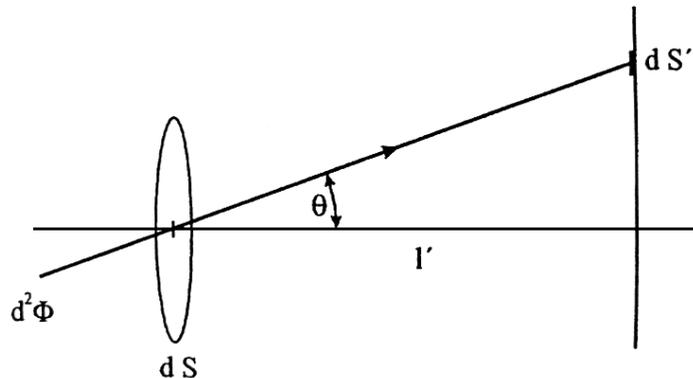


Abbildung 1.19: Teilchenstrom durch ein Flächenelement einer Apertur auf einen planaren Detektor, aus Young [22]

Der Strahl der Quelle $d^2\phi$ geht durch eine kleine Fläche dS der den Strahl begrenzenden Blende bzw. Apertur. Unter einem Winkel θ , die Strahldivergenz, erfolgt die Abbildung auf ein kleines Flächenelement dS' auf dem Detektor.

Der Raumwinkel $d\Omega$ zu dS' ist dann

$$d\Omega = \frac{dS' \cos\theta}{(l'/\cos\theta)^2}.$$

Der Teilchenstrom $d^2\phi$ ergibt sich zu

$$d^2\phi = L dS dS' \frac{\cos^4\theta}{l'^2}.$$

Ist nun die Messstrecke l' deutlich größer als der Aperturdurchmesser D kann das Flächenelement dS durch die Fläche der Apertur $\frac{\pi}{4}D^2$ in obiger Gleichung ersetzt werden. Die Beleuchtungsstärke oder Strahlintensität E in dS' folgt aus dem Quotienten $d\phi/dS'$ zu

$$E = \frac{\pi L}{4} \frac{\cos^4\theta}{(l'/D)^2}.$$

Die Beleuchtungsstärke auf einem planaren Detektor ist demnach abhängig von der Leuchtdichte der Quelle und gehorcht einer $\cos^4\theta$ -Abhängigkeit.

Grenzen der Fokussierung, Rayleigh-Kriterium Mit einer vorgegebenen Quelle wird ein optisches Element, z.B. eine Linse, bestrahlt. Es soll die minimale Größe des Fokus bestimmt werden.

Ein Gauß'scher Strahl der Breite $2w_{01}$ und der Wellenlänge λ wird durch eine Linsenoptik über eine Länge l , die der Linsenbrennweite f entspricht, fokussiert. Die Breite des Fokus bzw. die Fokusstrahltaile ist dann gegeben durch die Formel

$$w_{03} \approx \frac{\lambda f}{\pi w_{01}}$$

gegeben.

Eine Skizze der Fokussierung eines Gauß'schen Strahles ist in folgender Abbildung 1.20 dargestellt.

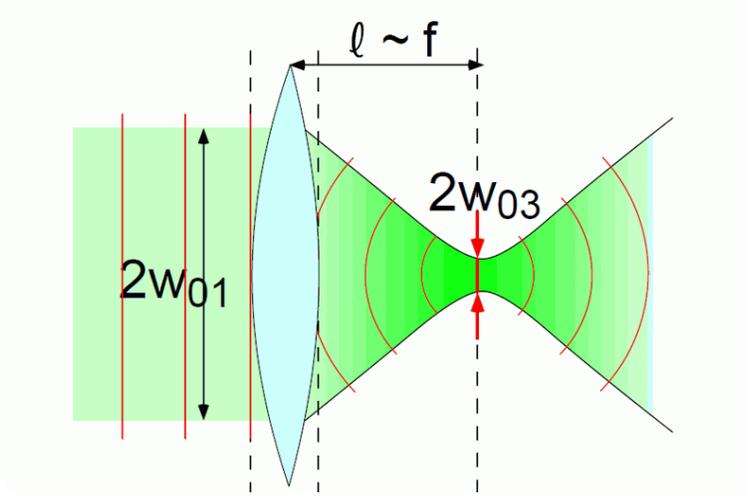


Abbildung 1.20: Fokussierung eines Gauß'schen Strahles, aus Meschede [23]

Jede optische Abbildung ist beugungsbegrenzt, es gilt das Rayleigh-Kriterium:

$$d = \frac{1.22\lambda}{NA}, \rightarrow NA = \sin\alpha,$$

d ist hier der Durchmesser des Fokus bzw. die doppelte Rayleigh-Auflösung δ_t und NA bezeichnet die numerische Apertur der verwendeten Linse mit dem Öffnungswinkel 2α .

Es gibt verschiedene Linsenfehler bzw. Abberationen die den Fokus zusätzlich vorbereitern können. Zu nennen sind die sphärische Abberation, die Koma, der Astigmatismus, die Petzval-Krümmung und die Distorsion.

Wichtig im Zusammenhang mit Neutronen ist die chromatische Abberation bei Verwendung eines polychromatischen Strahls und brechender Optik. Die Beugungseffekte sind aufgrund der verwendeten Wellenlängen im Angströmbereich vernachlässigbar. Sind die optischen Elemente in ihren Abmessungen groß gegenüber der Wellenlänge der verwendeten Strahlung, so sind die Gesetze der geometrischen Optik anwendbar.

Linsenmachergleichung Die Linsenmachergleichung ist nur gültig im Grenzfall dünner Linsen. Die Brennweite einer dünnen bikonvexen Linse mit den Radien R_1 und R_2 berechnet sich dann wie folgt:

$$\frac{1}{f} = (n - 1) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right).$$

Die Gleichung vereinfacht sich bei gleichen Radien zu $f = \frac{R}{2(n-1)}$.

Der komplexe Brechungsindex n für Neutronenstrahlen ist für alle Materialien sehr nahe beim Wert 1. Sein Realanteil ist dabei zumeist positiv. Alle

fokussierenden Linsenelemente müssen aus diesem Grunde eine konkave Krümmung aufweisen, d.h. die Dicke des Materials wird bis zum Mittelpunkt der Linse auf ein Minimum reduziert. Mit Hilfe einer solchen Linse wird nur eine minimale Ablenkung des Neutronenstrahls um wenige tausendstel Grad erreicht. Eine Lösung, um damit Neutronen zu fokussieren, stellt die Anordnung mehrerer solcher Linsen hintereinander in einem Paket dar. In diesem Falle addiert sich deren Brechkraft. Die neue Brennweite f berechnet sich bei 2 Linsen nach folgender Formel:

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} - \frac{L_D}{f_1 + f_2}$$

f_1, f_2 sind die Brennweiten der Linse 1 und 2.

L_D beschreibt die Linsendicke, es gilt: $L_D \ll f_1, f_2$.

Punkt-zu-Punkt-Abbildung Bei der Betrachtung einer Punkt-zu-Punkt-Abbildung mit den Abständen Quelle-Linse L_{QL} und Linse-Fokus L_{LF} ergibt sich die Brennweite aus der Gleichung:

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{L_{QL}} + \frac{1}{L_{LF}}$$

Die Gesamtanzahl der Neutronen im Fokus ergibt sich näherungsweise aus:

$$I = \frac{d^2\phi}{d\lambda d\Omega} \Delta\lambda \frac{A_Q A_F}{L_{QF}},$$

$\Delta\lambda$ bezeichnet die Wellenlängenverbreiterung, A_Q, A_F die Flächen der Aperturen von Quelle und Fokus und L_{QF} den Abstand zwischen Quelle und Fokus.

Der minimale Streuvektor für eine Anordnung mit gleichen Abständen $L_{QL} = L_{LF}$ ist dann:

$$Q_{min} = \frac{2\pi}{\lambda L_{QL}} (R_Q + 2R_F),$$

R_Q und R_F sind die Radien der Aperturen von Quelle und Fokus, nach Mildner [24].

Instrumentenauflösung Eine wichtige Gleichung für Neutronenstreuer ist die Auflösungsfunktion des genutzten Instrumentes. Die allgemeine Form mit Streuwinkel θ lautet:

$$\left\langle \frac{\delta Q^2}{Q^2} \right\rangle = \left\langle \frac{\delta \lambda^2}{\lambda^2} \right\rangle + \left\langle \frac{\cos^2 \theta \delta \theta}{\sin^2 \theta} \right\rangle.$$

Eine interessante Frage bei der Anwendung in der Kleinwinkelstreuung (SANS) ist die nach dem größten noch messbaren Objekt. Am 40 m SANS-Instrument am ILL ergibt sich nach R. Pynn¹² ein Maximum von etwa 5 μm .

¹²NCNR Summer School course 2008

Kapitel 2

Neutronenfokussierung

Die ausgedehnten und isotropen Neutronenquellen erschweren es, am Probenort hohe Neutronenflüsse zu gewährleisten, um Neutronenstreuexperimente durchzuführen. Aus diesem Grunde wurden verschiedene Techniken entwickelt durch Refraktion, Reflexion und Diffraktion Neutronen auf kleine Flächen zu fokussieren.

Der Hauptteil dieser Arbeit beschäftigt sich mit den neutronenoptischen Fokussierungsmethoden, einem Teilgebiet der Neutronenoptik. Die Elemente und Methoden der Neutronenfokussierung, die in den folgenden Abschnitten vorgestellt werden, sind über viele Jahre immer weiter verfeinert worden. Diese Arbeit ist ein Beispiel dafür, dass es dennoch möglich ist in diesem Bereich weitere Verbesserungen zu entwickeln. Dies soll am Beispiel der Linsensystemen demonstriert werden.

Es gibt verschiedene Materialien, die auf ihre Eignung für neutronenoptische Komponenten hin getestet wurden. Eine bedeutende Gruppe bilden die zur Herstellung von Neutronenspiegeln benötigten Materialien. Bei der Herstellung ist darauf zu achten, dass die die Neutronen in ihrer Bahn beeinflussenden Optiken nicht nur experimentelle Anforderungen erfüllen, sondern auch eine mehrjährige Lebensdauer unter entsprechendem Neutronenbeschuss aufweisen. Im Folgenden sollen einige dieser optischen Methoden und Elemente und deren Anwendung vorgestellt werden.

Als erstes soll die Frage beantwortet werden was es für fokussierende Elemente in der Neutronenoptik gibt und wofür sie benötigt werden.

Fokussierende Elemente Im wesentlichen gibt es 3 verschiedene Prinzipien um Neutronen in ihrer Bahn zu beeinflussen. Sie können reflektiert, gebrochen oder durch Magnetfelder abgelenkt werden. Alle 3 Methoden haben ihre spezifischen Eigenheiten, auf die im Einzelnen noch näher einzugehen ist. Ein wichtiges Kriterium zur Beurteilung der Nutzbarkeit ist der Material- und Bearbeitungsaufwand und die Integrierbarkeit in bestehende Instrumentaufbauten und die damit verbundenen Kosten. Dafür geeignet sind unter anderem folgende Instrumente:

- Reflektometer zur Strukturanalyse
- für Kleinwinkelstreuexperimente (SANS)
- Stressgeräte bzw. Diffraktometer zur Materialanalyse
- für die direkte Gammaaktivierungsanalyse (PGAA)
- Tomographie

Fokussierung am Experiment [10] Die Neutronenspektrometer sind größere Instrumente, d.h. für die Fokussierungsoptiken muss meist mit Brennweiten von mehreren Meter gerechnet werden. Die Größe des Fokus liegt dabei im Allgemeinen im Bereich zwischen 1 und 10 mm. Der Einsatz fokussierender Optik ist demnach abhängig von den spezifischen Bedingungen am Experimentierplatz. Es folgen ein paar Beispiele für relevante experimentelle Parameter:

- Die Probengröße liegt in einem Bereich zwischen 100 μm für die Einkristallbeugung und 10 mm für die Dreiachsenspektroskopie (TAS).
- Die Brennweite erstreckt sich allgemein von 1 m für Beugungsexperimente bis 10 m für Kleinwinkelstreuung (SANS).
- Die Dimension, genutzt werden eindimensionales Fokussieren für Beugungs- und Reflektivitätsmessungen oder 2 Dimensionen für die Kleinwinkelstreuung.
- Die Wellenlänge, der weiße Strahl wird bei Flugzeitmessungen (TOF) verwendet oder ein schmales Wellenlängenband für monochromatische Spektrometer.

Die verschiedenen Methoden der Probenuntersuchung setzen bspw. unterschiedliche Strahlquerschnitte am Probenort und differenzierte Detektoranordnungen voraus. In der Folge ist es sinnvoll, für die unterschiedlichen Instrumente speziell angepasste Fokussierungsmethoden zu entwickeln. Die verschiedenen Prinzipien sollen anhand verschiedener Neutronenoptiken im Folgenden näher erläutert werden.

2.1 Prinzip Reflexion

Aufgrund des großen divergenten Neutronenstrahls gibt es prinzipiell zwei Möglichkeiten der Fokussierung. Entweder es wird der komplette Querschnitt des Strahls genutzt, z.B. bei der vielfach fokussierenden Kollimationstechnik für die Kleinwinkelstreuung oder es wird die große Divergenz einer Punktquelle auf den Probenort refokussiert. Beide Varianten finden sich bei den fokussierenden Neutronenleitern wieder.

2.1.1 Fokussierende Neutronenleiter

Fokussierende Leiterformen Die mit Nickel oder Superspiegeln beschichteten Neutronenleiter haben zumeist einen rechteckigen Querschnitt. Ein Fokussierungseffekt lässt sich erreichen, indem der Leiterquerschnitt über die Länge des Neutronenleiters modifiziert wird. Theoretische Grundlagen zu konvergierenden Leitern wurden in den Neunzigern von Mildner erarbeitet [25, 26, 27]. Ein im Jahre 1997 von Goncharenko et al. [28] durchgeführtes Experiment mit einem 25 cm langen mit ($m=3$)-Superspiegeln beschichteten linear zulaufenden fokussierenden Leiter für Neutronenbeugungsuntersuchungen sehr kleiner Proben ($< 1 \text{ mm}^3$) ergab mit 4.7 \AA Neutronen eine 4-fache Intensitätssteigerung im Vergleich zum Direktstrahl.

Elliptische und parabolische Neutronenleiter Spezielle fokussierende Formen sind parabolische und elliptische Leiter, dargestellt in Abbildung 2.1. Ausführliche Untersuchungen der Leiterformen wurden von Böni [29], Mühlbauer et al. [30], Hils et al. [31] und Schanzer et al. [32] in den Jahren 2004 bis 2008 durchgeführt. Mühlbauer et al. experimentierte mit elliptischen Leiterformen und konnte mit 4.7 \AA Neutronen in 80 mm Entfernung vom Leiterende eine 25-fachen Intensitätszuwachs gegenüber dem Direktstrahl feststellen. Hils et al. erreichte mit einem parabolisch fokussierenden Leiter mit $m=3$ Superspiegelbeschichtung bei einer Neutronenwellenlänge von 4.88 \AA eine 6 mal höhere Neutronenintensität im 29 mm hinter dem Leiterende bestimmten Fokus. Ein parabolischer Leiter bestehend aus mehreren Kanälen wurde im Jahre 2006 von Yamada et al. [33] entwickelt und getestet. Der gemessene Intensitätsgewinn betrug im Maximum das 9.6-fache im Vergleich zur einfachen Vakuumröhre.

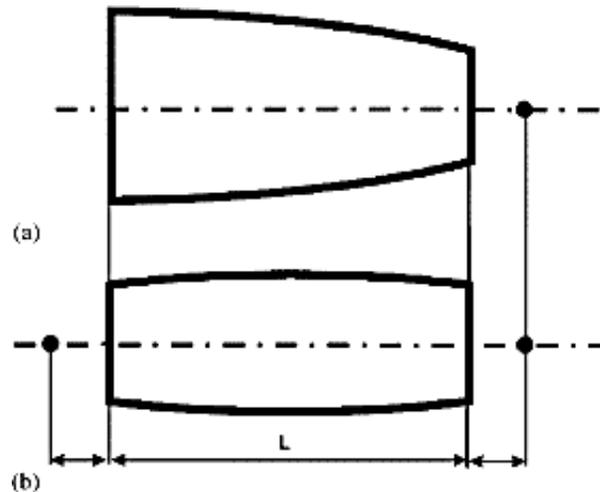


Abbildung 2.1: Parabolisch (a) und elliptisch (b) fokussierender Leiter

Die Einsetzbarkeit der parabolischen Leiterform für die Neutronentomogra-

phie wurde 2005 von Kardjilov et al. [34] überprüft. Eine Intensitätssteigerung zwischen 4 und 25 im Fokus in Abhängigkeit vom verwendeten Monochromator konnte für diese Neutronenleiterform von Kardjilov demonstriert werden. Aufgrund des rechteckigen Leiterquerschnittes zeigte sich jedoch in einigen Zentimetern Abstand hinter dem Brennpunkt keinesfalls ein homogenes Abbild des fokussierenden Leiters, sondern ein symmetrisch in 4 Bereiche lokal erhöhter Intensität aufgeteiltes Bild, siehe Abbildung 2.2.

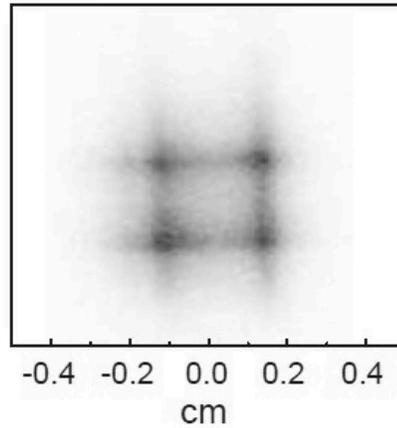


Abbildung 2.2: 2-dim. Intensitätsverteilung 50 mm hinter dem Fokus eines parabolischen Leiters [34]

2.1.2 Fokussierende Spiegel

Kirkpatrick-Baez-Spiegel Das Kirkpatrick-Baez-System, entwickelt im Jahre 1948 [35], ist eine besondere Anordnung von zwei Spiegeln mit konkav gekrümmter Oberfläche. Diese werden senkrecht zueinander orientiert und bündeln den einfallenden Strahl in beiden Dimensionen in einen durch die elliptische Spiegelgeometrie festgelegten Brennpunkt.

Die Halbachsen a und b der elliptischen eindimensionalen Fokussierungsanordnung in Abbildung 2.3 lassen sich aus dem Einfallswinkel θ und dem Quellenabstand l und Fokusabstand l' zur Spiegeloberfläche berechnen. Die Gleichungen dazu lauten, angefangen mit der Ellipsengleichung:

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1,$$

$$a = \frac{l + l'}{2},$$

und

$$b = \sqrt{ll'} \sin\theta.$$

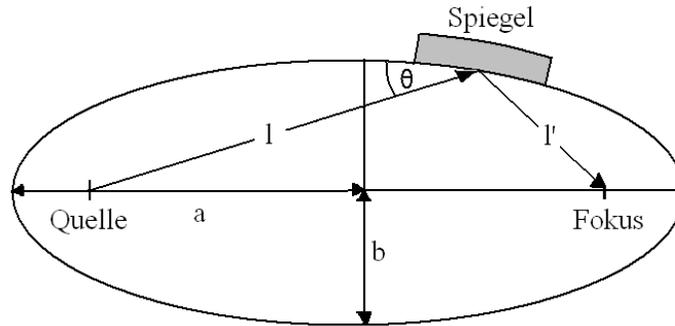


Abbildung 2.3: Schema einer Punkt-zu-Punkt-Fokussierung mit einem Spiegel, elliptische Geometrie

Getestet wurde das System bisher erfolgreich im Röntgenbereich. So ist es Yamauchi et al. [36] im Jahre 2006 gelungen, mit einer Kirkpatrick-Baez- Spiegelanordnung harte Röntgenstrahlung auf einen Fokus kleiner als 30 Nanometer zu bündeln.

In der Neutronenoptik werden Superspiegel verwendet. Die Art der Beschichtung und deren besondere Abfolge ermöglichen es, eine große Anzahl der auf die Spiegel unter unterschiedlichen Winkeln auftreffenden Neutronen in den berechneten Brennpunkt zu fokussieren. Der Verlust durch Transmission und Absorption der Spiegel sollte dabei minimiert werden. In Abhängigkeit von der Divergenz des Einfallsstrahles ist es möglich, Neutronen aus unterschiedlichen Wellenlängenbereichen zu fokussieren. Der kritische Winkel Θ_c ist der Neutronenwellenlänge λ direkt proportional. Die typische Doppel-Spiegel-Anordnung ist in Abbildung 2.4 dargestellt. Neben der Kirkpatrick-Baez-Anordnung gibt es noch andere wie Wolter-Spiegel [37] oder weiterentwickelte Kirkpatrick-Baez-Spiegel. Das Produzieren und Kalibrieren der normalen Kirkpatrick-Baez-Spiegel ist jedoch billiger und einfacher zu bewerkstelligen. Die von den Spiegeln übertragene Quellenbrillanz ist nahe am theoretischen Maximum. Verbesserungen sind allenfalls noch im Bereich der Emittanz möglich. Es befinden sich dazu zwei Systeme in der Erprobung. Das eine besteht aus verschachtelten Spiegeln, englisch: nested mirrors, zur Erhöhung der Einfallsddivergenz, θ wächst auf $1.6 \cdot \theta$. Das andere System hat zusätzliche Kirkpatrick-Baez-Ablenkspiegel, englisch: deflected KB mirrors, um gezielt einzelne Anteile des Einfallsstrahls abzulenken, mit einem Konvergenzlimit von $2 \cdot \theta$. [38, 39]

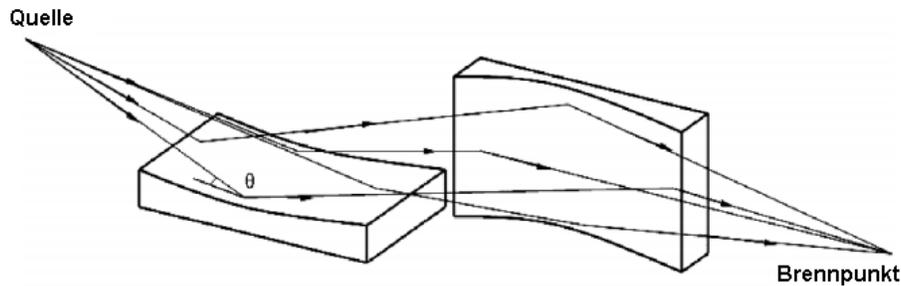


Abbildung 2.4: Doppelspiegel Kirkpatrick-Baez-Schema mit Quell- und Brennpunkt sowie Einfallswinkel θ

Toroidale Neutronenspiegel Alefeld et al. [40] zeigte im Jahre 1988 die Anwendbarkeit eines fokussierenden toroidalen Neutronenspiegels in einer Kleinwinkelstreuanlage. Der experimentelle Aufbau ist dargestellt in Abbildung 2.5. Später vergrößerte Alefeld et al. [41] den toroidalen Neutronenspiegel bestehend aus 8 Einzelstücken auf eine Fläche von $(4000 \times 170) \text{ mm}^2$.

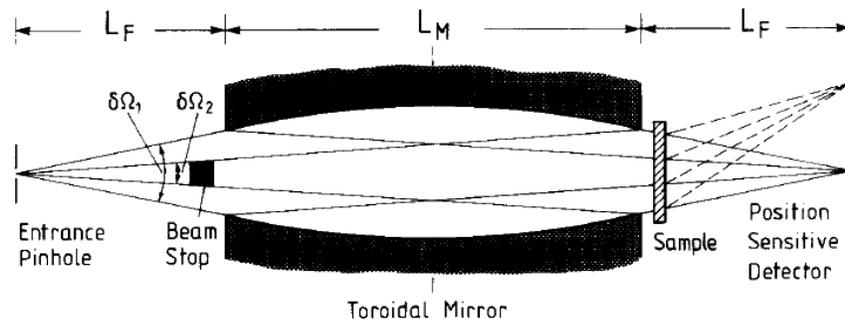


Abbildung 2.5: Kleinwinkelstreuanlage, SANS, mit integriertem toroidalen Neutronenspiegel: der PSD ist an der Position des Bildes der Einfallslotblende. Die Neutronen außerhalb der direkten Sichtlinie werden vom Strahlstopper absorbiert. Die Auflösung ist abhängig von der Größe des Bildes und dem Abstand zwischen Probe und Detektor. Die Gesamtlänge beträgt etwa 5 m. Nach Alefeld [40]

2.1.3 Festkörperlinse

Die Entwicklung fokussierender Strahloptiken hat sich parallel sowohl im Bereich der Röntgen- als auch im Bereich der Neutronenoptik vollzogen. Am Beispiel der Festkörperlinse wird deutlich, dass sich infolge dieses Prozesses Ähnlichkeiten in den Entwürfen beider Bereiche ergeben haben. Die Vorreiterrolle

gebührt der Röntgenoptik wie auf folgender Darstellung aus dem Patent¹ von J.G. Noonan et al. aus dem Jahr 1988 deutlich wird. Die Abbildung 2.6 zeigt das Schema eines fokussierenden Röntgeninstrumentes, dessen Hauptelement aus einem Stapel Metallplatten besteht, die die Röntgenstrahlen in einer Dimension von Punkt S zu Punkt F bündeln. Es sind die Strahlverläufe in einer vertikalen Ebene durch die einzelnen rechteckigen Kanäle der Linsenordnung eingezeichnet.

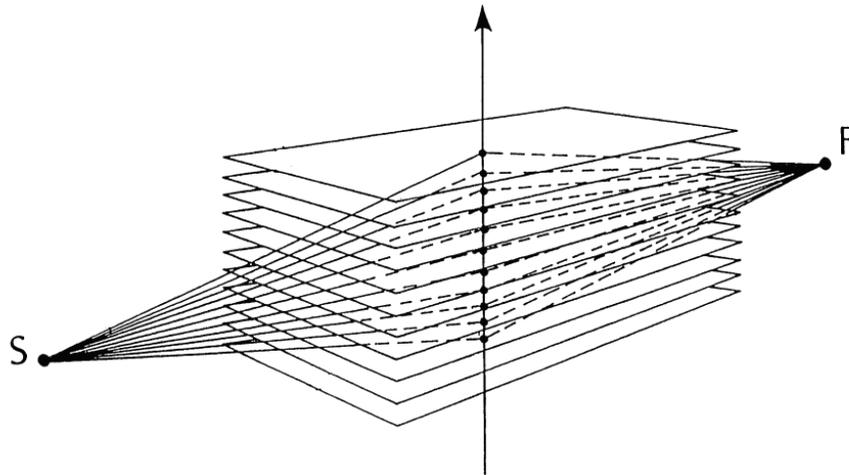


Abbildung 2.6: Röntgeninstrument mit fokussierendem Metallstapel

In der Weiterführung dieses Entwurfes wurde die fokussierende Anordnung verfeinert. Anstatt eines einfachen Schichtstapels wurden die sich bildenden Kanäle weiter unterteilt. Das folgende Bild 2.7 aus dem Patent WO 92/09088² von A.P. Kilborn aus dem Jahre 1992 zeigt das Konzept der Mikrokapillaren, hier als eine Anordnung quadratischer Kanäle dargestellt. Die mit 10 bezeichnete Platte ist von den Kanälen in Längsrichtung, in Strahlrichtung von 5 nach Z durchzogen. Der von der Quelle 5 ausgehende divergierende Strahl 14 kann als konvergierender Strahl 16 in der quadratischen Brennebene F gebündelt werden. Die Parameter t und d der fokussierenden Lochplatte müssen dabei an die verwendete Strahlung angepasst werden.

¹(WO/1988/001428) INSTRUMENTATION FOR CONDITIONING X-RAY OR NEUTRON BEAMS

²IMPROVED MULTIPLE CHANNEL CONFIGURATIONS FOR CONDITIONING X-RAY OR NEUTRON BEAMS

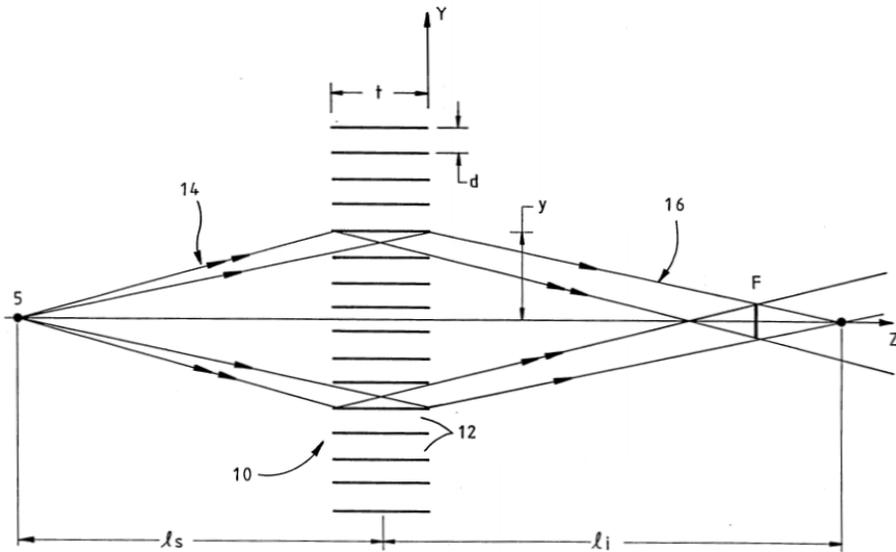


Abbildung 2.7: Röntgenstrahlen durch Mikrokapillaren fokussierendes Röntgeninstrument

Daymond und Johnson übertrugen diese Idee im Jahre 1999 auf die Neutronenoptik³, [42, 43]. Allerdings verwendeten sie keine Mikrokapillaren sondern Siliziumwafer. Auf der Skizze der Linse in Abbildung 2.8 ist der schematische Aufbau angedeutet. Die Neutronenlinse besteht in der Theorie aus einer Reihe entsprechend geformter Wafer (2), die auf elliptischen Oberflächen liegen, so dass auftreffende Neutronen nur einmal reflektiert werden. In der praktischen Umsetzung sind die Wafer flach in einem Stapel angeordnet und mit einer Reflektionsbeschichtung (4) versehen worden. Die elliptische Form führt idealerweise zu einer Punkt-zu-Punkt-Fokussierung, die Lochblende (3) ist die Quelle des Neutronenstrahles.

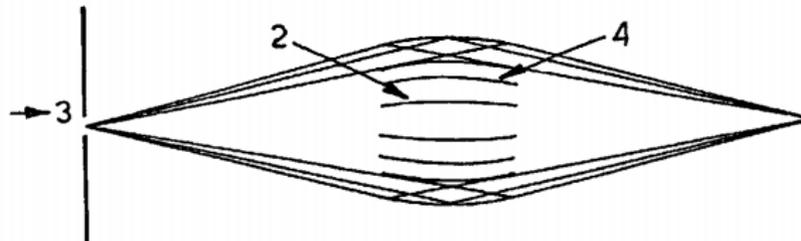


Abbildung 2.8: Neutronenlinse von Daymond und Johnson

³(WO/2000/063922) NEUTRON LENS

Im Jahre 1990, einige Zeit vor Daymond and Johnson, veröffentlichte Mildner die Idee einer Neutronenlinse mit Kanälen aus Silizium [44]. Seine Idee konnte zu dieser Zeit nicht realisiert werden. Der Aufbau ist in Abbildung 2.9 skizziert. Er zeigt M gebogene Kanäle dünner Siliziumwafer unterschiedlicher Länge. Die Wafer sind mit einer die Neutronen total reflektierenden Beschichtung versehen und bilden ein System von Vielfachkanälen mit einem gemeinsamen Brennpunkt. Der Abstand der Wafer oder die Höhe eines Kanals h ist gegenüber dem Radius R der in Kreisbögen geformten Wafern zu vernachlässigen. Die äußeren Wafer schließen mit dem Brennpunkt einen Winkel $M\phi$ ein. Die minimale Länge des inneren Kanales sollte gleich $\sqrt{8hR}$ sein, um die des äußeren Kanales zu erhalten, muss die zusätzliche Länge $M\phi \cdot Mh$ addiert werden. In der Praxis liefert dieses System einen Linienfokus. Die aus den Kanälen der Linse austretenden Neutronenstrahlen haben aufgrund der Waferkanalbreite und -länge eine vorgegebene Divergenz. Bis zu ihrem Sammelpunkt im Fokus der Linse führt dies zu einer Strahlverbreiterung in Abhängigkeit von der Entfernung zwischen Linsenkanälen und Fokus.

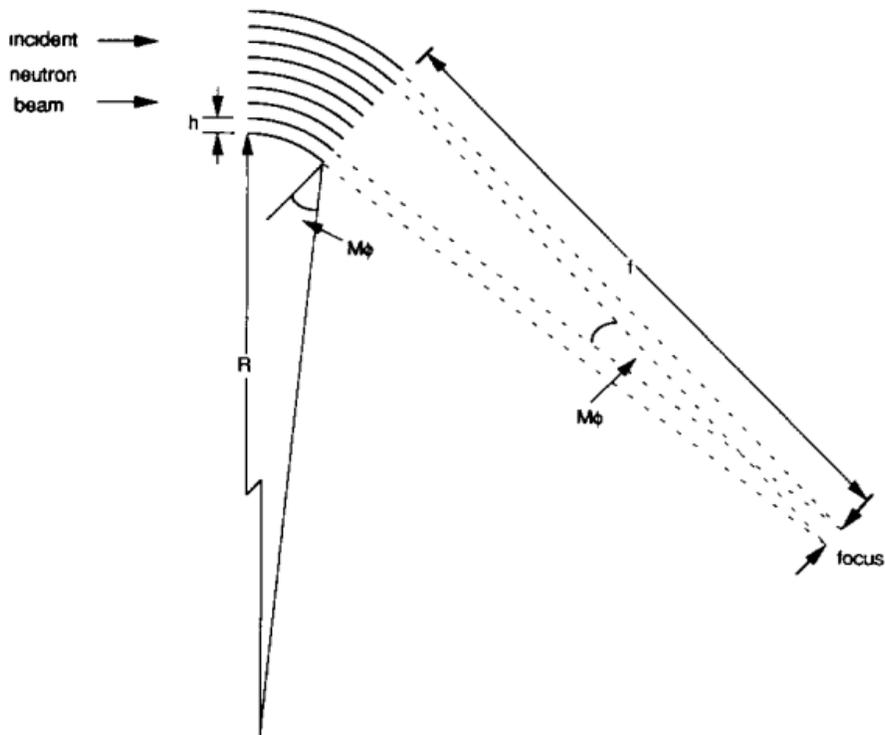


Abbildung 2.9: Multikanal-System nach Mildner [44]

Die Festkörperlinse in Abbildung 2.10, basierend auf der Superposition von Glanzwinkelreflexionen, ist der Arbeit von Stoica und Wang aus dem Jahre 2002

entnommen. Der Hauptbestandteil dieser Linse ist ein Paket aus beschichteten Siliziumwafern. Die eine Seite der Wafer wurde mit einer Absorptionsschicht und die andere mit einer Superspiegel-Reflexionsschicht für Neutronen versehen. Die Wafer sind allesamt entlang der horizontalen x-y-Ebene gebogen mit der reflektierenden Schicht auf der konvexen Seite. Im Unterschied zu Daymond und Johnson ist hier der Krümmung für alle Siliziumwafer gleich. Die Dicke der Kanäle g_0 ist konstant, während ihre Länge L_0 variiert wird. Die Superspiegel verhalten sich für die Neutronen wie konkave Zylinderspiegel. Die Spiegellänge und der Abstand zwischen der Quelle und dem Spiegel begrenzen den maximal aufnehmbaren Winkelbereich.

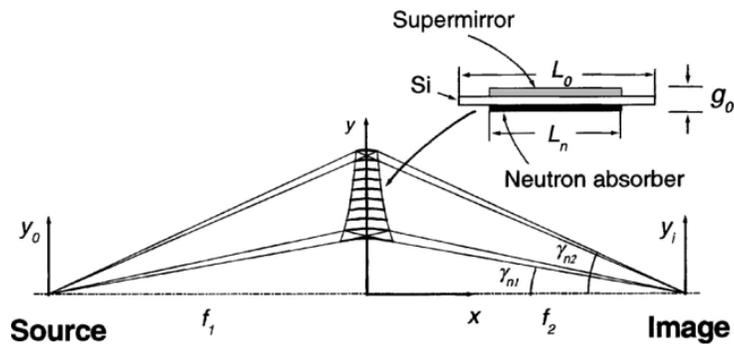


Abbildung 2.10: Neutronenlinse für eine Punktquelle von Stoica [45]

HZB Linse Ein erstes Experiment mit monochromatischen Neutronen einer Wellenlänge von 4.72 \AA und einem einzelnen fokussierenden Waferstapel wurde im Jahr 2005 am HZB durchgeführt [46]. Die Abbildung 2.11 zeigt den schematischen Aufbau der Linse. Es handelte sich dabei um die erste Realisierung einer Festkörperlinse nach der Veröffentlichung von Mildner [44]. Im Ergebnis, dargestellt in Abbildung 2.12, konnte 36 mm hinter dem Waferstapelende am Ort der höchsten Peakintensität ein gegenüber dem Direktstrahl mehr als 3-fach erhöhter Neutronenfluss gemessen werden.

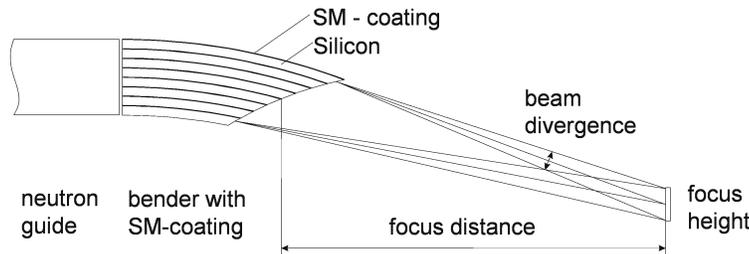


Abbildung 2.11: Aufbau einer Neutronen-Silizium-Linse, nach Behr und Krist [46]

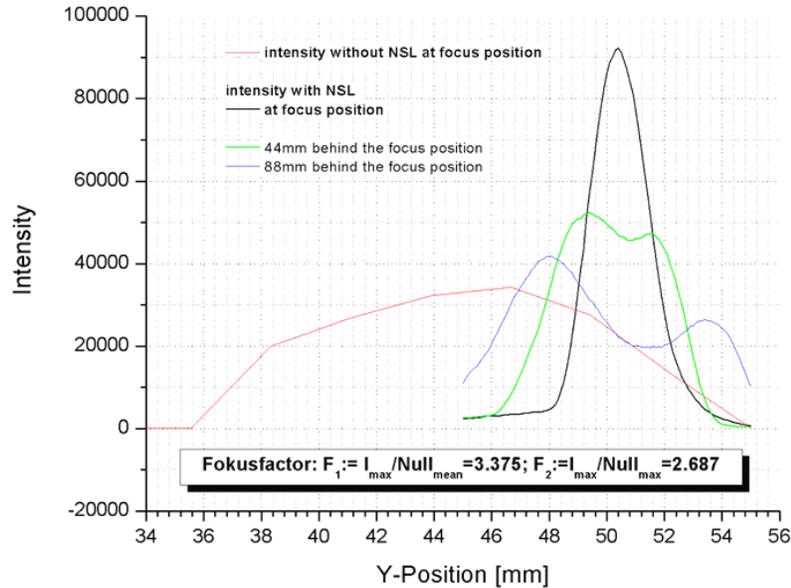


Abbildung 2.12: Transmittierte Neutronenintensität durch eine Festkörperlinse, nach Behr und Krist [46]

2.1.4 Kapillarlinse

Das Prinzip einer Neutronenlinse aus einem Bündel optischer Hohlleiter, die die einfallenden Neutronen unter dem Grenzwinkel der Totalreflexion des Leitermaterials über ihre gesamte Länge bis zu einem gemeinsamen Brennpunkt leiten, geht zurück auf die Arbeiten des russischen Physikers Kumakhov im Bereich der Röntgenoptik [47, 48]. Er wandte das Prinzip der Multikapillarenoptik im Jahre 1992 ebenso erfolgreich auf eine Linse für die Neutronenoptik an [49]. Weitere Untersuchungen der Kapillaren wurden im selben Jahr von Chen et al. durchgeführt [50]. 1994 testeten Xiao et al. [51] erfolgreich eine Multikapillarlinse für Absorptionsmessungen mit polychromatischen Neutronen. Er konnte im Brennpunkt der Linse bei einer Halbwertsbreite von 0.53 mm eine ca. 80-fache Intensitätssteigerung messen. Im Jahre 1995 untersuchte Mildner et al. [52] die Wellenlängenabhängigkeit des Verstärkungsfaktors einer Kapillarlinse. Bis zu einer Neutronenwellenlänge von etwa 8 Å konnte ein Anstieg der Intensitätszunahme bis über das 60-fache gemessen werden.

Ableger und Weiterentwicklungen des Mikrokapillarenleiterkonzepts finden seit einigen Jahren praktische Anwendung bei geeigneten Experimenten mit Synchrotronstrahlung und Laborquellen. Bei diesen Experimenten werden mit Multikapillaroptiken im Brennpunkt Steigerungen bis zum 1000-fachen des Direktstrahls der Röntgenphotonen erreicht [53].

Die Neutronen oder Röntgenphotonen werden durch streifende Reflexion,

in Englisch: „garland reflections“, an den Kapillarwänden der einzelnen Fasern entlang geleitet. Bei der Verwendung von normalen Glaskapillaren beträgt der kritische Winkel für 10 keV Röntgenstrahlen nur 0.2° und für kalte Neutronen mit einer Wellenlänge von 5 \AA etwa 0.3° .

Die Multikapillaren einer Faserlinse zeichnen sich durch ihre hohe Flexibilität aus. Sie ermöglichen es zudem, durch entsprechende geometrische Anordnung, siehe dazu Abbildung 2.13, einen gebündelten Röntgen- oder Neutronenstrahl wieder aufzuweiten, d.h. den Strahl zu kollimieren, .

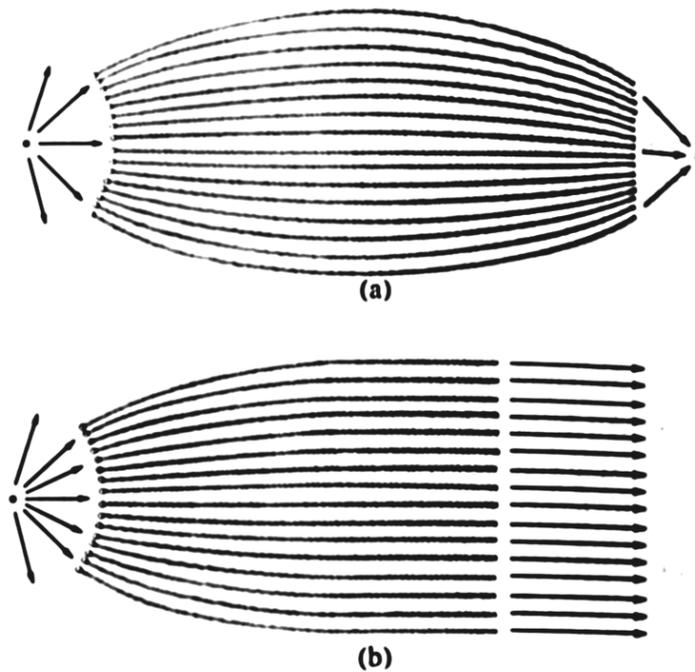


Abbildung 2.13: Multikapillarenbündel für Röntgen- und Neutronenstrahlen in Fokus-(a) und Kollimationsgeometrie(b)

Auf der folgenden Abbildung 2.14 ist eine Poly- oder Multikapillarlinse für Neutronen dargestellt. Sie wurde von Chen-Mayer et al. [54, 55, 56] erfolgreich in einem Experiment zur Gamma-Aktivierungsanalyse, engl. prompt gamma activation analysis, eingesetzt. Sie erreichte in einem $(100 \times 100) \mu\text{m}^2$ Bereich eine Signalverstärkung des Neutronenstroms von 46 ± 2 und in einem Gebiet von $(50 \times 50) \mu\text{m}^2$ einen Verstärkungsfaktor von 71 ± 5 .

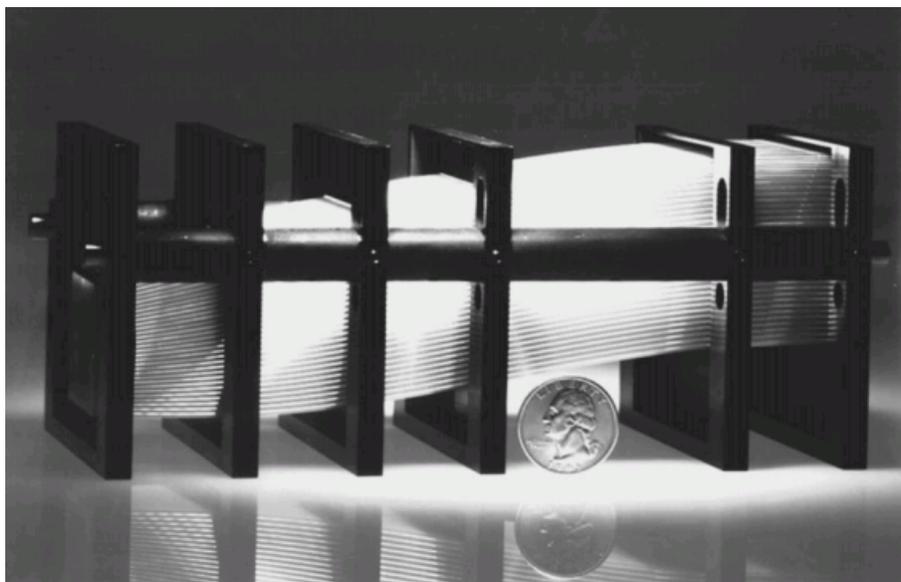


Abbildung 2.14: Neutronen fokussierende Polykapillarlinse von Chen-Mayer [54]

2.2 Prinzip Brechung

2.2.1 Materialvergleich

Der Ablenkwinkel für alle neutronenbrechenden Materialien ist gegenüber lichtbrechendem Gläsern mit Brechungsindizes von 1.5 und mehr sehr viel kleiner. Die Werte liegen nur wenige tausendstel Prozent unterhalb des Vakuumwertes, dennoch gibt es auch in diesem Bereich noch Unterschiede. Die Wahl des geeigneten Materials für eine Refraktionslinse ist von verschiedenen Parametern abhängig. Neben den physikalischen Erwägungen ist der Preis für das Material und dessen nötige mechanische Bearbeitung eine weitere in den Entscheidungsprozeß einfließende Kenngröße. In der folgenden Tabelle 2.1 sind für eine Neutronenwellenlänge von 1.8 \AA die wichtigsten Materialeigenschaften einiger Kandidaten aufgezählt. Dabei ist μ der lineare Abschwächungskoeffizient ohne kohärenten Streuanteil. Es zeigt sich bei der Betrachtung der Bragg-Kanten, siehe Abschnitt 2.2.5, dass μ stark wellenlängenabhängig ist. Die Größe δ ist der dispersive Realanteil des Brechungsindex des jeweiligen Materials. Für den direkten Vergleich der Materialien wurde in der letzten Spalte der Quotient aus Brechung und Abschwächung gebildet.

Material	Dichte [g/cm ³]	μ [1/m]	δ	δ/μ
C	1.14	0.051	3.88E-06	7.62E-05
Pb	11.34	0.573	1.60E-06	2.78E-06
MgF ₂	3.18	0.471	1.24E-06	2.62E-06
SiO ₂	2.20	0.441	1.05E-06	2.37E-06
Si	2.32	0.796	1.06E-06	1.34E-06
Al	2.69	1.380	1.06E-06	7.73E-07

Tabelle 2.1: verschiedene Materialien für die Neutronenbrechung, charakterisiert nach Dichte, linearem Absorptionskoeffizient und Brechkraft, gemessen mit (1.8 Å)-Neutronen [57]

2.2.2 MgF₂

Vergleich mit Blei als Material für eine Prismenlinse Für die Brechung der Neutronen weist das Magnesiumdifluorid die deutlich besseren optischen Eigenschaften auf. MgF₂ ist einkristallin, hat eine Dichte von 3.18 g/cm³ und einen Brechungsindex von 0.99998 für Neutronen. Die Prismen aus diesem Material haben im Gegensatz zu Bleiprismen etwa die doppelte Brechkraft für Neutronen. Absorption und Streuung im Material sind gegenüber dem Blei in ähnlichem Maße reduziert. In der Konsequenz lässt sich aus MgF₂ eine Neutronenlinse mit reduzierter Anzahl von Prismenelementen bei gleicher Brennweite und höherer Intensität im Fokus herstellen. Der MgF₂-Kristall ist jedoch im Gegensatz zum polykristallinen Blei aufwendiger zu bearbeiten. Das polykristalline Blei ist im Gegensatz zu MgF₂ erheblich preiswerter.

Anwendung als Material für kompakte Refraktionslinsen Eine Refraktionslinse aus 30 bikonkaven einkristallinen MgF₂-Linsen wurde 1998 von Eskildsen [58] gebaut und getestet. Die Abbildung 2.15 zeigt den Aufbau des Experiments mit den beiden Lochblenden und den Linsenelementen. Er erreichte bei einer wellenlängenabhängigen Brennweite von 1-6 m eine Intensitätssteigerung um mehr als das 15-fache gegenüber einer normalen Lochblendenanordnung. Mit einem Block aus 28 bikonkaven MgF₂-Linsen erreichte Choi [59] im Jahre 2000 an einer Kleinwinkelstreuanlage eine Erhöhung der Intensität um etwa eine Größenordnung.

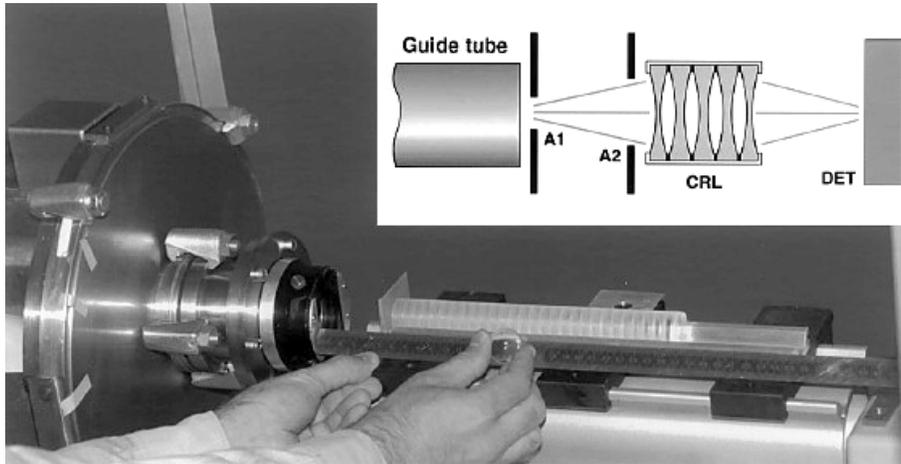


Abbildung 2.15: 30-teilige MgF_2 -Refraktionslinse hinter einem Neutronenleiter und im kleinen Bild: Schema des Experimentaufbaus mit Leiterröhre, den Lochblenden A1 und A2, dem Linsenblock(CRL) und dem Detektor, nach Eskildsen [58]

2.2.3 Clessidra oder Prismenlinse

Bei der Clessidra, italienisch für Sanduhr, handelt es sich um ein Linsenmodell für die Röntgenoptik [60, 61]. In dem Werkstück werden dazu lithografisch in regelmäßigen Abständen gleichmäßige keilförmige Rinnen erzeugt, so dass im Querschnitt deutlich eine Sägezahnstruktur zu erkennen ist. An den abgeschrägten Kanten treffen die Neutronen unter einem Einfallswinkel auf und werden dann nach dem Snellius'schen Brechungsgesetz beim Übergang von Luft in den Werkstoff gebrochen. Bei geradem seitlichen Auftreffen auf einen Sägezahn wird das Neutron zur Spitze hin gebrochen, d.h. der Winkel im Material ist etwas größer als der Einfallswinkel beim Auftreffen. Trifft nun dieses schon etwas abgelenkte Neutron auf die Kante des nächsten Zahnes, wird es wieder um den gleichen Betrag zur Spitze hin gebrochen. Dieses Verhalten setzt sich mit jedem Zahn fort bis das Neutron letztendlich so weit abgelenkt wurde, dass es aus der Materialschicht in Richtung der Sägezahnspitzen hinaustritt. Das betreffende Neutron wurde also um den Betrag der Schichthöhe abgelenkt. Eine weitere Ablenkung kann durch einen mehrlagigen Stapel von Materialschichten mit Sägezahnprofil erreicht werden.

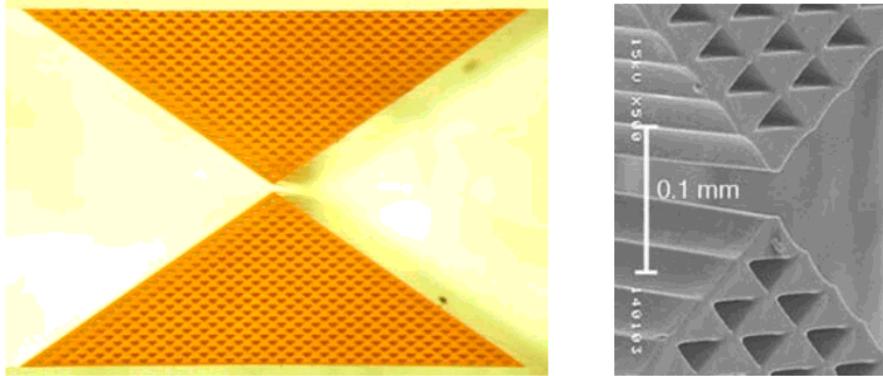


Abbildung 2.16: 1.5 mm hohe Röntgen-Clessidra, rechts daneben vergrößerter Ausschnitt der Spitzen, nach Jark [60]

Für eine aberrationsfreie Refraktionsoptik bilden diese ein parabelförmiges Dickenprofil [62, 63]. Im einfachsten Falle besteht die Linse aus nur zwei Einzelschichten. Diese können bei entsprechender Anordnung, siehe Abbildung 2.17 Neutronen aus dem Querschnitt des Strahles zur optischen Achse hin ablenken [64]. Ziel dieser als Sägezahn- oder Alligatormodell bezeichneten Anordnung ist es, die so gebrochenen abgelenkten Neutronen in einem Punkt auf der optischen Achse des Direktstrahles zu bündeln. Die Größe des Brennfleckes entspricht dabei in einer Dimension idealerweise der Schichthöhe. In der Praxis ist dies aufgrund der immer vorhandenen Divergenz des Neutronenstrahls allerdings nicht zu realisieren. Ein Vorteil des Sägezahn- oder Alligatormodells über eine statische Fokussierungseinheit, z.B. eine Verbund-Refraktionslinse, besteht darin, dass die beiden Einzelschichten im Neigungswinkel zueinander und damit zur optischen Achse justierbar sind. Auf diese Weise lässt sich der Ort der höchsten Neutronenintensität auf der optischen Achse in einem durch die Schichteigenschaften begrenzten Bereich variieren, d.h. die Brennweite der Alligatorlinse ist regelbar. Für feste Brennweiten verhalten Neigungswinkel und Zahnhöhe sich umgekehrt proportional zueinander [65].

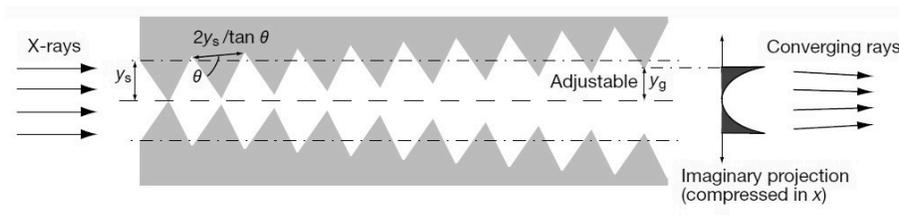


Abbildung 2.17: Sägezahn-Refraktionslinse für harte Röntgenstrahlen nach Cederström [64]

2.2.4 Bleilinse

Der Ablenkwinkel für Neutronen pro Sägezahn bzw. Prisma liegt für alle in Frage kommenden Materialien im Bereich von einigen Milligraden. Um mit einer Brechungslinse eine praktikable Ablenkung des Neutronenstrahls zu erreichen, ist eine hohe Anzahl dieser Elemente unerlässlich. In einer Schicht ist die Anzahl der Prismen einerseits durch deren Höhe und andererseits durch die mit jeder Einheit zunehmende Absorption und Streuung der Neutronen begrenzt. Das Ziel, möglichst viele Neutronen über relativ kurze Strecken abzulenken und gleichzeitig in der fokussierenden Richtung einen schmalen Brennfleck zu erhalten, lässt sich folglich nur durch eine hohe Anzahl von sehr kleinen Prismen realisieren. Aufgrund der geringen Prismenhöhe sind dafür viele übereinanderliegende Schichten nötig. Dies führt zum Parabelkonzept 5.1.2 der Linsengeometrie. Ein billiges Material für die Herstellung solch einer Linse ist das Element Blei.

2.2.5 Bragg-Kanten

Der Gitterparameter des fcc-Kristallgitters des Elementes Blei, dem für die Refraktionslinsen verwendeten Material, beträgt 4.95 \AA . Aus diesem Grunde ist für Neutronen derselben Wellenlänge ein Maximum im Spektrum des totalen Wirkungsquerschnittes von Blei, eine sogenannte Bragg-Kante, zu beobachten. Die einzige Möglichkeit, diesen erhöhten Intensitätsverlust im Neutronensignal beim Durchtritt durch die Bleilinse zu vermeiden, besteht in der Änderung der genutzten Neutronenwellenlänge. Es zeigen sich im Blei in Abhängigkeit der eingestrahlten Neutronenenergie verschiedene hohe Maxima im Spektrum des totalen Wirkungsquerschnittes. Bei einem Wert von ca. 6 \AA ist ein deutlicher Abfall im Spektrum sichtbar. Mit weiter zunehmender Wellenlänge ist dann wieder eine zunehmende Reduzierung des Neutronensignals aufgrund des Anstieges des Absorptionswirkungsquerschnittes zu beobachten. Alle für diese Arbeit aufgenommenen Messungen wurden bei Wellenlängen von 4.7 , 4.9 oder 5.0 \AA durchgeführt. Es ist davon auszugehen, dass bei einer Wellenlänge von etwa 6 \AA deutlich höhere Signalintensitäten zu messen sind. Diese Feststellung lässt bei Instrumenten, die diese Wellenlänge verwenden, noch weitere Intensitätssteigerungen durch Refraktionslinsen aus dem Material Blei erwarten. Hierfür ist es erforderlich, die Geometrie der Linsen entsprechend der verwendeten Neutronenwellenlänge neu zu berechnen. Im Experiment zeigte sich, dass die Bleilinsen in der Lage sind, eine weitgehend ihrer Geometrie entsprechende scharfe Fokuslinie zu produzieren.

Auf der folgenden Abbildung 2.18 ist das Spektrum des totalen Wirkungsquerschnittes von Blei dargestellt. Es ist der Arbeit von Muhrer et.al. [66] entnommen und wurde experimentell am Los Alamos National Laboratorium bestimmt. Der totale Wirkungsquerschnitt setzt sich aus verschiedenen Anteilen zusammen: der Absorptionswirkungsquerschnitt, der inkohärente Wirkungsquerschnitt und der kohärente Wirkungsquerschnitt. Die einzelnen Größen sind im Diagramm 2.18 eingezeichnet und wurden von Muhrer et al. simuliert. Die von Muhrer et al. ermittelten Werte konnten durch eine am Helmholtz-Zentrum

durchgeführte Bragg-Kanten-Simulation von M. Boin [67] bestätigt werden. Die Abbildung 2.19 zeigt für polykristallines Blei einen qualitativ sehr ähnlichen Verlauf für den totalen Wirkungsquerschnitt, lediglich in der Peakintensität der einzelnen Kanten zeigen sich Abweichungen von maximal 5 %.

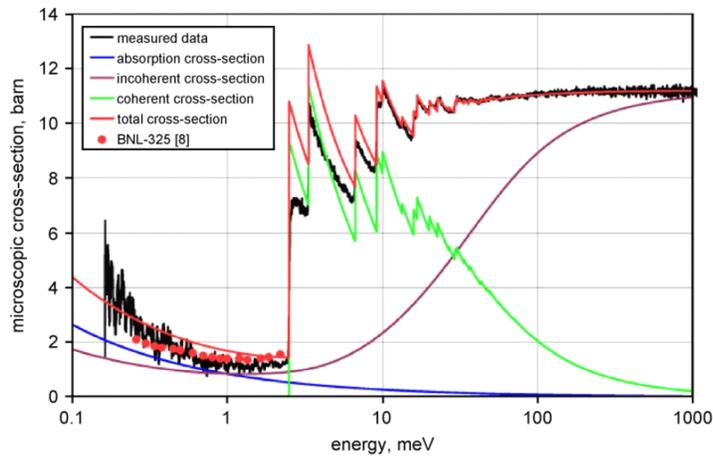


Abbildung 2.18: Vergleich des gemessenen und berechneten totalen mikroskopischen Wirkungsquerschnittes von Blei in Abhängigkeit der Neutronenenergie nach Muhrer et al. [66]

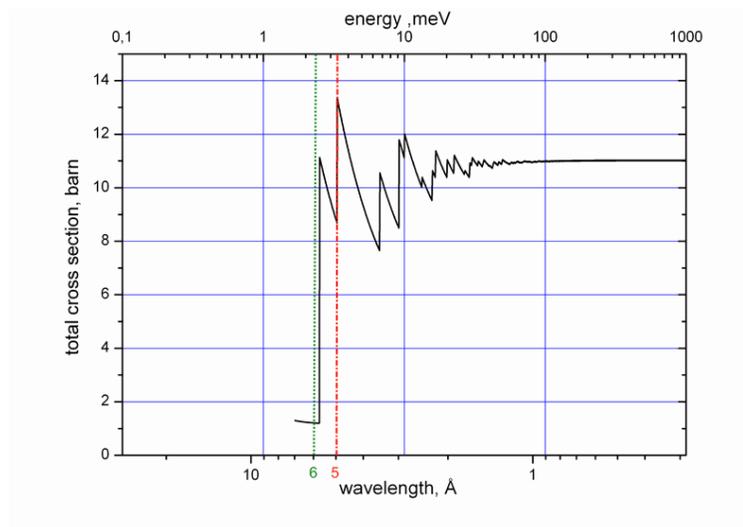


Abbildung 2.19: Simulation des totalen Wirkungsquerschnitts von Blei in Abhängigkeit von der Neutronenenergie oder Neutronenwellenlänge, nach Boin [67]

2.2.6 Polymerverbindungen

Ein möglicher Kandidat für Neutronen ablenkende Optiken sind Kunststoff- oder Polymerverbindungen. T. Shinohara et al. [68] ist es gelungen, aus sogenanntem CYTOP, einem amorphen Perfluoropolymer eine prismatische Neutronenoptik herzustellen, siehe Abbildung 2.20. Er hat gezeigt, dass es mit diesem Material möglich ist, einen Neutronenstrahl in Abhängigkeit von der Wellenlänge der Neutronen abzulenken. Der Ablenkswinkel beträgt für 6 Å Neutronen etwa 1 mrad und für 14 Å Neutronen liegt er bei ca. 6 mrad. Das mittels eines PSD detektierte Signal wird durch Streu- und Absorptionsverluste im Material auf ca. 65 % des Ursprungsstrahls reduziert.

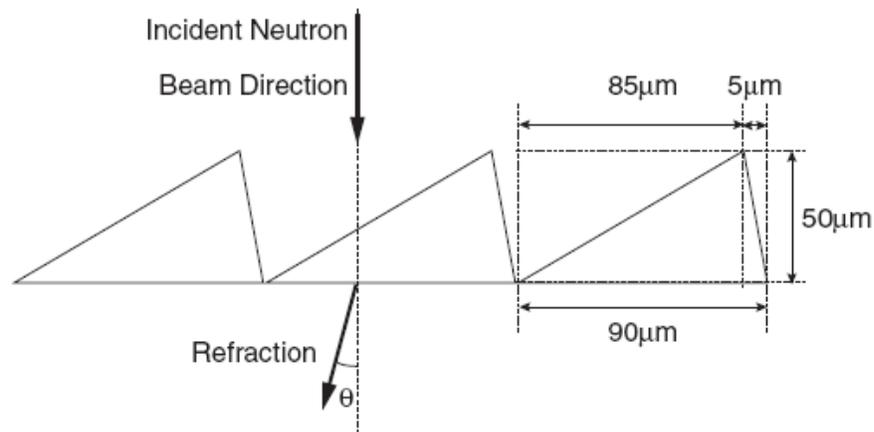


Abbildung 2.20: Amorphe perfluoropolymeren neutronenablenkende Mikroprismen von Shinohara et al. [68]

2.3 Weitere Fokussierungsmethoden

2.3.1 Diffraction

Fresnel-Linse In Abbildung 2.21 ist ein Schnitt durch eine Fresnel-Linse für Neutronen dargestellt. Die zum Rand hin dünner werdenden Dreiecksstrukturen entsprechen den Ringstrukturen einer normalen Fresnel-Linse. Die die Linse durchfliegenden Neutronen werden mit wachsendem Abstand vom Mittelpunkt der Fresnel-Linse immer stärker zur optischen Achse hin abgelenkt.

Im Jahre 2003 hat Adachi mit einer Einheit von 50 hintereinander angeordneten Fresnel-Linsen aus einkristallinem MgF_2 Neutronen von 1.14 nm Wellenlänge fokussiert. Er erreichte im Fokus eine Intensitätssteigerung vom 5-fachen gegenüber dem Direktstrahl, bei einer Messung mit Kleinwinkelstreuung sogar 10-mal mehr als mit konventionellen Methoden [69]. In der Abbildung 2.22

ist der Intensitätsgewinn bei Kleinwinkelstreuung mit Fokussierungsoptik, F-SANS, im Vergleich zur normalen Lochblendenanordnung, P-SANS, dargestellt. Die Größe der zweiten Lochblende vor der Linsenanordnung betrug 20 mm und ohne Linsen 3 mm. Die bestrahlte Probengröße wird damit vorgegeben und liegt im Bereich von wenigen Millimetern.

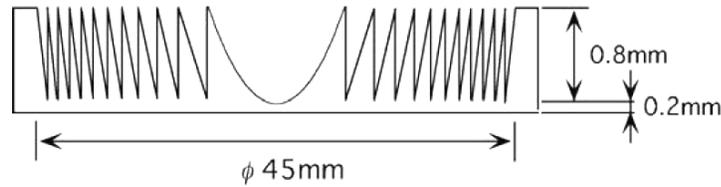


Abbildung 2.21: Querschnitt einer Fresnel-Linse für Neutronen aus dem Material MgF_2 , nach Adachi [69]

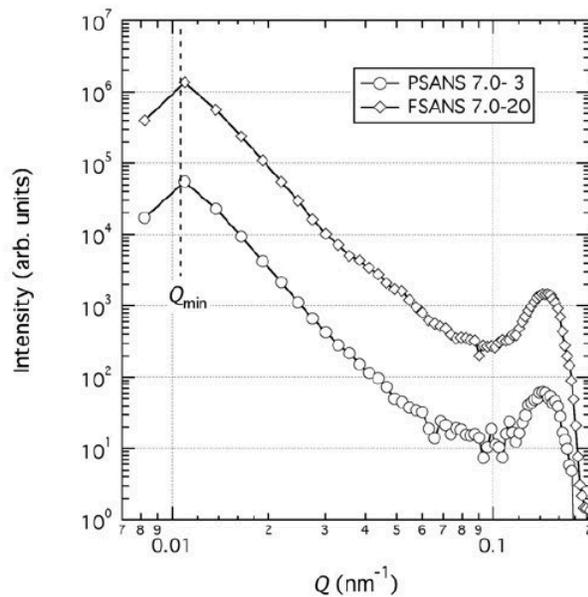


Abbildung 2.22: Ergebnisse einer Messung mit Kleinwinkelstreuung, Vergleich der Daten einer Lochblendenanordnung mit und ohne fokussierende Fresnel-Linsen (F-SANS bzw. P-SANS), der Intensitätsgewinn beträgt ca. eine Größenordnung, nach Adachi [69]

Fresnel'sche Zonenplatten Eine Fresnel'sche Zonenplatte besteht aus einer Anzahl von konzentrischen Ringen, die mit wachsendem Radius nach außen hin

immer schmäler werden. Die Ringbreite des schmalsten äußersten Ringes soll mit Δr_n bezeichnet werden, die Brennweite mit F . Der Radius des n -ten konzentrischen Ringes berechnet sich in erster Näherung nach $r_n = \sqrt{n\lambda F}$. Gilt die Beziehung $n^2 > F/\lambda$ muss der Radius der Ringe aufgrund der sphärischen Aberration nach der erweiterten Formel $r_n = \sqrt{n\lambda F + (n\lambda)^2/4}$ berechnet werden.

Die Möglichkeit der Fokussierung beruht auf konstruktiver Interferenz der beim Durchgang durch die Zonenplatte modifizierten Wellenfronten. Eine relative Änderung in der Amplitude oder Phase des Strahls ergibt sich durch die Überlagerung des Signals direkt aneinander angrenzender Ringe. Ist die Bündelung des Strahls das Ergebnis der unterschiedlichen Absorption der angrenzenden Bereiche, wird die Fresnel'sche Zonenplatte als Amplitudenzoneplatte bezeichnet. Andererseits kann auch eine Phasenänderung bei der Transmission durch die Zonenplatte zur Fokussierung des Strahles führen, in diesem Falle wird der Begriff Phasenzonenplatte verwendet.

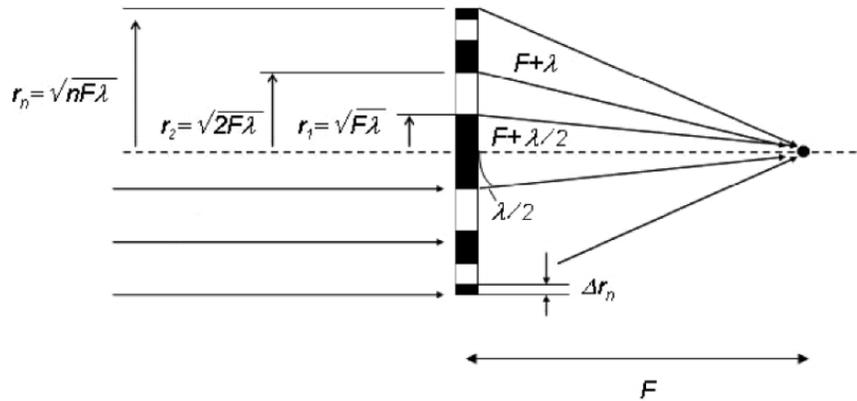


Abbildung 2.23: Fokussierende Fresnel'sche Zonenplatte, r_n ist der Radius des n -ten Ringes mit Brennweite F [70]

Eine wichtige Charakterisierungsgröße einer Fresnel-Linse ist die mögliche Auflösung, sie wird auch als Rayleigh-Auflösung bezeichnet. Bei einer Zonenplatte ist die Rayleigh-Auflösung durch den maximalen Beugungswinkel $NA = \frac{\lambda}{2\Delta r_n}$ begrenzt. Die Rayleigh-Auflösung δ_t ist dann $1.22\Delta r_n$.

Experimente mit Fresnel'schen Zonenplatten als fokussierende Elemente in der Neutronenoptik wurden von Altissimo et al. [71] und Sacchetti et al. [72] durchgeführt.

2.3.2 Magnetische Fokussierung

Erste Überlegungen zur elektromagnetischen Fokussierung mit refraktiver Optik wurden schon 1964 von Farago [73] durchgeführt. Jedoch erst ca. 33 Jahre später fand ein Hexapolmagnet praktische Anwendung in der Neutronenfokussierung

an einem Instrument [74]. Shimizu et al. [75] hat dann 1999 einen permanenten Sextupolmagneten für kalte Neutronen vermessen und bei einer Neutronenwellenlänge von 14.4 \AA einen Verstärkungsfaktor im Fokus von mehr als 35 erreicht. In der Abbildung 2.24 ist die Abhängigkeit der Intensitätssteigerung von der Neutronenwellenlänge bei magnetischer Fokussierung dargestellt. Das Maximum liegt bei ca. 14.5 \AA , damit ist die nutzbare Wellenlänge festgelegt. Im Gegensatz dazu wurden die Messungen an den Reflexions- und Refraktionslinsen in dieser Arbeit bei Wellenlängen um die 5 \AA durchgeführt. Zu den Fokussierungsbedingungen der Magnetlinse ist anzumerken, dass der Magnetgradient proportional zum Abstand von der Achse ist und die Methode stark wellenlängenabhängig ist. Ein Vorteil gegenüber den alternativen Refraktionslinsen aus Blei oder Magnesiumdifluorid ist der freie Strahlweg der Neutronen. Es gibt keine zusätzlichen Absorptionsverluste auf dem Weg zur Probe durch den Fokussierungsmagneten. Allerdings gibt es noch einen entscheidenden Nachteil, da nur eine Spinkomponente fokussiert wird, geht von vornherein die Hälfte der Strahlintensität verloren.

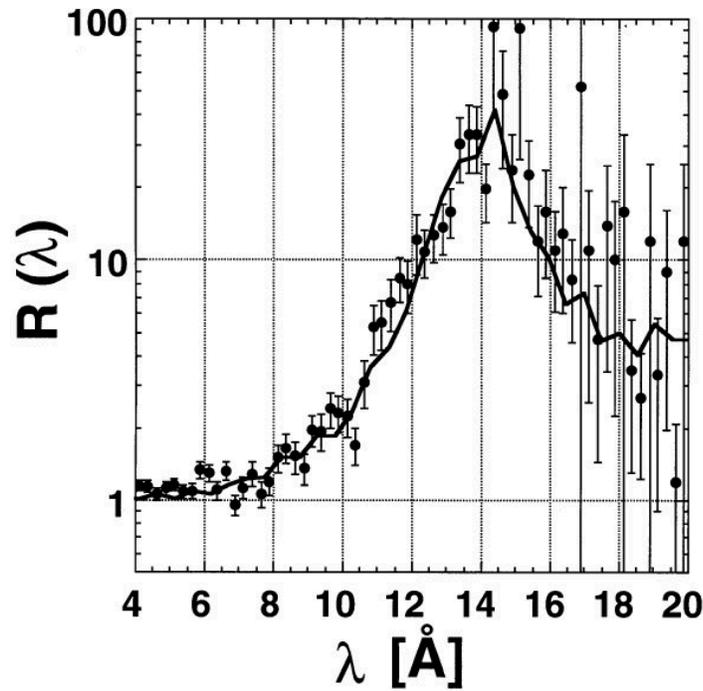


Abbildung 2.24: Magnetische Neutronenlinse, die Intensität R ist wellenlängenabhängig [76]

2.3.3 Fokussierende Monochromatoren

In Anlehnung an die Prinzipien aus der Optik werden fokussierende Monochromatoren in Neutroneninstrumenten eingesetzt. Das Ziel dabei ist es, den Fluss auf die Probe zu erhöhen, indem die Strahlgröße vom Monochromator an die Probengröße angeglichen wird. Es wird zwischen vertikal und horizontal fokussierenden Monochromatoren unterschieden. Gegenstand aktueller Forschung ist die Kombination von fokussierenden Neutronenleitern mit einfach oder doppelt fokussierenden Monochromatoren [29].

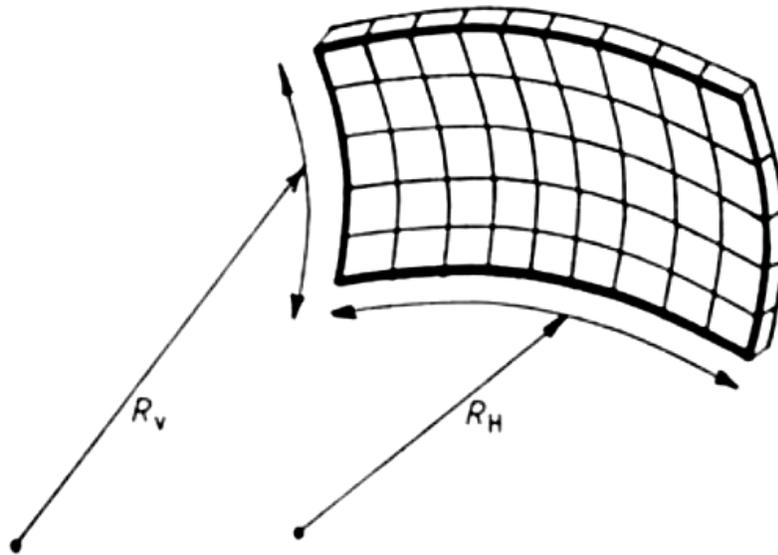


Abbildung 2.25: Schema eines in Segmente unterteilten doppelt fokussierenden Monochromators, R_V und R_H , der vertikale und horizontale Radius, beschreiben die Krümmung des Monochromators

Ein fokussierender Monochromatorkristall, ähnlich dem in Abbildung 2.25 dargestellten, wird zum Beispiel am Stressinstrument E3 am Helmholtz-Zentrum Berlin eingesetzt. Auf der folgenden Abbildung 2.26 sind drei doppelt fokussierende Monochromatoren aus PG002, Cu200 und Si111 dargestellt. Sie sind am Instrument IN8, einem 3-Achsenspektrometer am ILL im Einsatz. Die Flusssteigerung im Vergleich zum alten Instrument beträgt das 3- bis 5-fache abhängig von Wellenlänge und verwendetem Monochromator.

Am NIST wurde das MACS, englisch: Multi-Analyzer Crystal Spectrometer, mit einem PG002 doppelt fokussierenden Monochromator verbessert. Die Flusssteigerung zum vorher verwendeten nur vertikal fokussierenden Monochromator beträgt das 3-fache, im Vergleich zu einem flachen Kristall sogar das 20-fache

[78].

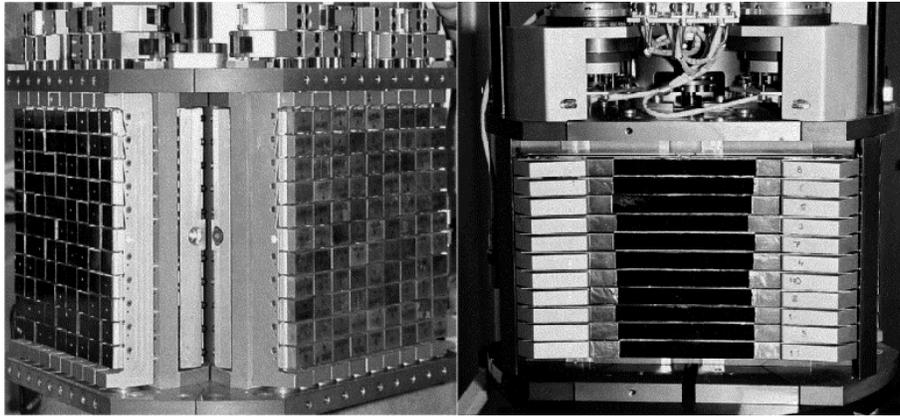


Abbildung 2.26: Doppelt fokussierende Monochromatoren: links PG002 und Cu200, rechts Si111, getestet und eingesetzt am 3-Achsenspektrometer IN8 am ILL, nach Hiess [77]

2.4 Vergleich der Fokussierungsmethoden

Die folgende Tabelle 2.2 soll einen kurzen Überblick über die unterschiedlichen Fokussierungsmethoden in der Neutronenoptik geben. Die einzelnen Methoden sind durchnummeriert, der jeweilige Autor und das Jahr der Veröffentlichung finden sich in der Fußnote⁴ und dem Literaturverzeichnis. Die wichtigen Größen, die betrachtet werden, sind die Wellenlänge der zu fokussierenden Neutronen, die Dimension und Größe des Brennpunktes. Außerdem wird zwischen Messwerten

⁴1 Mikerov 1997[79]
2 Kardjilov 2005[34]
3 Mühlbauer 2006[30]
4 Yamada 2006[36]
5 Ikeda 2004[80]
6 Saroun 2006[81]
7 Ice 2005[38]
8 Keen 2006[82]
9 Osakabe 2005[83]
10 Krist 2006[46]
11 Daymond 2002[43]
12 Mildner 2002[26]
13 Xiao 1994[51]
14 Shinohara 2004[68]
15 Altissimo 2004[71]
16 Choi 2000[59]
17 Shimizu 2006[84]
18 Shimizu 1999[75]
19 Suzuki 2003[85]
20 Suzuki 2004[86]

und Simulationsdaten unterschieden.

Nr.	Fokussierungstyp	$\lambda[\text{\AA}]$	gain	Dim.	ex.	th.	FWHM[mm]
1	parabolic concentrator	2.6	4.2	2	x		3.6
2	parabolic guide		4-25	2	x		
3	elliptic guide	4.74	25	2	x		0.8
4	parabolic multichannel guide		9.6	2	x		
5	paraboloid focusing mirror	8	5	2		x	1
6	Lobster eye	4.05	3	2		x	
7	Kirkpatrick Baez mirror		20	2	x		0.09
8	tapered trumpet	4.7	3.5	1	x		3
9	supermirrorstack	4.1	4.2	2	x	(x)	6.6
10	solid state lens	4.72	3.4	1	x		4
11	neutron lens	6.5	3.6-5.8	1	x		2.6
12	polycapillary monolithic		20	2	x		1
13	polycapillary glass fibers	6	80	2	x		0.53
14	perfluoropolymer micropism	5		1			
15	Fresnel zone plates	4.7		2			0.3
16	MgF2 lenses		10	2	x		
17	quadrupole magnet			2			
18	permanent sextupole magnet	14.4	35	2	x	(x)	
19	supercond. sextupole magnet	11.4	10	2		x	
20	pulsed sextupole magnet	4.7		2			

Tabelle 2.2: Vergleich der verschiedenen neutronenoptischen Fokussierungsmethoden nach Wellenlänge, Verstärkungsfaktor, Dimension, experimentell/theoretisch ermitteltem Wert und Halbwertsbreite(FWHM), die Tabelle ist in 3 Blöcke unterteilt für reflektive, refraktive und magnetische Fokussierung von Neutronen, freie Felder bedeuten, es sind keine verlässlichen Werte bekannt.

	Intensität	Fokussierung	Instrument	Institut
Fokussierende	100x	toroidale Spiegel	KWS3	FRM2
Kleinwinkelstreuung (VSANS)		Mehrstrahlkollimation	TPA V16	LLB HZB
Fokussierende Monochromatoren	10-50x		TAS Stress	fast alle fast alle
Reflektivität kleiner Proben (10 mm)	>10	verjüngte Leiter	PRISM D17	LLB ILL
Pulverdiffraktometrie/ Proben (1 mm ³)		fokussierende Leiter elliptische Leiter	MICRO	LLB FRM2

Tabelle 2.3: Beispiele fokussierender Neutroneninstrumentierung [10]

2.5 Vergleich mit der Röntgenoptik

Eine sinnvolle Ergänzung zu Untersuchungen von Festkörpern mit Neutronen sind die Messungen mit intensiven Röntgenstrahlen. Im Gegensatz zu den Neutronen zeigen sich hier deutliche Unterschiede in der Strahlintensität und Auflösung. Das Diagramm 2.27 gibt einen Überblick über derzeit genutzte Fokussierungsmethoden in der Röntgenoptik, wichtige Beispiele sind die Fresnel-Linsen, Kirkpatrick-Baez-Spiegel und Verbundoptiken.

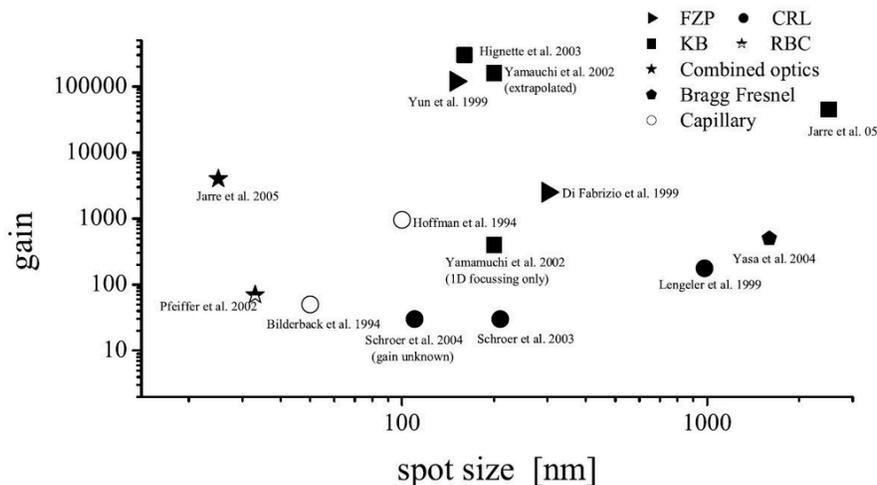


Abbildung 2.27: Vergleich der zweidimensionalen Fokussierungsmethoden der Röntgenoptik nach Höhe des Intensitätsgewinns im Fokus und dessen Durchmesser, FZP steht als Abkürzung für die Fresnel'sche Zonenplatten, KB bezeichnet die Kirkpatrick-Baez-Spiegel, CRL sind verbundene Refraktionslinsen und RBC steht für Resonante Strahlkoppler, nach Jarre [88]

Bei dem direkten Vergleich zwischen den Fokussierungsmethoden der Neutronen - und der Röntgenoptik fällt auf, dass zwischen den Zahlenwerten für den Verstärkungsfaktor im Brennpunkt und dessen geometrische Größe eine Differenz von mehreren Größenordnungen besteht. So wird die typische Größe des Fokus in der Neutronenoptik mit einigen 100 μm , Ausnahme die KB-Optik mit 9 μm (Ice), bis zu mehreren Millimetern Durchmesser angegeben. Der Intensitätsgewinn liegt im Mittel bei dem maximal 20-fachen des Primärstrahls, siehe Tabelle 2.2. Dagegen liegen die Werte in der Röntgenoptik, siehe Abbildung 2.27, für den Fokusfleck im Nanometer- bis Mikrometerbereich und für den Verstärkungsfaktor zwischen 20 (Schroer) und rund 4000 (Jarre). Die Bandbreite über mehrere Größenordnungen lässt sich anhand der unterschiedlichen Werte für Größe und Divergenz der jeweiligen Quelle erklären. Außerdem ist es von Bedeutung, ob mit einer Punktquelle, d.h. der Strahl ist schon hochkomprimiert, oder einer Flächenquelle, die Teilchendichte pro Flächenelement ist im Vergleich

zur Punktquelle zumeist deutlich reduziert, gemessen wurde.

Mit sogenannten adiabatisch fokussierenden Linsen gelang es Schroer und Lengeler, harte Röntgenstrahlen auf minimal 2.21 nm Fokusbereich, die derzeitige Grenze für nanofokussierende refraktive Röntgenlinsen, bei einem maximalen Intensitätsgewinn des Strahls von mehr als dem 8000-fachen zu bündeln [89].

Kapitel 3

Messmethoden

In der Arbeit werden verschiedene Methoden zur Charakterisierung der Fokussierungsoptiken eingesetzt. Sie werden im Folgenden beschrieben.

3.1 Profilometer

Das Profilometer Dektak 3030 ist in Abbildung 3.2 dargestellt. Die Funktionsweise ist folgende: Die Probe wird in der Mitte des Probenstischs positioniert. Die Messspitze aus Diamant wird auf die Probenoberfläche abgesenkt. Der Vorgang kann mit Hilfe der installierten Kamera kontrolliert werden. Die Auflagekraft der Diamantnadel ist über einen Bereich von einigen Milligramm variabel einstellbar. Ein typischer Wert ist 7 mg. Die eigentliche Messkurve oder das Profilogramm entsteht bei der gerichteten Vorschubbewegung der Messspitze über die Probenoberfläche. Anhand der abgefahrenen Messstrecke s wird die Verbiegung h der Probe entlang dieses Bereiches ermittelt, dargestellt in Abbildung 3.1. Der Biegeradius R berechnet sich dann wie folgt:

$$R = \frac{h}{2} + \frac{s^2}{8h}$$

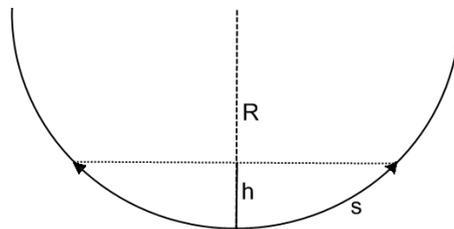


Abbildung 3.1: Prinzipskizze der Profilometermessung

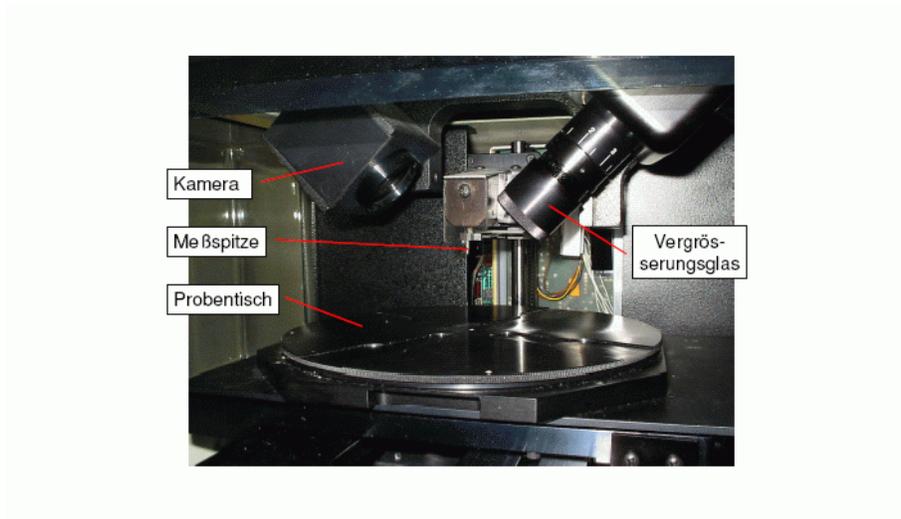


Abbildung 3.2: Ausschnitt vom Profilometer Dektak 3030 [90]

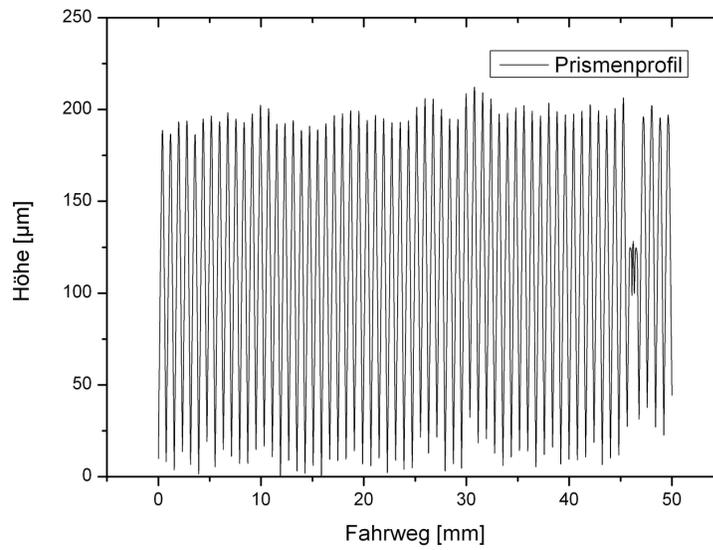


Abbildung 3.3: Höhenprofil einer Bleiprismenfolie, aufgenommen am Profilometer Dektak 3030

3.2 Rasterelektronenmikroskop mit Ionensäule

Das Prinzip eines Rasterelektronenmikroskops (REM) beruht auf der Beschleunigung freier Elektronen, die auf einen Punkt der zu untersuchenden Probenoberfläche fokussiert werden. Dort werden dann Sekundärelektronen ausgelöst, die von einem Photomultiplier eingefangen, verstärkt und detektiert werden können. Die Quelle, eine beheizbare Kathode, erzeugt einen Strahl freier monochromatischer Elektronen. Diese durchlaufen eine Anordnung von Spulen, die es erlaubt, den Elektronenstrahl zu bündeln. Eine sich anschließende elektrische Ablenkeinheit ist mit einer Bildröhre und einem Rastergenerator verbunden. Sie ermöglicht es den fokussierten Elektronenstrahl gezielt über die Probenoberfläche zu bewegen. Die Probe kann so mit dem Elektronenstrahl Punkt für Punkt abgerastert werden. Die Bildröhre erhält das Signal für einen Punkt vom Photomultiplier und dessen Ortsinformation vom Rastergenerator. Der Vergrößerungseffekt beruht dabei auf der Potentialdifferenz, die an Mikroskop und Bildröhre angelegten Felder.

Das Rasterelektronenmikroskop mit Ionensäule ermöglicht es, zusätzlich zum Mikroskopieren mit einem Elektronenstrahl, die Probe mit einem Ionenstrahl zu beschießen. Der fokussierte Ionenstrahl, englisch focused ion beam (FIB), besteht aus Ionen, die im Vergleich zu den Elektronen ca. 10^5 mal schwerer sind und auf die zu bearbeitende Probenoberfläche beschleunigt werden. Der Ionenstrahl wird im Mikroskop durch eine erhitzte Wolframspitze in einer Flüssigmetallquelle erzeugt. Die Beschleunigungsspannung der Ionen liegt im kV-Bereich. Die auf die Probe auftreffenden Metallionen, im Allgemeinen Gallium-Ionen, erzeugen Sekundärelektronen, deren Signal detektiert und verstärkt wird. Die Probe wird beim REM Punkt für Punkt von einem Elektronenstrahl abgerastert, die minimale Auflösung liegt bei wenigen Nanometern.

Das REM-Bild, die Abbildung 3.4 zeigt den Querschnitt einer refraktiven Bleiprismenschicht, wurde an einem Crossbeam 1540 EsB von Zeiss im Materiallabor von Prof. Banhart am Helmholtz-Zentrum Berlin aufgenommen.

Spezifikation	REM	FIB
Auflösung	1.1 nm @ 20kV	7 nm @ 30kV
Vergrößerung	20-900000x	600-500000x
Strahlstrom	4 pA – 20 nA	1 pA - 50 nA
Beschleunigungsspannung	0.1 – 30 kV	3 – 30 kV
Emitter	FEG	Ga LMIS
Druck	< 10-3 mbar	< 5x10-5mbar
Probentisch	6-axig, motorisiert	

Tabelle 3.1: Daten des mit einem Ionenstrahlmikroskop kombinierten Rasterelektronenmikroskop Crossbeam 1540 EsB von Zeiss, FEG ist die englische Abkürzung für Feldemissionskanone und LMIS für die flüssige Metallionenquelle.

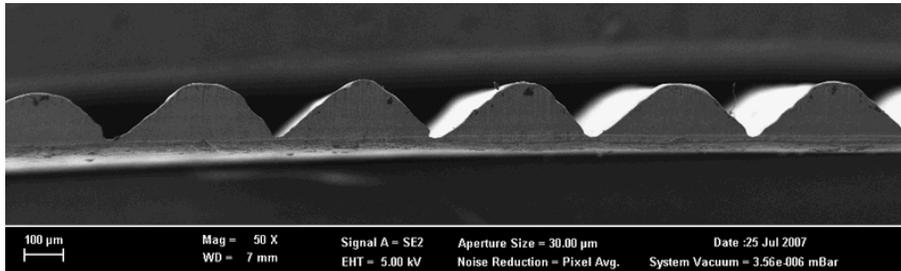


Abbildung 3.4: REM-Aufnahme einer Bleiprismenschicht

3.3 Röntgenreflektometrie

Die Röntgenreflektometrie wird genutzt, um die Qualität von atomar dünnen, d.h. wenige Nanometer dicken Probenbeschichtungen zu untersuchen. Ein wichtiger Parameter bei diesen Dünnschichtpräparaten, gemeint sind hier bspw. Monochromatoren und Superspiegel, ist die Oberflächen- bzw. die Grenzflächenrauigkeit. Anhand einer Röntgenreflektometrieaufnahme ist es möglich die Schichtdicken dieser Mehrschichtsysteme zu überprüfen. Die Wellenlänge der standardmäßig benutzten Röntgenstrahlung am Röntgenreflektometer beträgt 1.541 \AA , die $\text{Cu-K}_{\alpha 1}$ -Line. Mittels einer Strahlrohrlende wird der Strahldurchmesser präpariert. Der Röntgenstrahl fällt unter dem Winkel θ auf die Probe und wird dort reflektiert. Die unter einem Winkel 2θ aus der Oberfläche der Probe austretenden Photonen treffen nach einer Detektorblende einen Monochromatorkristall und werden anschließend von einem Germaniumdetektor registriert.

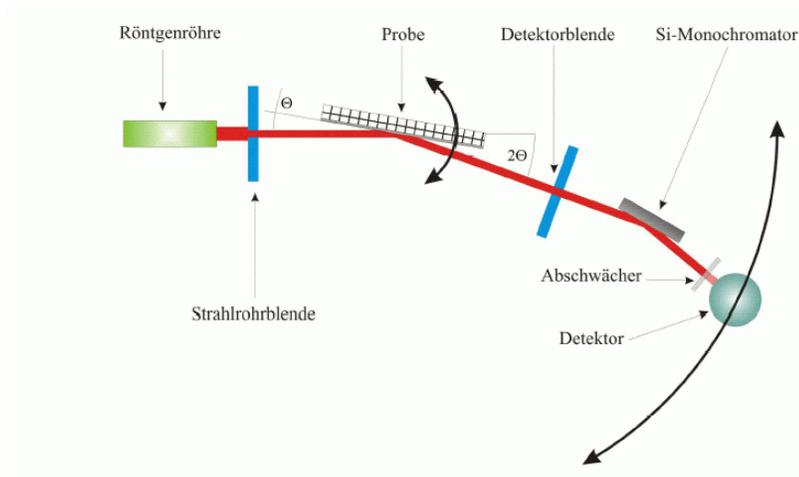


Abbildung 3.5: Röntgenreflektometer, schematischer Aufbau [4]

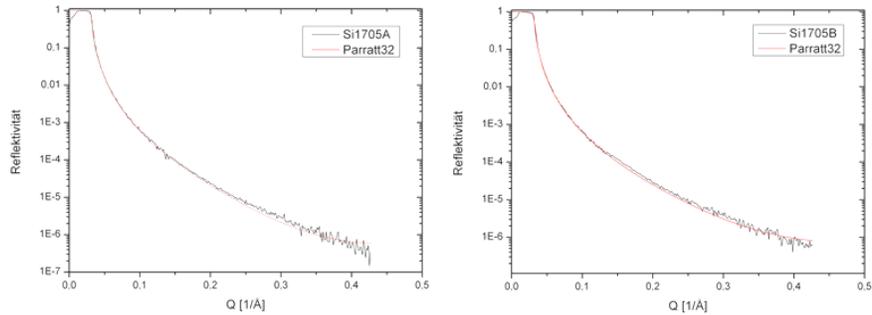


Abbildung 3.6: Röntgenreflektivitätsmessungen an einem Siliziumwafer

3.4 Neutronenreflektometrie

Ein Standardinstrument an jeder Neutronenquelle ist das Neutronenreflektometer. Die Reflektometrie dient der Charakterisierung des atomaren Schichtaufbaus von dünnen Schichten ähnlich dem Verfahren der Röntgenreflektometrie. Ein Unterschied ist die höhere Eindringtiefe der Neutronen- gegenüber den Röntgenstrahlen in die atomaren Schichten der zu untersuchenden Proben. Röntgenstrahlen atomarer Wellenlänge haben eine Eindringtiefe von nur wenigen 1000 Angström. Außerdem bietet polarisierte Neutronenstrahlung den Vorteil der Charakterisierbarkeit magnetischer und unmagnetischer Schichten anhand des unterschiedlichen Streulängendichtekontrastes. Die Abbildung 3.7 zeigt eine exemplarische Messkurve der Reflektivität eines (m=2)-NiTi-Superspiegels [91].

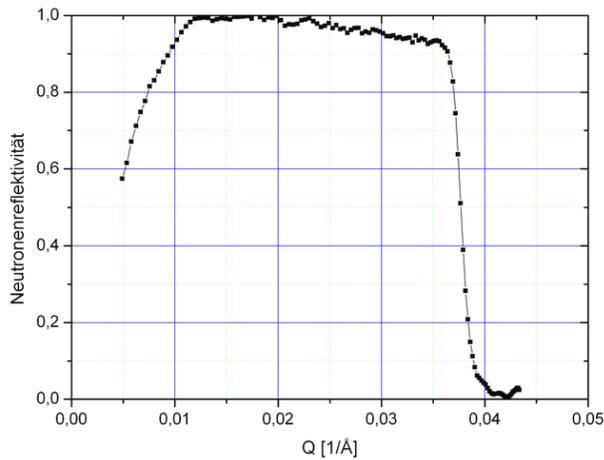


Abbildung 3.7: (m=2)-NiTi-Superspiegel von Heldt [91]

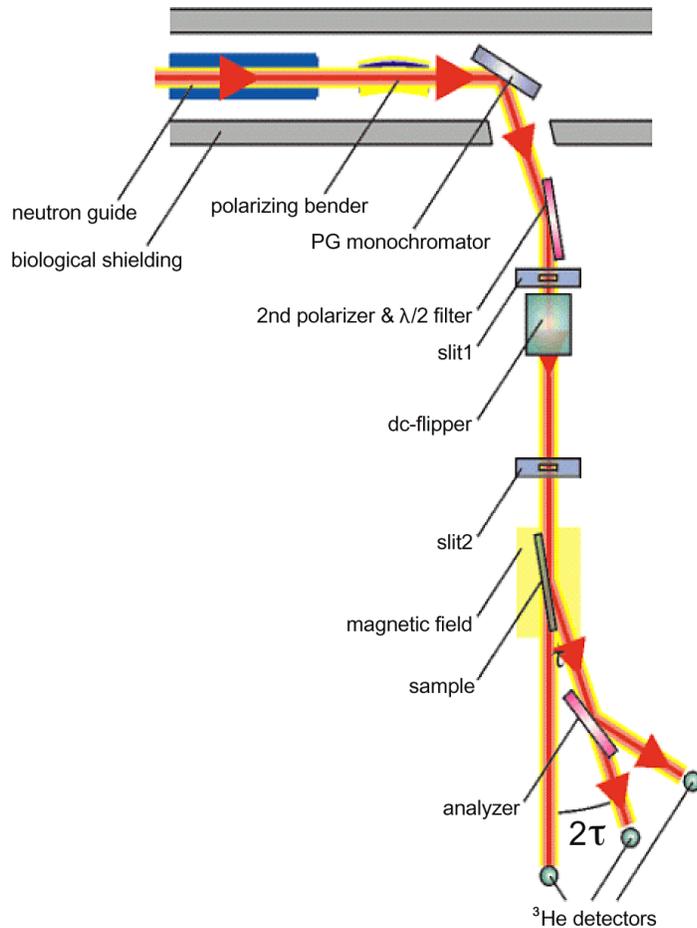


Abbildung 3.8: Neutronenreflektometer V14, alter Aufbau [4]

Das Neutronenreflektometer kann in verschiedene Abschnitte unterteilt werden was hier am Beispiel des V14, in Abbildung 3.8, am Helmholtz-Zentrum Berlin beschrieben werden soll. Beginnend am Ausgang des Neutronenleiters geht der polychromatische unpolarisierte Neutronenstrahl zuerst durch einen den Strahl polarisierenden Bender. Hier wird ein Bender benutzt, der aus Gläsern aufgebaut ist, die beidseitig mit polarisierenden Co-Ti-Superspiegeln beschichtet.

Der polarisierte polychromatische Neutronenstrahl trifft hinter dem Bendermodul auf einen Monochromatorkristall aus pyrolytischem Graphit. Dieser weist eine der Breite des gewünschten Wellenlängenbereichs entsprechende Mosaizität auf. Die durch die Öffnung im biologischen Schild weiterfliegenden polarisierten monochromatischen Neutronen haben jetzt eine Wellenlänge von 4.72 \AA und

werden auf einen weiteren Polarisator geleitet, dieser fungiert als Wellenlängenfilter für die im Strahlspektrum noch vorhandenen höheren Ordnungen. Daran schließt der eigentliche Experimentaufbau an. Ein erster Spalt dient der Begrenzung des polarisierten monochromatischen Neutronenstrahl in einer Dimension senkrecht zur Ausbreitungsrichtung. An Schlitz 1 schließt sich ein DC-Flipper an. Mit Hilfe des Flippers kann der Neutronenspin um 180° gedreht werden. Hinter dem Flipper ist ein zweiter Spalt angeordnet. Die Begrenzung des Strahlprofils in der Ablenkrichtung ist wichtig, um die Divergenz des Strahls in dieser Richtung zu minimieren. Am Probenort treten die Neutronen in Wechselwirkung mit der Probe. Die Probe wird dazu in vertikaler Ausrichtung an einem regelbaren Drehtisch befestigt. Für die Neutronen im Strahl gibt es 2 für die Charakterisierung der Probe interessierende Möglichkeiten der Wechselwirkung. Ist die Bragg-Bedingung erfüllt werden die Neutronen zum Reflexionsdetektor hin abgelenkt nach der θ - 2θ Bedingung. Andernfalls können sie die Probe auch direkt durchdringen. Ein weiterer ^3He -Detektor in direkter Strahlausbreitungsrichtung dient so der Absorptionsmessung der Probe.

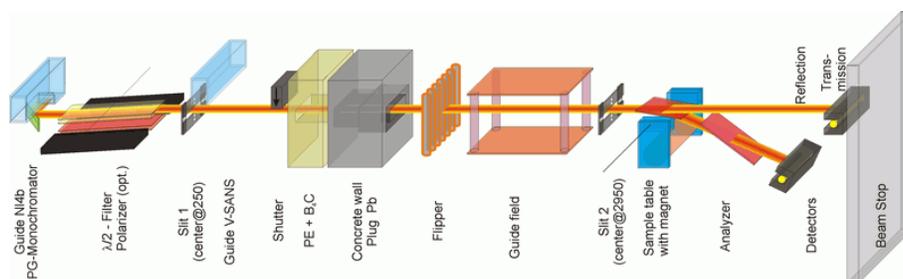


Abbildung 3.9: Neutronenreflektometer V14, neuer Aufbau [4]

In Abbildung 3.9 ist die derzeitige genutzte Konfiguration des Neutronenreflektometers V14 dargestellt. Die Wellenlänge der monochromatisierten Neutronen beträgt hier 4.9\AA .

Am Neutronenreflektometer werden die Beschichtungen der Gläser und Wafer charakterisiert sowie die neutronenoptischen Messungen der verschiedenen Neutronenlinsen durchgeführt. Die Wellenlängenaufösung am neuen V14 ist $\Delta\lambda/\lambda = 0.02^\circ$. Der typische Untergrund für die Messungen beträgt $2 \cdot 10^{-4}\text{n/s}$ bei einer typischen Zählrate von $700\text{n/cm}^2\text{s}$ (98% polarisiert).

3.5 Neutronentomographie

Die Neutronentomographie ist ein bildgebendes Verfahren zur Darstellung der lokalen inneren Struktur verschiedenster Proben. Am HZB gibt es dafür das Instrument V7, dargestellt in Abbildung 3.10. Der Zusatz CONRAD steht dabei für „cold neutron radiography instrument“. Die Neutronenwellenlängen können über einen Bereich von 2 bis 12\AA mittels eines Doppelkristallmonochromators

selektiert werden. Es gibt zwei Messpositionen für die Proben. Die erste befindet sich direkt hinter der Lochblende am Neutronenleiterausgang. Der Neutronenfluss beträgt an dieser Stelle noch ca. $2 \cdot 10^8$ n/cm²s. Diese Messposition wird aufgrund des hohen Flusses für Echtzeitaufnahmen von Proben genutzt. Ist die Ortsauflösung d die entscheidende Größe, kann die zu untersuchende Probe an der zweiten Messposition aufgestellt werden. Die Kollimationsrate L/D , L ist Länge der Kollimationsstrecke und D der Durchmesser der Kollimatorblende, erhöht sich dort bis auf einen Wert von 500. Die Ortsauflösung verbessert sich auf bis zu 100 μ m. Sie berechnet sich aus $d = \frac{l}{L/D}$, l ist hier als Abstand zwischen Probe und Detektor definiert, siehe Abbildung 3.11. Im Gegenzug verlängern sich die Messzeiten für eine Aufnahme auf 1 bis 25 s. Zur Manipulation der Probe steht neben dem Drehtisch auch ein Translationstisch zur Verfügung. Der aus der Probe austretende Neutronenstrahl wird beim Auftreffen auf einen Szintillationsbildschirm in einen Strom von Photonen umgewandelt, der über eine Spiegeleoptik von einer CCD-Kamera aufgenommen wird.

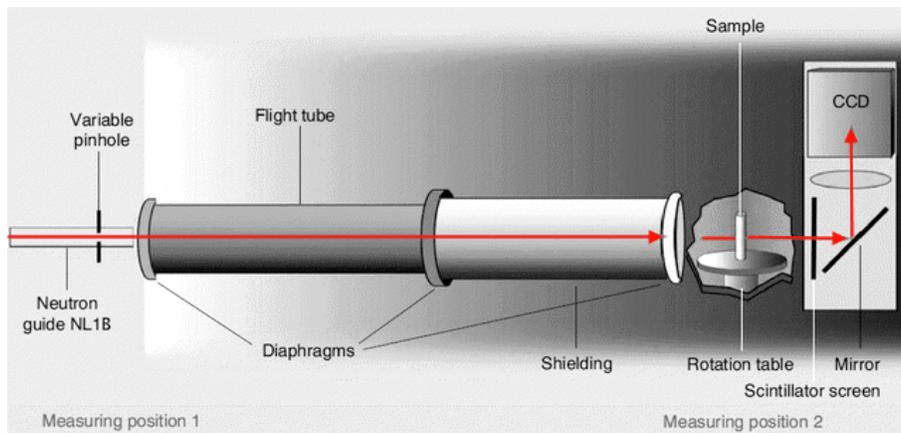


Abbildung 3.10: Neutronentomographie V7 , schematischer Aufbau [4]

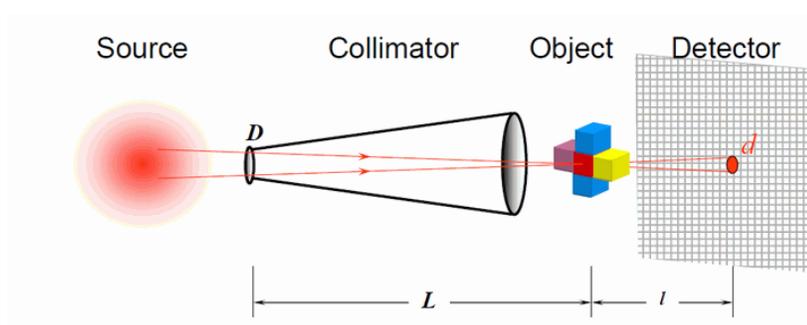


Abbildung 3.11: Tomographieprinzip, Skizze von Kardjilov [92]

Die folgende Abbildung 3.12 zeigt eine Intensitätsmessung der Neutronen-Silizium-Linse am Neutronentomographie-Instrument V7. Die Intensitätsverteilung des monochromatisierten Neutronenstrahls, (3.5 \AA)-Neutronen, wurde in vier verschiedenen Abständen von 16 mm bis 116 mm hinter der Linse mit einem ortsauffösenden Flächenendetektor aufgezeichnet. Bereiche mit hoher Intensität sind in Schwarz dargestellt.

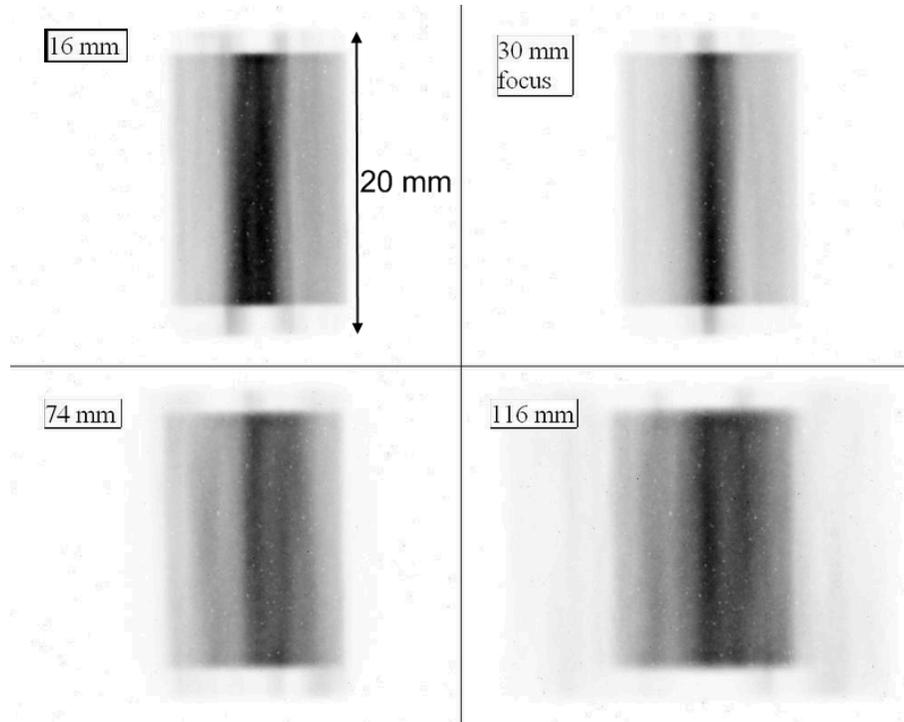


Abbildung 3.12: Neutronenintensität auf dem Flächendetektor in verschiedenen Abständen hinter der mit (3.5 \AA)-Neutronen durchstrahlten Neutronen-Silizium-Linse, dunklere Abschnitte zeigen Bereiche mit höherer Intensität an

Kapitel 4

Festkörperlinse

Dieses Kapitel ist der Neutronen-Silizium-Linse bzw. Festkörperlinse, einem Vertreter aus dem Bereich der Neutronenreflexionsoptiken gewidmet. Im ersten Teil werden der Aufbau und die Funktion der Linse erläutert. Daran anschließend gibt es einen Einblick in die Fokussierungsgeometrie der Reflexionslinse und deren theoretische Simulation. In einem weiteren Abschnitt werden die Durchführung der Experimente und Messungen mit der Linse besprochen. Den Abschluss des Kapitels bildet eine kurze Diskussion der Ergebnisse.

4.1 Aufbau

Die in Abbildung 4.2.1 dargestellte Festkörperlinse ist symmetrisch aus 2 Hälften aufgebaut. Eine Seite besteht aus 95 übereinandergeschichteten Siliziumwafern von 150 μm Dicke und 20 mm Breite. Die Wafer variieren in der Länge zwischen 35 und 140 mm. Die Oberflächen der Siliziumwafer sind einseitig mit einer Reflexionsbeschichtung von (m=2)-NiTi-Superspiegeln der BNC-Gruppe aus Budapest versehen. Die Oberseite und Unterseite von 2 aufeinanderliegenden Wafern bilden jeweils einen schmalen Neutronenleiter von 150 μm Höhe. Die Neutronen werden durch ein- oder mehrfache Reflexion durch diese Kanäle hindurch geleitet. Es sind dabei Girlanden- und Zick-Zack-Reflexionen zu unterscheiden. Die Siliziumwafer befinden sich in einem Halter aus Aluminium. Beide Linsenhälften bestehen aus einem dreiteiligen Siliziumwaferstapel, siehe Abbildung 4.2. Die Länge der Reflexionsbeschichtung wurde zur Mitte der Linse hin immer mehr reduziert wurde. In der Grafik ist dies durch die von innen nach außen durch die beiden Waferstapel laufenden gekrümmten Linien angedeutet. Eine komplette Tabelle mit den Längen der Waferbeschichtungen befindet sich im Anhang 8. Zur Stabilisierung und Gewährleistung der gewünschten Biegung der Wafer wurden zwischen den Waferstapeln auf beiden Seiten des Aluminiumhalter dünne fischförmige Aluminiumstücke eingesetzt.

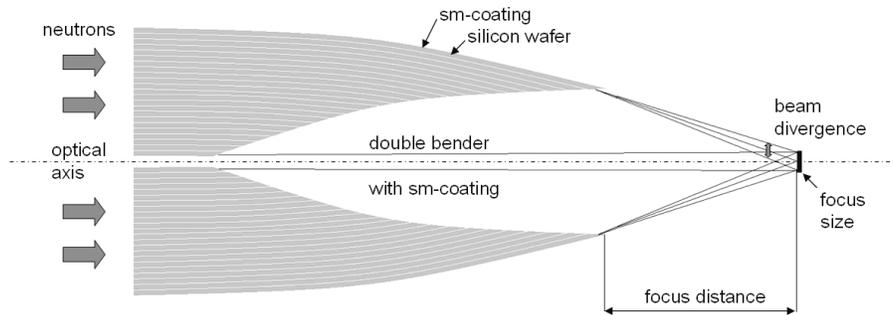


Abbildung 4.1: Die Neutronen-Silizium-Linse (NSL) in Fokussierungsanordnung, die Hauptbestandteile bilden die 2 x 95 gebogenen mit Superspiegeln beschichteten Siliziumwafer von 150 μm Dicke, die Linsenlänge beträgt ca. 140 mm und die Brennweite ab Ende der äußeren Wafer ca. 30 mm

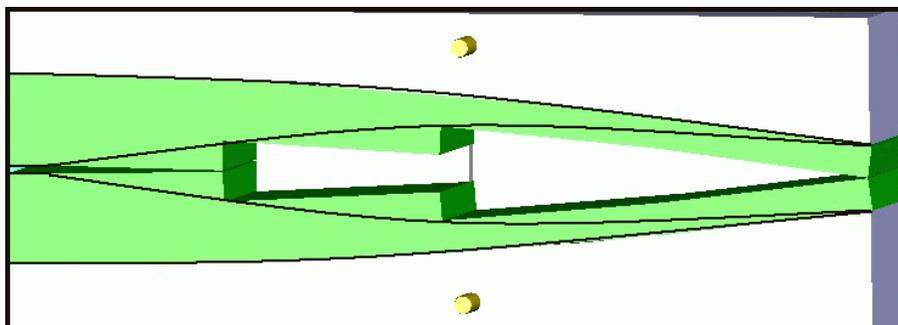


Abbildung 4.2: Ansicht der beiden in Kreisform gebogenen dreiteiligen Waferstapel der Neutronen-Silizium-Linse, die beiden quer über die Wafer verlaufenden gekrümmten Linien kennzeichnen die Länge der ($m=2$)-Superspiegelbeschichtung auf den Wafern, dazwischen liegen die fischförmigen Abstandshalter, von außen drücken die beiden innen kreisförmigen Aluminiumblöcke die Wafer in Form, die NSL-Daten sind im Anhang aufgelistet

4.1.1 Thalesprinzip

Die Idee hinter der Konstruktion der Waferreflexionslinse ist, die Bündelung der Neutronen durch eine Vielzahl mikrometerdünner Kanäle in einem gemeinsamen Brennpunkt hinter der Linse zu gewährleisten. Dieses Ziel ist prinzipiell auf analytischem Wege zu erreichen. Die Abbildung 4.3 verdeutlicht die geometrischen Beziehungen. Die Waferkanäle der Linse sind durch die Kreisbögen zwischen Punkt B und D angedeutet, d.h. in dem Modell der Linse liegen alle Wafer einer Linsenhälfte auf konzentrischen Kreisen. Der längste Wafer hat eine Länge $L_{\text{Max}} = 140 \text{ mm}$ und einen Radius $R_{\text{Max}} = 1000 \text{ mm}$. Er ist zugleich der

äußere Wafer und bildet mit dem darunter liegenden den längsten ganz außen liegenden Kanal einer Linsenhälfte. Die Dicke w eines Kanal beträgt $150\ \mu\text{m}$. Die aus dem Kanalende D austretenden Neutronen fliegen im Mittel entlang der Strecke DF direkt in Richtung des eingezeichneten Brennpunktes F . Die Strecke zwischen A und F ist der Durchmesser des eingezeichneten Halbkreises im Bild. Die Punkte ADF bilden darin nach dem Satz des Thales ein rechtwinkliges Dreieck. Die Enden der anderen Waferkanäle liegen auf dem Halbkreisbogen, es lassen sich dort ebenfalls Thalesdreiecke einzeichnen. Sie alle haben die Basis AF gemeinsam, d.h. die Mehrzahl der durch die Waferkanäle von links nach rechts hindurch geleiteten Neutronen geht durch einen Punkt F . Der Punkt F wird als der Brennpunkt der Reflexionslinse festgelegt. Die Berechnung der Radien und Längen der einzelnen Linsenkanäle kann im Anhang nachgelesen werden.

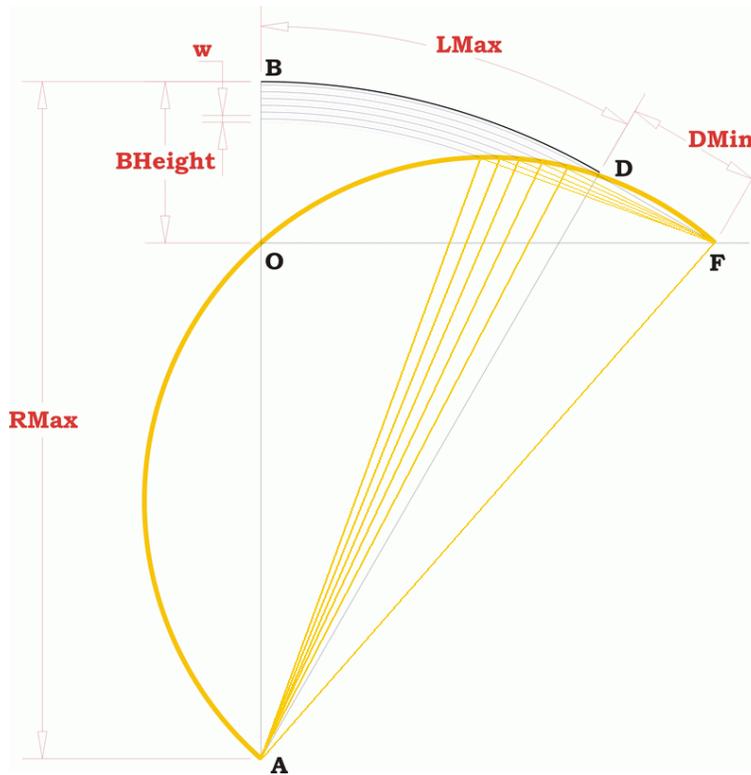


Abbildung 4.3: Die Fokussierungsgeometrie der Neutronen-Silizium-Linse, der Waferstapel einer Linsenhälfte ist zwischen den Punkten B und D angedeutet, F ist der Brennpunkt der Linse, die gelben Dreiecke innerhalb des Halbkreises über AF sind mit Dreieck ADF kongruent nach Thales

4.1.2 Charakterisierung der Siliziumwafer

Profilometermessungen Zur Messung der Durchbiegung der Siliziumwafer der Reflexionslinse wurde das Profilometer Dektak 3030 eingesetzt. Der Biegeradius eines komplett unbeschichteten 150 μm Wafers beträgt ca. 30 m. In der Tabelle 4.1 sind die Parameter der Profilometermessung zusammengefasst. Der Fahrtweg bezeichnet die Länge der Messstrecke der Diamantnadel. Die maximale Durchbiegung des gemessenen Wafers ist in μm eingetragen und der genaue Verlauf über den Fahrtweg ist im Diagramm 4.4 wiedergegeben. Der Radius wurde nach der im Profilometer-Abschnitt 3.1 angegebenen Formel berechnet. Der Fehler der Messung wird mit 4 % des Maximalwerts angegeben. Die Werte für die Durchbiegung der beschichteten und unbeschichteten Seite der verwendeten Siliziumwafer liegen innerhalb dieser Fehlerbreite.

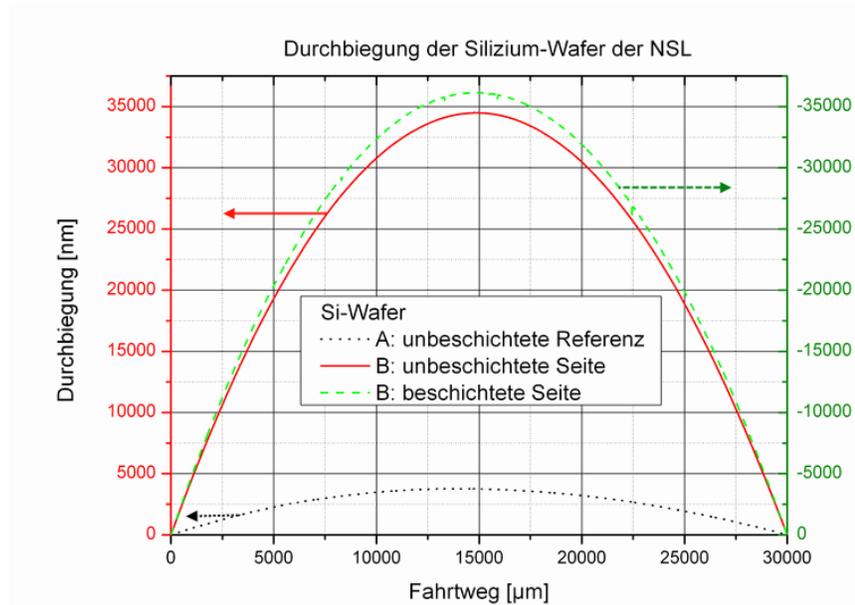


Abbildung 4.4: Messung der Durchbiegung eines Wafers der Festkörperlinse, dazu die Vergleichskurve eines unbeschichteten Referenzwafers

Die in der Neutronenlinse verwendeten Wafer sind einseitig mit einer ($m=2$)-NiTi-Superspiegelbeschichtung versehen worden. Die Beschichtung wurde am Budapester Neutronenzentrum durchgeführt. Durch die Beschichtung reduziert sich der Biegeradius der verwendeten Siliziumwafer auf ca. 3.3 bis 3.1 m. Das ist rund ein 1/10 des Ausgangswertes. Ist der Stress in den aufgesputterten Schichten auf der Waferoberfläche zu groß, kann dies zu lokalen Rissen und dem Abplatzen der Schichten führen. Ein kleinerer Biegeradius zeigt höheren Stress an.

Siliziumwafer 150 μ m	Radius(Dektak)	Max. Biegung	Fehler(4%)	Fahrtweg
unbeschichtete Referenz	30.0 m	3.8 μ m	0.2 μ m	30 mm
NSL, unbeschichtete Seite	3.3 m	34.5 μ m	1.4 μ m	30 mm
NSL, beschichtete Seite	3.1 m	-36.1 μ m	1.4 μ m	30 mm

Tabelle 4.1: Daten der Wafermessung der Festkörperlinse am Profilometer Dektak 3030, Messungen wurden in Längsrichtung des Wafers durchgeführt, wichtigster Parameter ist der Biegeradius, hier zwischen 3.0 und 30.0 m

Röntgen- und Neutronenreflektometrie Die Oberflächenrauigkeit der verwendeten unbeschichteten Siliziumwafer wurde mit der Methode der Röntgenreflektometrie bestimmt. Die Messdaten wurden mit dem Programm Parratt32 [20] nach dem Algorithmus von Parratt [19] angepasst und ausgewertet. Die gemessenen und simulierten Kurven der beiden Waferseiten sind in den Abbildungen 4.5 und 4.6 dargestellt. Die berechneten Oberflächenrauigkeiten des gemessenen Siliziumwafers betragen 4.2 \AA für Seite A und 4.1 \AA für Seite B. Der Fehler beträgt rund 3 %.

Die Oberflächenrauigkeit beeinflusst die Reflexionseigenschaften des Wafers. Auf der Abbildung 4.7 ist der Einfluß verschiedener Oberflächenrauigkeiten eines Superspiegels auf dessen Neutronenreflektivität dargestellt, nach Kumar et al. [93]. Der erhöhte Wert von 20 \AA führt im Gegensatz zu 9 \AA zu einem sichtbaren Einbruch der Reflektivitätskurve.

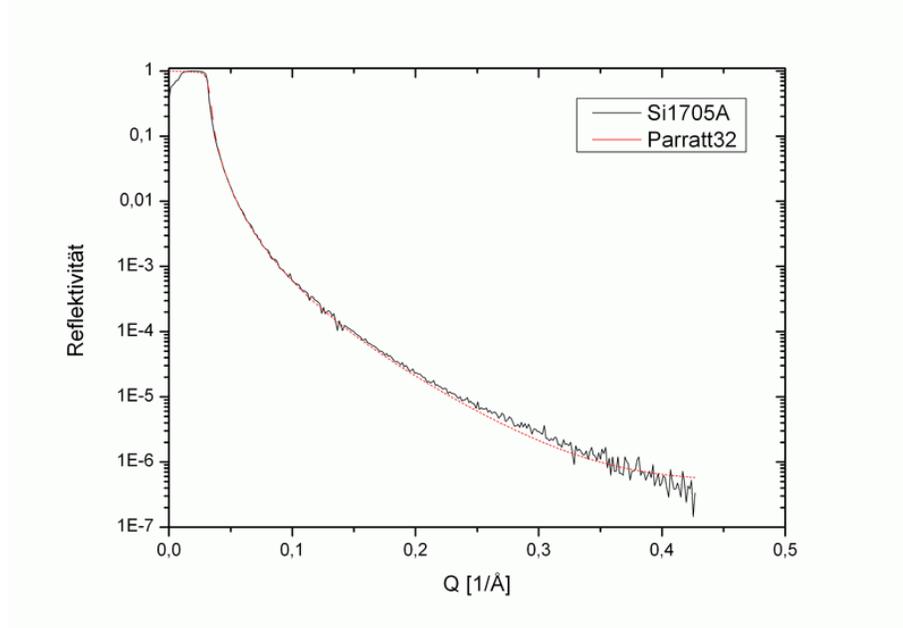


Abbildung 4.5: Röntgenreflektivität 1: Siliziumwafer 1705 Seite A

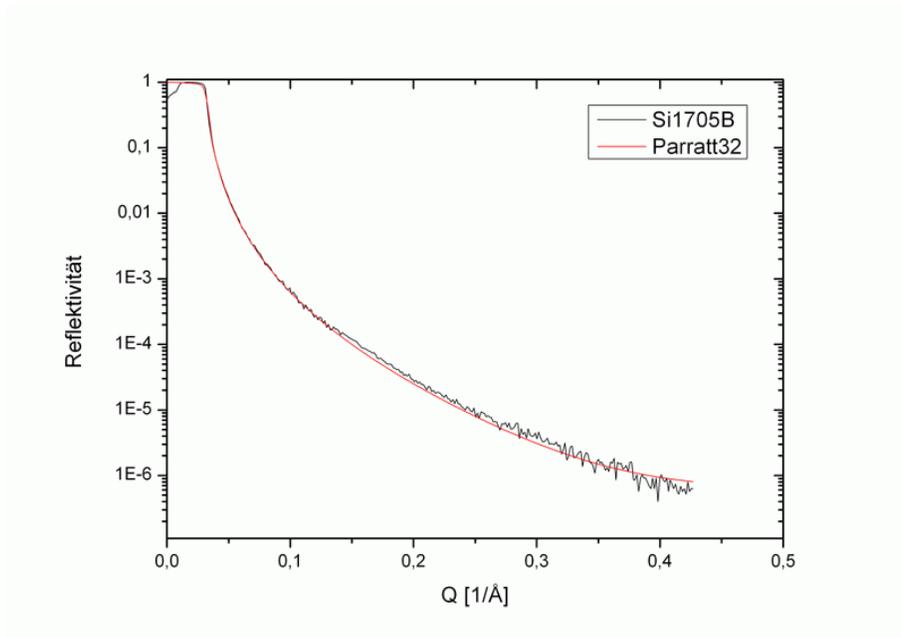


Abbildung 4.6: Röntgenreflektivität 2: Siliziumwafer 1705 Seite B

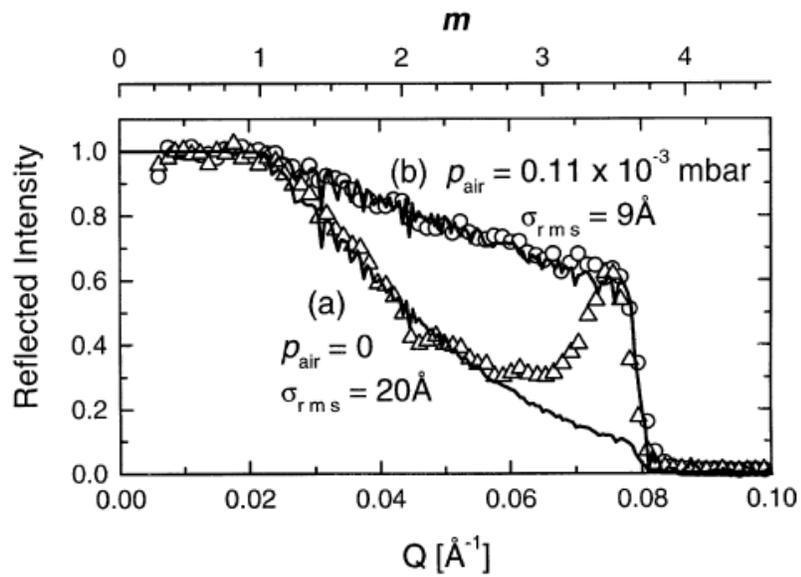


Abbildung 4.7: Neutronenreflektivität für einen ($m=3.65$)-Superspiegel bei variierten Herstellungsparametern, nach Kumar [93]

4.2 Test einer Festkörperlinse

4.2.1 Messungen am Neutronenreflektometer

Der erste experimentelle Test der Neutronen-Silizium-Linse wurde am alten BENS¹ Reflektometer V14 am HZB durchgeführt [94]. Die Linse hatte auf der Eingangsseite die Abmessungen von 20x140x31 mm³ und wurde in dem Aluminiumhalter mit den originalen Fischeinsätzen vermessen (vgl.).

Die Daten des Neutronenstrahls waren folgende:

- verwendet wurde eine Wellenlänge von 4.72 Å
- die Strahlbreite betrug 6 mm
- und die Divergenz lag bei 0.6°.

Für die Messungen wurde ein ³He-Detektor mit einem 1.0 mm breiten Schlitz verwendet. Er wurde in verschiedenen Abständen hinter der Linse positioniert.

In der Abbildung 4.8 sind die Messergebnisse dargestellt.

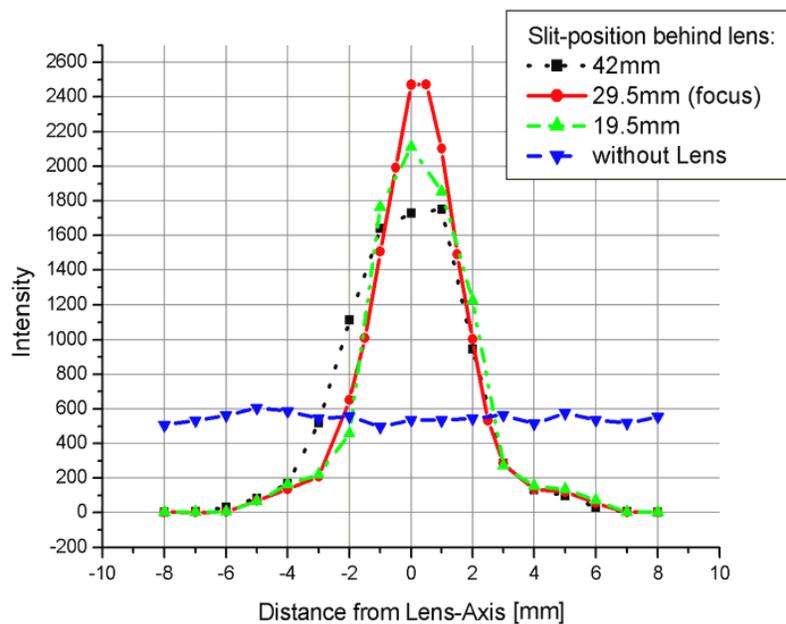


Abbildung 4.8: Intensitätsgewinn durch die Festkörperlinse, die Linien bedeuten: waagrecht - der Direktstrahl, mit Kreisen - Messung im Fokus bei 29.5 mm zeigt 4.6-fache Spitzenintensität mit FWHM = 3 mm, gepunktet mit Quadraten - Messung 42 mm hinter dem Linsenende und gestrichelt mit Dreiecken - Messung vor dem Fokus 19.5 mm vom Linsenende entfernt, am alten V14, $\lambda = 4.72$

¹Berliner Zentrum für Neutronen-Streuung

Die fast konstante Kurve ist das senkrecht zur Ausbreitungsrichtung verlaufende Profil des Direktstrahls. Die anderen Kurven des Strahlprofils sind mit der Linse im Strahl bei unterschiedlichen Entfernungen hinter der Linse aufgenommen worden. Die höchste Kurve ist 29.5 mm hinter dem Linsenende gemessen worden, die beiden anderen Kurven in 19.5 mm und 42 mm Entfernung. Die Kurve mit dem gut fokussierten Strahl zeigt eine im Maximum 4.6-mal höhere Intensität als der Direktstrahl.

4.2.2 Messungen am Neutronen-Tomographie-Instrument

In Ergänzung der eindimensionalen Brennweitenmessung am alten Reflektometerstand V14 wurde eine weitere Messung der Festkörperlinse am Instrument für Neutronentomographie V7 CONRAD durchgeführt [95]. Das Instrument besitzt eine hochauflösende CCD-Kamera direkt hinter einem Szintillationsschirm von (70x100) mm² Größe. Dies ermöglichte die zweidimensionale Vermessung der Intensitätsverteilung des Neutronenstrahls in einem Bereich von 16 bis 116 mm hinter dem Linsenende.

Die Vermessung der Neutronen-Silizium-Linse wurde an der höherauflösenden Messposition 2 direkt vor dem 2D Szintillationsdetektor durchgeführt.

Die Daten des Neutronenstrahls waren folgende:

- verwendet wurde eine Wellenlänge von 5.0 Å
- die Strahldimension betrug (48x32) mm²
- und die Divergenz lag bei 0.6°.

Die Linse wurde auf einem drehbaren 1-Kreis-Goniometer zur Winkeleinstellung befestigt. Das Goniometer befand sich auf einem Translationstisch der in Neutronenflugrichtung beweglich war. Die Entfernung zwischen Linse und Detektor wurde in einem Bereich von 16 bis 116 mm durchgefahren. Der Untergrund des Direktstrahls war vernachlässigbar. Das Einfallsfenster der Linse hat eine Größe von (20x31) mm², die Ränder wurden durch eine Cadmiumblende mit einer Öffnung gleicher Größe abgeschirmt.

Die Abbildung 4.10 zeigt die Intensitätssteigerung der Neutronenlinse bei 31, 75 und 116 mm Abstand zum Linsenende. Die Kurven zeigen den Verlauf des Strahlprofils quer zur Ausbreitungsrichtung. Eine Spitzenintensität vom 5.6-fachen des Direktstrahles wurde im Brennpunkt der Linse, 31 mm hinter dem Linsenende, ermittelt. Der Mittelwert aller gemessenen Werte über die Halbwertsbreite beträgt das 4.3-fache. Zum Vergleich ist die Messung an der ersten Halblinse [46], dargestellt durch die gestrichelte Kurve mit einem Maximalwert von 3.4, eingezeichnet. Die Halbwertsbreiten der beiden Kurven liegen bei 2.4 mm. Die beiden anderen Kurven sind 44 und 85 mm hinter dem Brennpunkt der Festkörperlinse aufgenommen worden. Die Spitzenintensität der beiden Kurven liegt beim 2.3- bzw. 1.5-fachen des Direktstrahls.

Der Verlauf der Intensität in Flugrichtung des Neutronenstrahls ist in Abbildung 4.11 dargestellt. Der Maximalwert wurde in 31 mm Entfernung zum

Linsenende gemessen. Die Halbwertsbreite beträgt in dieser Richtung ca. 50 mm. Nach einem starken Abfall der Kurve auf das 3.5-fache der Direktstrahlintensität innerhalb von 9 mm hinter dem Brennpunkt geht die Intensität nach weiteren 35 mm auf das 2.3-fache und dann nach 41 mm auf das 1.5-fache der Direktstrahlintensität zurück.

Beide Abbildungen 4.10 und 4.11 sind Schnitte durch den 2 dimensional Graphen der Neutronenintensität in Abbildung 4.9. Die Daten wurden mit dem photosensitiven Flächendetektor im Abstand von 16 bis 116 mm vom Linsende der Neutronen-Silizium-Linse gemessen. Es ergibt sich in Bezug auf die Halbwertsbreiten in unterschiedlichen Abständen vom Fokus eine Strahldivergenz von ca. 9.8° hinter dem Brennpunkt der Linse.

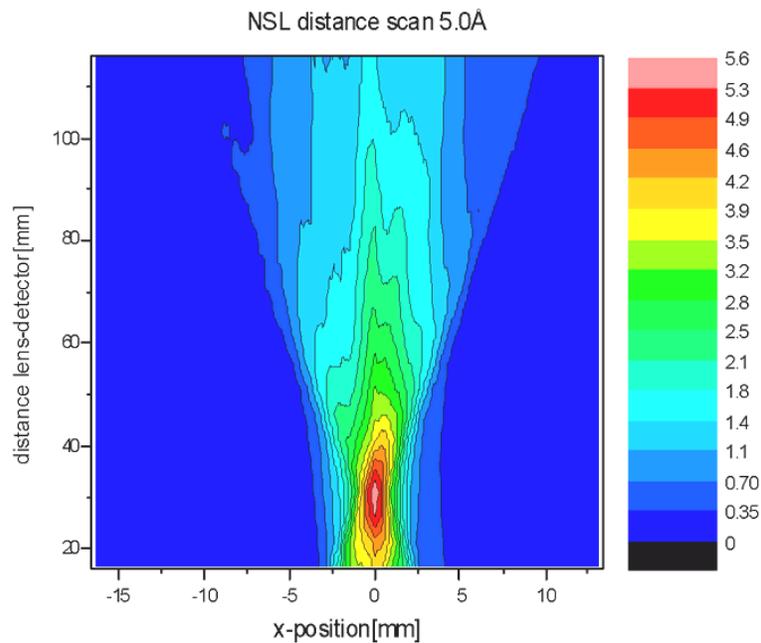


Abbildung 4.9: Zweidimensionale Messung der Neutronenverteilung hinter der Linse, Brennpunkt der Linse in 31 mm Abstand zum Detektor, Instrument: CONRAD V7, Neutronenwellenlänge: 5.0 \AA

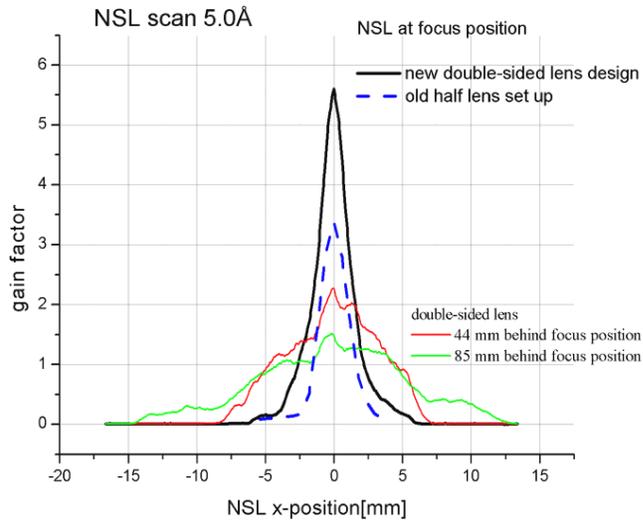


Abbildung 4.10: Linsenfokus quer zum Neutronenstrahl, Brennweite = 31 mm, FWHM = 2.4 mm, Verstärkung > 5.5, die gestrichelte Linie zeigt die Messung der Halblinse [46], zusätzlich sind die Verteilungen 44 und 85 mm hinter dem Linsenfokus aufgetragen

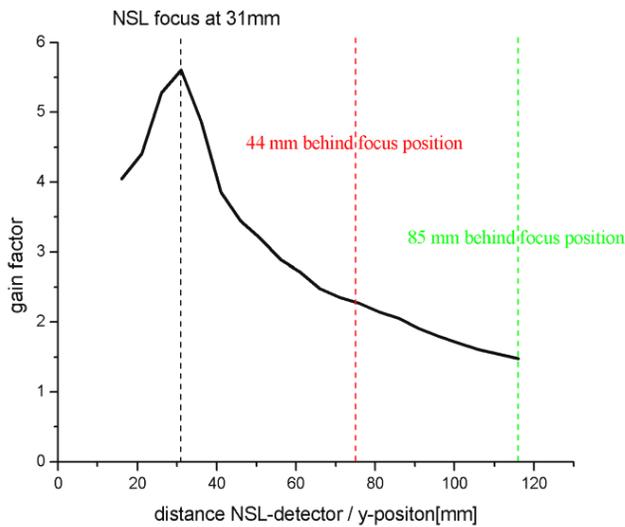


Abbildung 4.11: Intensitätsverlauf entlang der Flugrichtung des Neutronenstrahls, senkrechte Markierungen bei 31 mm Brennweite, sowie 44 und 85 mm hinter dem Fokus

4.2.3 Einzelkanalmessung der Festkörperlinse

Um abschätzen zu können, wieviele der durch die Einzelkanäle der Neutronen-Silizium-Linse geleiteten Neutronen im gemessenen Brennpunkt der Linse ankommen, wurde am V7 CONRAD Instrument eine Einzelkanalmessung an der Linse durchgeführt.

Die Neutronenlinse wurde 30 mm vor dem Flächendetektor positioniert, so dass der Fokus der Linse im Detektor abgebildet werden konnte. Zusätzlich wurde vor die Eintrittsfläche der Festkörperlinse von (30×20) mm² eine Cadmiumblende mit einem 0.3 mm breiten Schlitz auf einem Translationstisch platziert.

Bei einer Kanalbreite von 150 µm bedeutet dies, ungefähr 2 Siliziumkanäle der Neutronenlinse wurden zur selben Zeit von dem Neutronenstrahl gefüllt. Für die Messung der Intensitäten wurde die Blende in 67 Einzelschritten = 67×0.5 mm = 33.5 mm über die Eintrittsfläche der Linse bewegt. Zur Auswertung der 67 Einzelbilder ist ein (2.8×50) mm² breiter Streifen, der den Bereich mit der Maximalintensität erfasst und die Intensität über die gesamte Fläche der Einzelbilder (150×100) mm² aufintegriert worden.

Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.12 dargestellt. Die Kurve mit den sieben Maxima zeigt die Intensität im Linienfokus der Linse. Die Intensitätswerte der zweiten Kurve sind im Mittel deutlich höher, da hier auch die neben dem Fokus detektierten Neutronen mitgezählt wurden. Das Verhältnis der Flächen unter beiden Kurven ermöglicht es, eine Aussage über den prozentualen Anteil der in den Fokus der Linse geleiteten Neutronen zu treffen. Der Fokusstreifen ist hier rund 10 % breiter gewählt als die vorher gemessene Halbwertsbreite des Fokus von 2.5 mm.

Die Messung zeigt, dass nur rund 65 % der durch die Festkörperlinse transportierten Neutronen im hier auf 2.8 mm verbreiterten Messbereich des Fokus ankommen. Ein direkter Vergleich der beiden Kurven verdeutlicht die Unterschiede in der Fokussierungseffizienz über die Linsenbreite. Bis auf den Mittelbereich, eine Strecke über 1.5 mm ohne Siliziumwafer, fokussieren nur die beiden äußeren Waferpakete die Neutronen in optimaler Weise. Hier treten aufgrund der Länge der Kanäle wiederum höhere Reflexionsverluste auf, die die Neutronentransmission insgesamt reduzieren. Die Leitung der Neutronen durch die Kanäle der Waferlinse lässt hier noch Spielraum für mögliche Verbesserungen, z.B. in Form einer höherreflektiven ($m > 2$) - Superspiegelbeschichtung der äußeren Wafer. Die Abweichungen am rechten Rand der Darstellung beruhen auf einem Normierungsfehler. Die beiden Kurven wurden auf die Maximalintensität des durch die Mitte der Linse gehenden Neutronenstrahls normiert.

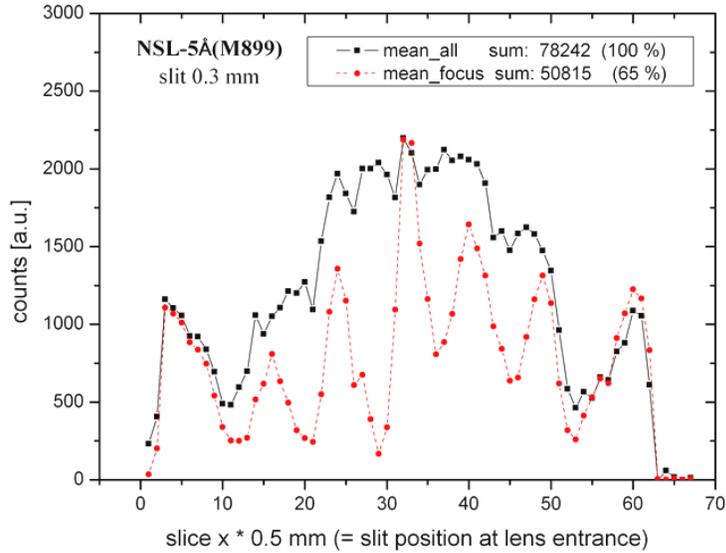


Abbildung 4.12: Einzelkanalintensität in einem Fokusstreifen von 2.8 mm, durch die Kurve mit den sieben Spitzen dargestellt und dazu im Vergleich über die gesamte Detektorfläche aufsummiert

4.2.4 Diskussion der Ergebnisse

Die Einordnung der Messungen der untersuchten Festkörperlinse soll im Folgenden näher betrachtet werden. Der Beginn ist eine rein geometrische Betrachtung des transmittierten Neutronenflusses durch die Linse. Der Einfallsquerschnitt der Neutronen-Silizium-Linse beträgt $(30 \times 20) \text{ mm}^2$. Der Linienfokus der Linse hat dagegen die Dimensionen $(2.5 \times 20) \text{ mm}^2$. Daraus lässt sich der theoretisch maximal erreichbare geometrische Intensitätsgewinn der Linse berechnen. Das Ergebnis ist eine 12-fache Intensitätssteigerung. Im Vergleich mit dem maximalen experimentell bestimmten Wert von 5.6 ergibt sich eine absolute Neutronentransmission von mehr als 46 %, d.h. fast die Hälfte der von der Linse eingesammelten Neutronen werden in den Brennpunkt 31 mm hinter dem Linsenende fokussiert bzw. $T_{NSL} \approx 0.46_{max}$. Bei einer Mittelung über die Halbwertsbreite sinkt die Verstärkung von 5.6 auf 4.3 und die Neutronentransmission auf 36 %, d.h. $T_{NSL} \approx 0.36_{FWHM}$.

Anders ausgedrückt produziert die Linsenoptik über 50 % bzw. 60 % Strahlverluste. Dieser Verlust an Neutronen ist durch mehrere Faktoren bedingt:

- die Absorption in den Siliziumwafern,
- die Reflexion in den superspiegelbeschichteten Waferkanälen ist unvoll-

ständig < 100 %,

- Fokussierungsfehler durch Abweichungen von der idealen Fokussierungsgeometrie,
- und die Divergenzverluste beim Ein- und Austritt aus der Linse.

Eine genauere Betrachtung der Absorption muss die unterschiedlichen Längen der verwendeten Siliziumwafer berücksichtigen. Der Aufbau der Linse zeigt eine 3-teilige Längenabstufung der Wafer. Beide Seiten bestehen aus je einem 35 mm, 70 mm und 140 mm langem Stapel. Die Dicke der Stapel beträgt 5.1 mm, 4.5 mm und 4.7 mm. Der Absorptionkoeffizient für Neutronen $\lambda = 4.9 \text{ \AA}$ beträgt in Silizium 0.032 cm^{-1} . Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.2 wiedergegeben. Von den in die Waferstapel der Linse eingestrahnten Neutronen werden je 11, 20 und 36 % im Silizium der unterschiedlich langen Wafer absorbiert. Der über die gesamte Linse gemittelte absolute Absorptionsverlust im Silizium liegt bei ca. 22 % der eingestrahnten Neutronen. Das bedeutet für die Transmission durch die Siliziumwafer $T_{Abs} = 0.78$.

Waferstapel	Länge[mm]	Dicke[mm]	Neutronenabsorption im Silizium[%]
1	35	5.1	10.6
2	70	4.5	20.1
3	140	4.7	36.1
Linse	140	31	21.9

Tabelle 4.2: Siliziumabsorption in der Festkörperlinse

Wird für die Reflexion der Neutronen an der Superspiegelbeschichtung eine mittlere Reflektivität von rund 96 % angenommen, d.h. mit 92 % an der Abbruchkante $m=2$, ergeben sich zusätzlich kummulierte Verluste von etwa 10 %, verursacht durch Mehrfachreflektionen in den bis zu 140 mm langen Waferkanälen. Bei einer direkten Sichtlinie von ca. 35 mm, werden die Neutronen in den äußeren Kanälen der Linse rund 3- bis 4-mal reflektiert. Dies entspricht Einzelverlusten von ca. 12 bis 15 %, bei einer Länge bis 70 mm ca. 8 bis 12 % und bei 35 mm ca. 4 bis 8 %. Das ergibt im Mittel eine Transmission von $T_{Ref} = 0.90$.

Der Fokussierungsfehler der Linse ergibt sich aus der an der Neutronenlinse durchgeführten Einzelkanalmessung, er liegt in einem Bereich von ca. 35 %. Die vorher beschriebene Messung der Einzeltransmission der Linsenkanäle zeigte eine Verteilung der durch die Linse transmittierten Neutronen über die gemessene Fokusbreite hinaus. Die Neutronentransmission der Kanäle in den Fokus beträgt demnach $T_{Foc} = 0.65$.

Ein Spezifikum der Neutronenlinse ist es, dass sie Neutronen mit der gesamten Divergenz eines $m=2$ beschichteten Neutronenleiters aufnehmen kann. Neutronenverluste entstehen nur durch die Austrittsdivergenz der Waferkanäle der Neutronenlinse. Die Strahlverbreiterung der pro Kanal austretenden Neutronen beträgt bei einem Divergenzwinkel von $\pm 0.98^\circ$ ($m=2$) über die Fokussierstrecke von 31 mm ca. 1.3 mm. Bei einer gemessenen Halbwertsbreite des Fokus

von 2.5 mm treten hier keine zusätzlichen Verluste auf, d.h. die Transmission ist hier $T_{Div} = 1.00$.

In der Zusammenfassung der bisherigen Überlegungen ergibt sich der theoretische Wert für die Transmission des Neutronenstrahls durch die Neutronen-Silizium-Linse also wie folgt:

$$T_{NSL} = T_{Abs} \cdot T_{Refl} \cdot T_{Foc} \cdot T_{Div} = 0.78 \cdot 0.90 \cdot 0.65 \cdot 1.00 = 0.46,$$

d.h. 46 % der in die Linse eingestrahlten Neutronen werden theoretisch über eine Brennweite von 30 - 31 mm in den Fokus der Festkörperlinse gebündelt. Das entspricht genau der gemessenen Transmission der Neutronen-Silizium-Linse bei maximal gemessener 5.6-facher Intensitätssteigerung im Linsenfokus.

Daymond und Johnson [43, 42] haben ebenfalls eine Neutronenlinse aus mit (m=2)-Superspiegeln beschichteten Siliziumwafern gebaut und gemessen. Im Gegensatz zu der hier vorgestellten Waferlinse dient diese der Punkt-zu-Punkt-Fokussierung. Die ganze Linse hat im Prinzip eine elliptische Form. Die den Neutronenstrahl ablenkenden Wafer sind jedoch flach in einem Paket in der Mitte der Linse angeordnet, siehe Abbildung 2.8 in Abschnitt 2.1.3. Die Brennweite beträgt 500 mm. Es wurde eine zweidimensionale Intensitätsverteilung im Brennpunkt der Linse gemessen. Sie integrierten unter anderem einen 1 mm und 2.5 mm breiten Messbereich und erhielten jeweils eine Maximalverstärkung von 5.8 und 4.9. Die Messung der Halbwertsbreite in Abhängigkeit vom Abstand zum Brennpunkt zeigte eine näherungsweise lineare Zunahme bei wachsender Entfernung zum Fokus. Die Messung offenbarte außerdem eine Asymmetrie in der Waferanordnung.

Die von uns gemessene Neutronen-Silizium-Linse zeigt eine ähnliche lineare Abhängigkeit der Halbwertsbreite, siehe Abbildung 4.9. Eine auffällige Asymmetrie der Waferkanäle ist in den Messungen nicht zu erkennen.

4.3 Anwendung einer Festkörperlinse

4.3.1 Fokussierung auf eine schmale Probe

Bei diesem Experiment am Neutronenreflektometer V14 wurde eine 200 mm lange Floatglasprobe mit 4.9 Å Neutronen bestrahlt. Es sollte untersucht werden, welchen Nutzen die Anwendung der Neutronen-Silizium-Linse bei Reflektometermessungen an sehr schmalen, nur wenige Millimeter breiten Proben bringt.

Um die schmale Probe zu simulieren wurde die Probenbreite durch eine vor dem Glas angebrachte Cadmiumblende auf 2 mm reduziert. Das Floatglas wurde längs in Strahlrichtung ca. 10 mm vor der Probentischachse aufgelegt. Dann wurde die Probe im Neutronenstrahl kalibriert und die Totalreflexionskante gemessen. Die Totalreflexionskante des Glases liegt bei etwa 0.3°, der 2. Spalt am V14 wurde für diese Messung auf 0.3 mm eingestellt.

Die Vergleichsmessung wurde mit und ohne vor dem Glas positionierter Festkörperlinse durchgeführt. Die folgende Abbildung 4.13 zeigt die experimentelle

Anordnung von Linse, Glas und Detektor am Neutronenreflektometer V14. Die Probe, das Floatglas, mit den Dimensionen $(200 \times 71 \times 3) \text{ mm}^3$ wurde mit einer 2 mm breiten Cd-Schlitzblende abgeklebt und der 2. Spalt am V14 auf 2.0 mm erweitert. Der Neutronenstrahl hatte die Dimensionen $(30 \times 2) \text{ mm}^2$. Die Neutronen-Silizium-Linse (NSL) wurde in ca. 30 mm Abstand vor dem Glas positioniert und fokussierte den Neutronenstrahl auf die Glasunterseite in Höhe der Probestischachse. Die PSD-Kamera zeigt ein zweidimensionales Bild der Neutronen und wurde ca. 310 mm von der Probestischachse entfernt aufgebaut. Der Neutronenstrahl ging durch das obere Linsendrittel.

Auf dem Foto 4.14 ist der reale Aufbau des Experimentes am Neutronenreflektometer dargestellt, zu sehen sind von links nach rechts angeordnet der 2. Spalt des Instrumentes eingestellt auf 2 mm, die Neutronen-Silizium-Linse liegend, fokussiert in der horizontalen Ebene auf einen vertikalen Linienfokus mit 2.4 mm Halbwertsbreite, dahinter das 200 mm lange Floatglas mit der durch rotes Klebeband befestigten 2 mm breiten Cadmiumschlitzblende. Der photosensitive Flächendetektor befindet sich ca. 110 mm hinter dem Glas außerhalb der gezeigten Aufnahme.

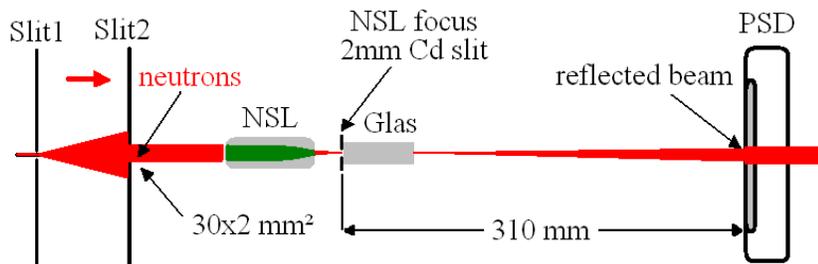


Abbildung 4.13: Experimentaufbau: Neutronen-Silizium-Linse vor Floatglas und Flächendetektor

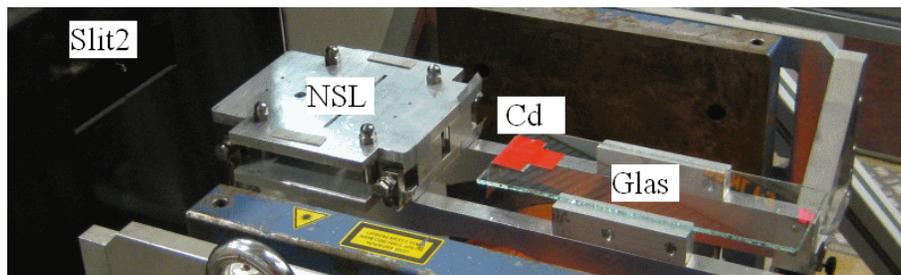


Abbildung 4.14: Foto des experimentellen Aufbaus am neuen V14, von links nach rechts: Schlitzblende 2, Festkörperlinse, Cadmiumblende und Floatglas

Es wurden 4 unterschiedliche Messungen durchgeführt. In der Tabelle 4.3

sind wichtige Messdaten wie Intensitätsgewinn und Halbwertsbreiten einzeln aufgeführt. Beim Vergleichen von Messung 2 und 4 wird deutlich, dass durch die 2 mm Cadmiumblende mehr als die Hälfte der auf das Glas von der Festkörperlinse fokussierten Intensität abgeblendet wird. Die Ursache liegt in dem breiteren Strahl >2.4 mm, den die Linse in Höhe der Cadmiumblende erzeugt. Die Halbwertsbreiten zeigen, dass die Anwendung der Festkörperlinse in der Richtung senkrecht zur Fokussierung zu keiner signifikanten Änderung führt. Der Strahl in der Fokussierungsebene wird dagegen von 5.1 mm auf 19.6 mm verbreitert. Die Divergenz der Neutronen-Silizium-Linse bei einer Halbwertsbreite des Fokus von 2.4 mm berechnet sich aus Messung 2 zu etwa 3.9° . Dieser Wert ist rund 60 % kleiner als der aus dem vorhergehenden Experiment bestimmte Wert von 9.8° . Die Divergenz des Neutronenstrahls in x-Richtung ergibt sich aus Messung 1 zu ca. 0.4° . Dieser Wert ist ebenfalls rund 60 % kleiner als die sonst in der horizontalen Richtung an diesem Instrument gemessene Divergenz von ca. 1° .

Interessanterweise zeigt das Profilspektrum aus Messung 4 in x-Richtung über die Breite von rund 20 mm drei Spitzen und keine einheitliche Struktur. Diese Unterteilung entsteht durch den speziellen dreiteiligen Aufbau der Linse. Die zu drei Stapeln unterschiedlicher Länge auf beiden Seiten der Linse zusammengefassten Wafer weichen in ihrer Krümmung minimal voneinander ab, d.h. hinter dem Fokus der Linse fliegen die Neutronen in der Fokussierungsebene nicht alle gleichmäßig auseinander. Im Brennpunkt der Linse werden sie von dem Floatglas reflektiert und haben bis zum Detektor dann noch über 300 mm zurückzulegen.

Messung	NSL	Cd	FWHM(y/x)[mm]		Intensität(absolut/normiert)	
1			1,3	32,3	3.86854e+06	12,6
2	x		1,1	23,4	1.67105e+06	5,4
3		x	1,2	5,1	307349	1,0
4	x	x	1,1	19,6	715728	2,3

Tabelle 4.3: Daten des Linsen-Glas-Experiments, Halbwertsbreiten und Intensitäten

Messung 1 Neutronenstrahl auf Floatglasprobe

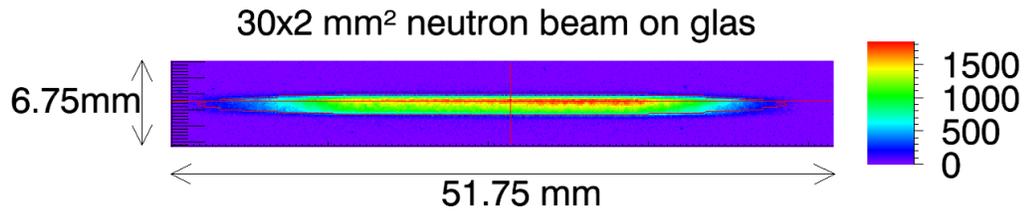


Abbildung 4.15: 2-dim. Intensitätsspektrum der Totalreflexion eines (30x2) mm²- Neutronenstrahls auf Floatglas

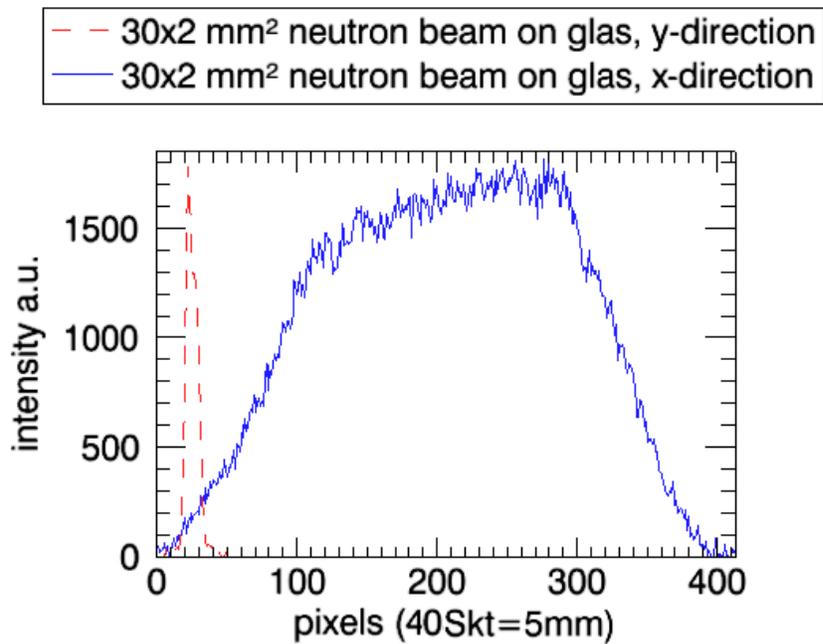


Abbildung 4.16: (30x2) mm²- Neutronenstrahl auf Glas, Linienspektrum der Neutronenintensität in x- und y-Richtung an der Totalreflexionskante, Halbwertsbreiten sind 1.3 mm in y- und 32.3 mm in x-Richtung

Messung 2 Neutronenstrahl durch Neutronen-Silizium-Linse fokussiert auf Floatglasprobe

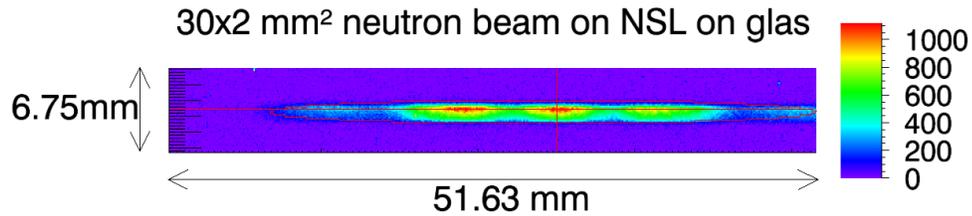


Abbildung 4.17: 2-dim. Intensitätsspektrum der Totalreflexion eines (30x2) mm²- Neutronenstrahls durch eine Festkörperlinse mit 31 mm Fokus auf Floatglas

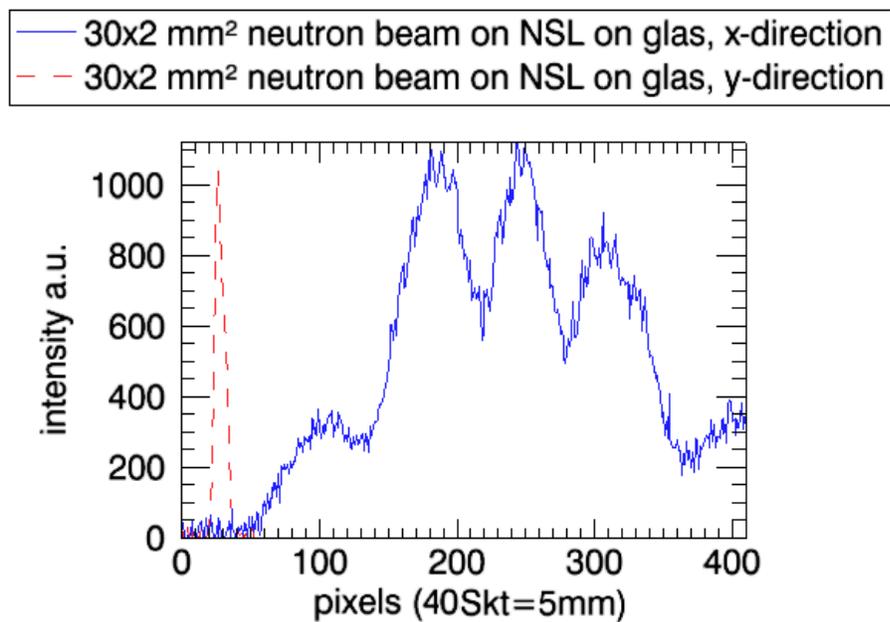


Abbildung 4.18: (30x2) mm²- Neutronenstrahl durch Festkörperlinse mit Fokus auf Floatglasoberfläche, Linienspektrum der Neutronenintensität in x- und y-Richtung an der Totalreflexionskante, Halbwertsbreiten sind 1.1 mm in y- und 23.4 mm in x-Richtung

Messung 3 Neutronenstrahl durch 2mm Cadmiumblende auf Floatglasprobe

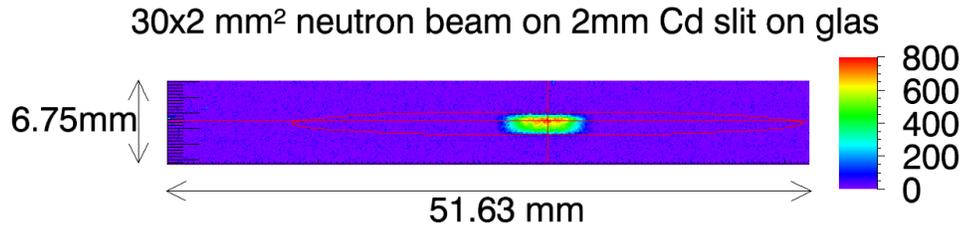


Abbildung 4.19: 2-dim. Intensitätsspektrum der Totalreflexion eines (30x2) mm²- Neutronenstrahls durch eine Festkörperlinse mit 31 mm Fokus auf Floatglas

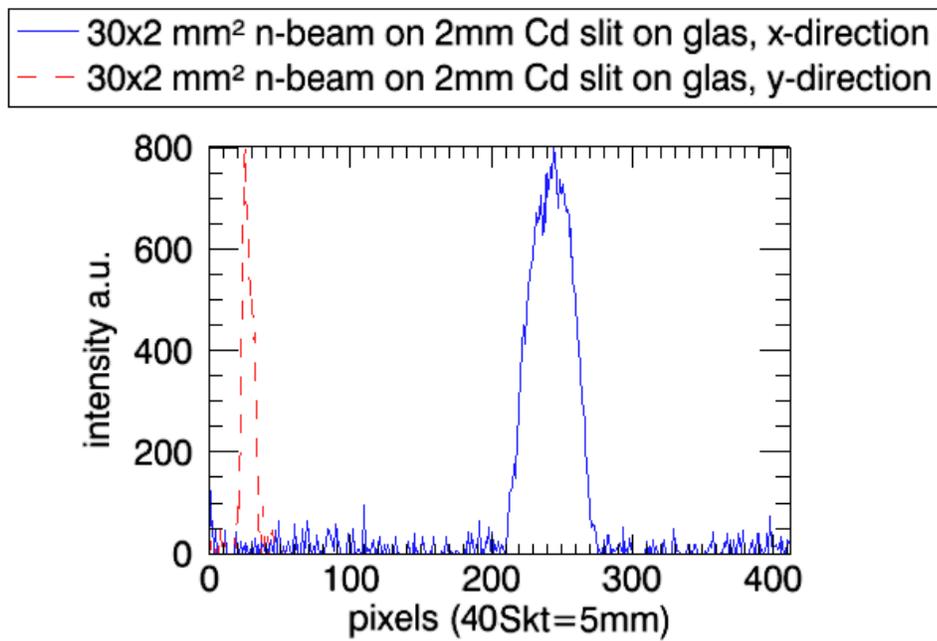


Abbildung 4.20: (30x2) mm²- Neutronenstrahl durch 2 mm Cadmiumblende auf Floatglasoberfläche, Linienspektrum der Neutronenintensität in x- und y-Richtung an der Totalreflexionskante, Halbwertsbreiten sind 1.1 mm in y- und 19.6 mm in x-Richtung

Messung 4 Neutronenstrahl durch Neutronen-Silizium-Linse und 2mm Cadmiumblende auf Floatglasprobe

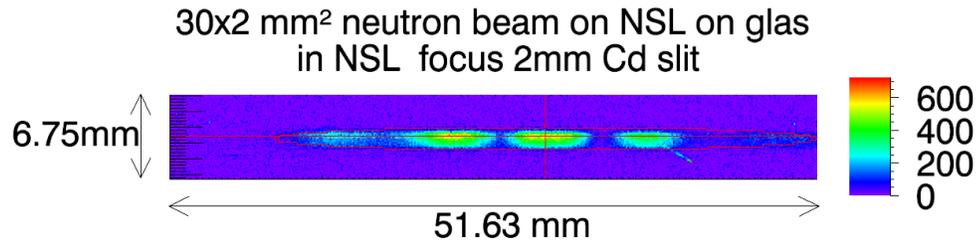


Abbildung 4.21: 2-dim. Intensitätsspektrum der Totalreflexion eines (30x2) mm²- Neutronenstrahls durch eine Festkörperlinse mit 31 mm Fokus und 2 mm Cadmiumblende auf Floatglas

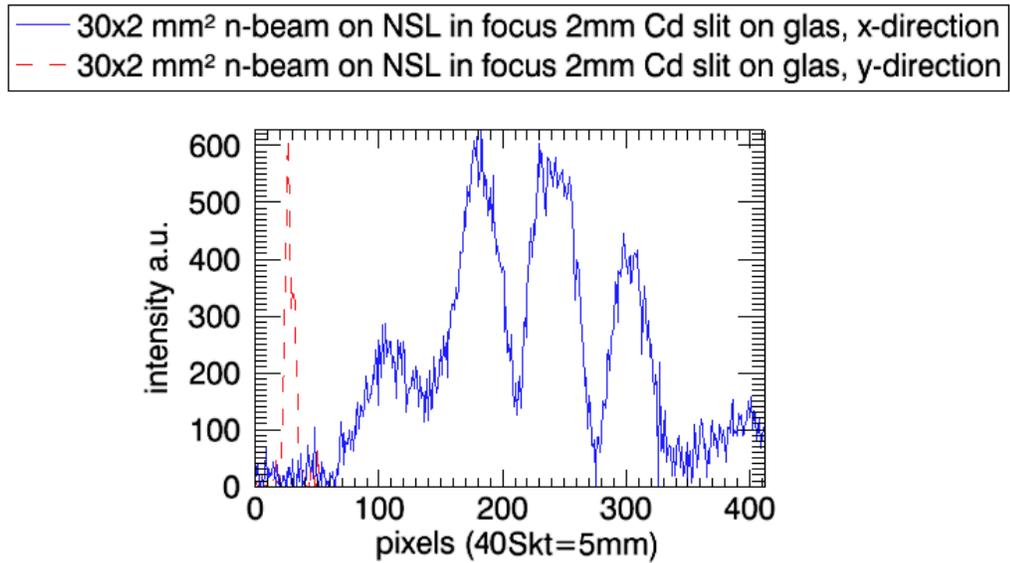


Abbildung 4.22: (30x2) mm²- Neutronenstrahl durch Neutronen-Silizium-Linse mit 31 mm Fokus und 2 mm Cadmiumblende auf Floatglasoberfläche, Linienspektrum der Neutronenintensität in x- und y-Richtung an der Totalreflexionskante, Halbwertsbreiten sind 1.2 mm in y- und 5.1 mm in x-Richtung

4.3.2 Diskussion der Ergebnisse

Ausgehend von der gemessenen über 5.6-fachen Intensitätssteigerung im Fokus der Festkörperlinse wurde bei dem Reflexionsexperiment am Floatglas ein ähnlicher Wert erwartet. Im Ergebnis wurde allerdings nur eine rund 2.3-fache Erhöhung der Neutronenzahl durch die Festkörperlinse im Detektor gemessen. Der Grund für den Verlust von fast 60 % der maximal von der Linse in den Fokus transmittierbaren Neutronen ergibt sich durch die Strahlabblendung durch die Cadmiumblende.

Die Linse transmittiert maximal 47 % der über die gesamte Linsenbreite von 30 mm aufgenommenen Neutronen in den 31 mm hinter der Linse liegenden Brennpunkt. Die Cadmiumblende reduziert die Fokusbreite von 2.5 auf 2.0 mm, das entspricht einem Verlust von rund 20 % des Neutronensignals. Im Ergebnis reduziert sich so die Gesamtzahl der fokussierten Neutronen auf rund 38 %. Außerdem befand sich die Blende nicht direkt im Fokus, sondern 2 bis 3 mm davor, d.h. der Neutronenstrahl wurde von 3.3 auf 2.0 mm Breite reduziert. Der Verlust an Neutronen im Fokus erhöht sich so auf ca. 40 % und die Gesamtzahl der fokussierten Neutronen sinkt auf rund 28 %.

Eine weitere Reduktion der Neutronen, es fehlen noch ca. 20 %, kann durch eine leichte Fehljustierung der Linse erklärt werden. In deren Folge weitere Neutronen von der Cadmiumblende absorbiert worden sind.

Aber auch ein Intensitätsgewinn von 100 % würde die Messzeit am Neutronenreflektometer schon um rund die Hälfte verkürzen. Bei der Untersuchung sehr schmaler Proben, z.B. von Superspiegelstreifen, könnte dies eine nicht unerhebliche Erhöhung des Probendurchsatzes zur Folge haben. Bei optimaler Wahl der Geometrie und Nutzung einer Probenbreite von 2.5 mm sollte der Intensitätsgewinn allerdings bei einem Faktor >5 liegen.

Kapitel 5

Refraktionslinse

Bei der zweiten in dieser Arbeit untersuchten Linsenvariante für kalte Neutronen handelt es sich um eine spezielle Art der Brechungs- oder Refraktionslinse, der Prismenlinse in der Clessidra-Form. Als Material wird Blei verwendet. Das Ziel dieser Arbeit, die Intensitätssteigerung des Neutronenflusses am Probenort erfordert es, die Bleischichten in Anordnung und Länge so zu modifizieren, dass in einem begrenzten lokalen Bereich am Probenort eine Fokussierung erreicht werden kann. Im Folgenden werden zunächst der prinzipielle Aufbau und die innere Struktur der Linse im Detail erläutert. Dabei wird mit dem Parabelkonzept und der Schichtlängenkorrektur näher auf den theoretischen Hintergrund dieser Linsenart eingegangen. Daran anschließend werden die Experimente und Untersuchungen an den produzierten Linsenprototypen eingehend beschrieben.

5.1 Aufbau

Die nach dem Clessidra-Modell aus Abschnitt 2.2.3 gefertigte Refraktionslinse besteht aus einem Aluminiumgehäuse, in das die prismatischen Bleifolien eingelegt und verschraubt wurden. Dazu wurde eine Refraktionslinse für monochromatische Neutronen der Wellenlänge 4.72 \AA berechnet. Wichtig ist bei dieser Berechnung, die Schichtlängenkorrektur aus Abschnitt 5.1.3 zu beachten.

Die Linse besteht aus zwei zusammensteckbaren Seitenteilen mit jeweils 58 eingelegten Bleiprismenschichten. In Abbildung 5.1 ist eine Hälfte der Bleiprismenlinse dargestellt. Zu sehen ist hier die Längenabnahme der Schichten von der linken zur rechten Seite des Aluminiumgehäuses mit ansteigender Dicke des Schichtstapels. Die weiche Konsistenz des Blei-Materials bei Normbedingungen stellt höchste Anforderungen an die Mechanik des Linsengehäuses.



Abbildung 5.1: Die fertige Halblinse bestehend aus 58 Bleiprismenschichten mit von links nach rechts zunehmender Länge, in der Position fixiert durch vier von rechts nach links schmal zulaufende Aluminiumstreben in einem Aluminiumgehäuse

5.1.1 Prismenform

Der Querschnitt eines Prismas zeigt die Form eines Dreiecks. Die Ablenkung des Neutronenstrahls durch ein Prisma ist in Abbildung 5.2 schematisch dargestellt. Im Falle minimaler Ablenkung verläuft der Neutronenstrahl im Prisma parallel zur Prismenbasis. Der Brechungsindex n berechnet sich aus dem totalen Ablenkwinkel δ und dem Prismenwinkel α nach folgender Formel:

$$n = \frac{\sin[(\alpha - \delta)/2]}{\sin(\alpha/2)}.$$

Der Ablenkwinkel δ ergibt sich aus der Gleichung:

$$\delta = \delta(\alpha, n) = \alpha - 2\sin^{-1}[n\sin(\frac{\alpha}{2})].$$

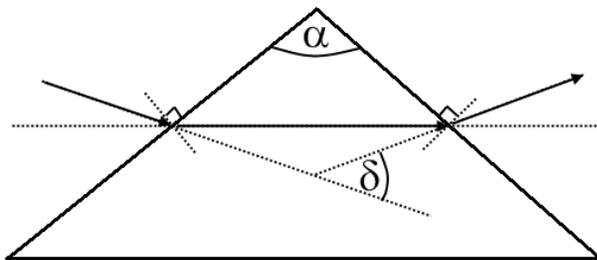


Abbildung 5.2: Schema eines Prismas mit abgelenktem Neutronenstrahl

Es wurden verschieden prismatisch profilierte Bleifolien angefertigt. Die Herstellung wird im Abschnitt 5.1.4 näher beschrieben. Zur Vereinfachung der Werkzeugherstellung für die Prismenprofilierung wurden nur gleichschenklige Dreiecksflächen als Vorlage gewählt. Der einzige Parameter der neben der Prismenhöhe variiert wurde, ist das Verhältnis von der Höhe zur Basislänge der Dreiecksfläche der Prismen. Der Prismenwinkel α ist die einzige Größe, die direkt die Ablenkung pro Prisma festlegt, je flacher die Prismen sind, umso spitzer ist der Auftreffwinkel und umso stärker ist die Brechung des Neutronenstrahl [96]. Bleiprismenfolien mit einem Verhältnis der Höhe h zur Basis b von 1:2 und 1:4 wurden angefertigt. Sie stellen einen guten Kompromiß zwischen Herstellungsaufwand und praktischer Anwendung dar. So wird für den denselben Ablenkwinkel bei gleicher Prismenhöhe die doppelte Anzahl an (1:2)-Prismen gegenüber der Menge an (1:4)-Prismen benötigt.

Für die im Folgenden genutzten Bleiprismen gilt für $\lambda = 4.9 \text{ \AA}$: $n_{Pb} = 1 - 0.0000109 = 0,9999891$ und mit $h:b=1:4$ ist $\alpha = 2 \tan^{-1}(\frac{b}{2h}) = 126.9^\circ$, so ergibt sich für den Ablenkwinkel pro Bleiprisma $\delta(\alpha, n) = \delta(127^\circ, n_{Pb}) = 0.0025^\circ$.

5.1.2 Parabelkonzept

Ausgehend von einer aus einem Schichtstapel aus Prismenreihen zusammengesetzten eindimensional vertikal fokussierenden Brechungslinse ergibt sich in Ausbreitungsrichtung des Neutronenstrahls ein parabelförmiges Profil der Dreiecksanordnung über die Gesamtheit der brechenden Schichten, dargestellt in Abbildung 5.3.

Neutronenlinsen haben einen Brechungsindex kleiner eins und aus diesem Grunde eine konkav geformte Oberfläche. Dies entspricht in der geometrischen Optik dem Prinzip des Reflektors. Ist dessen Form die eines Kreises, so werden die parallel auf die Reflektoroberfläche auftreffenden Lichtstrahlen nicht zu dem selben Brennpunkt auf der optischen Achse hin abgelenkt wie die mittig reflektierten Photonen, d.h. es gibt keinen scharf definierten Brennpunkt, sondern einen in Ausbreitungsrichtung verschmierten Fleck. Um einen wohldefinierten Fokus zu erreichen, ist die ideale Krümmung in diesem Falle die einer Parabel. In gleicher Weise gilt dies auch für den Querschnitt brechender Neutronenlinsen.

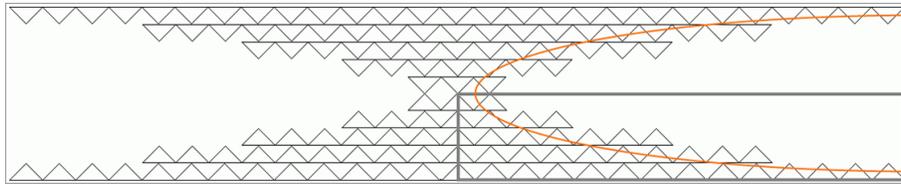


Abbildung 5.3: Schema einer Prismenlinse in Clessidra-Form mit Parabelprofil, der durch das Rechteck markierte Abschnitt deutet den Aufbau der fertigen Halblinse in Abbildung 5.1 an

Im Prinzip reicht schon ein neutronenbrechendes Prisma aus, um einen Teil des Neutronenstrahls in Brennweite des Prismas abhängig von der Prismengeometrie und dem Abstand des Prismas zur optischen Achse auf diese zu fokussieren. Bei der Verwendung nur eines brechenden Elementes zeigen sich jedoch sehr schnell prinzipielle Grenzen, da fast alle bekannten Materialien Neutronen nur in sehr geringem Maße abzulenken vermögen (siehe Kapitel 2.2). Die Brennweite f der Linsen ist umgekehrt proportional zu der Anzahl N der verwendeten den Neutronenstrahl brechenden neutronenoptischen Elemente, folgende Gleichung beschreibt diesen Zusammenhang:

$$f = \frac{R}{2N(1 - n)}$$

n ist hier der Brechungsindex des verwendeten Linsenmaterials, R ist der Radius der Linse und berechnet sich bei einem Prismenelement aus dessen Abmessungen,

$$R = h * \tan(\alpha)$$

wobei h die Höhe und α der Winkel zwischen einer Seitenfläche und der Grundfläche des Prismas ist. Durch Änderung der Höhe h und der Anzahl N der Prismen kann die Brennweite relativ frei variiert werden. Es wurden verschiedene Prismengrößen simuliert, um einen sinnvollen Parameterbereich für die praktischen Experimente auszuwählen. Dabei mussten zwei Arten von Schichtlängenkorrekturen berücksichtigt werden.

5.1.3 Schichtlängenkorrekturen

Die Schichtlängenkorrektur 1 ist nur nötig bei einer Linse mit symmetrischer Schichtanordnung nach dem Vorbild der Clessidra aus der Röntgenoptik. Sie entfällt, wenn alle Prismenreihen an der gleichen Stelle enden, siehe Abbildung 5.3.

Korrektur 1 Bei der ersten Schichtlängenkorrektur handelt es sich um eine notwendige mathematische Berichtigung der Prismenanzahl der einzelnen prismatischen Bleischichten der betreffenden Refraktionslinse. Die Brennweite der Linse ist direkt von der Anzahl der Prismenelemente und ihrem jeweiligen Abstand zur optischen Achse abhängig. Nach dem Parabelkonzept wird zuerst die Grundform des Querschnittes der Bleilinie in Neutronenausbreitungsrichtung berechnet.

Die Anzahl der Prismen wird mit zunehmender Entfernung von der optischen Achse erhöht. Die berechneten Brennweiten für die einzelnen Bleischichten zählen ab dem letzten Prismenelement der betreffenden Schicht. Dieser Sachverhalt erfordert eine Längenkorrektur der betreffenden Prismenschicht. Nahe der optischen Achse ist die notwendige Anpassung aufgrund der geringen Anzahl der den Neutronenstrahl ablenkenden Prismenelemente entsprechend gering. Es handelt

sich dabei nur um wenige Millimeter Länge. In einigen Millimetern Entfernung von der optischen Achse beträgt die Abweichung in der Brennweite jedoch schon mehrere Zentimeter.

Zur Korrektur des Längenfehlers wird die Anzahl der Prismen in der betreffenden Bleiprismenschicht reduziert. Bei einer symmetrischen Anordnung der Schichten in der Clessidra-Form muss etwas weniger als die halbe Schichtlänge korrigiert werden. Die Berechnung der notwendigen Prismenanzahl wird erschwert durch die gleichzeitige Änderung zweier Parameter. Die Brennweite ist direkt proportional zur Prismenanzahl, diese aber wiederum bedingt die Länge der Schicht, die korrigiert werden soll. Um die optimale Anzahl an Prismen festzulegen, wird ein Iterationsverfahren durchlaufen.

Korrektur 2 Zusätzlich zur ersten Schichtlängenkorrektur der Einzelschichten der Bleiprismenrefraktionslinse ist es notwendig, ab einer kritischen Parameterkonstellation von Schichtdicke und Prismenanzahl eine weitere Schichtlängenkorrektur durchzuführen. Die Motivation ist in diesem Falle die Feststellung, dass die Neutronen in Abhängigkeit von der Dicke der Schicht ab einer bestimmten Anzahl von durchlaufenen Prismen an den Prismenspitzen aus der jeweiligen Bleischicht austreten und dann nicht weiter abgelenkt werden.

Müssen die Neutronen noch durch weitere Prismenelemente gebrochen werden, um den gewünschten Brennpunkt zu erreichen, wird die in Richtung zur optischen Achse folgende Prismenschicht um weitere Prismenreihen verlängert. Die direkt von vorn in diese Schicht eintretenden Neutronen sehen die angefügten Prismen nicht. Die benötigte Anzahl ist abhängig von der Entfernung zum gewünschten Brennpunkt. Es stellt sich die Frage: Wie groß muss der Ablenkwinkel sein, damit die aus der Schicht austretenden Neutronen den Brennpunkt in direkter Fluglinie erreichen können. Es kann vorkommen, dass die Neutronen mehr als 2 übereinanderliegende Schichten dafür benötigen. Dann sind auch entsprechend mehr Korrekturen in der Schichtlängenberechnung nötig.

Begrenzt wird diese Betrachtung durch den totalen mikroskopischen Wirkungsquerschnitt von polykristallinem Blei für die verwendeten Neutronenenergien. So sind Refraktionslinsen aus Bleiprismen bei Wellenlängen um die 5 Å praktisch auf eine Gesamtlänge von weniger als 10 cm begrenzt. Alle längeren Schichtkonstruktionen liefern bei dieser Wellenlänge keine nennenswerte zusätzliche Neutronenintensität im Brennpunkt der Linse.

Ergebnisse Die Berechnungen für die fertige Halblinse sind in Abbildung 5.4 zusammengefasst. Dabei ist die Prismenanzahl direkt mit der Schichtlänge und die Schichtanzahl direkt mit der Gesamtdicke der Schichten verknüpft. Die untere lineare Kurve ist das Ergebnis der einfachen Schichtlängenberechnung für einen Fokus in 1400 mm Abstand zur Linse. Die darüber verlaufende Kurve ist nur stückweise linear. An den Kreuzungspunkten mit dem gestrichelten Gitter finden kleine Sprünge in der Prismenanzahl statt. Die Ursache sind die 2 einbezogenen Korrekturen der Schichtlängen. Eine detaillierte Tabelle, mit allen Längenangaben ist im Anhang zu finden.

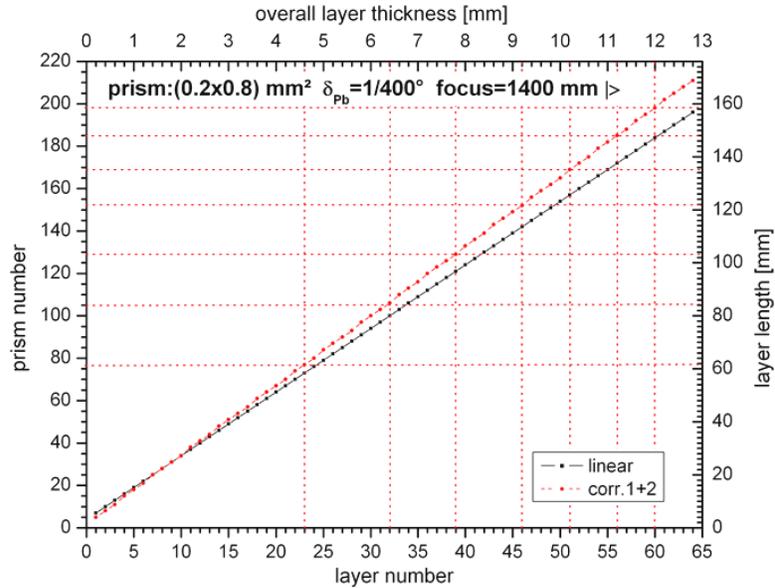


Abbildung 5.4: Kreuzdiagramm der berechneten Daten der Bleiprismenhalblinse mit 60 Schichten ($0.8 \times 0.2 \text{ mm}^2$ -Prismen), die Symbole bedeuten: schwarze Quadrate - einfach lineare Zunahme der Prismenanzahl/Schichtlänge mit der Schichtanzahl, rote Kreise - zweifach korrigierte Prismenanzahl/Schichtlänge.

Das Ergebnis der beiden Korrekturen für die Prismenanzahl bzw. Schichtlänge wirkt sich direkt auf die Brennweiten der einzelnen Bleischichten der Halblinse aus. Die Abbildung 5.5 zeigt den Einfluss auf die Brennweite der Halblinse. Wird die einfache lineare Clessidra-Anordnung gewählt, ist der Fokusfehler für die kurzen nahe der optischen Achse liegenden Schichten am größten. Durch die 1. Korrektur der Schichtlängen wird dieser relativ große Fehler deutlich reduziert. Aber erst durch die 2. Korrektur nähert sich die Brennweite der Schichten mit steigender Prismenanzahl dem gewünschten Idealwert, in diesem Falle 1400 mm Brennweite.

In der Abbildung 5.6 sind die doppelt korrigierten Schichtlängen der 60 Schichten der 12 mm hohen Bleiprismenhalblinse dargestellt. Für die erste Hälfte der Schichten ergibt sich ein fast linearer Zuwachs der Längen. Erst in der zweiten Hälfte zeigt die zunehmende Längenänderung die zu erwartende Parabelform.

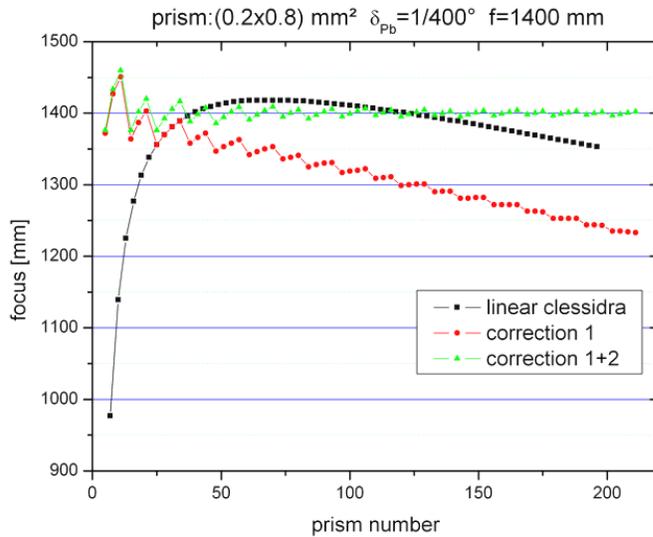


Abbildung 5.5: Simulierte Auswirkung der zwei Schichtlängenkorrekturen auf die Brennweite der Halblinse, die Symbole bedeuten: schwarze Quadrate - lineare Clessidra-Anordnung, rote Kreise - 1. Korrektur, grüne Dreiecke - 2. Korrektur

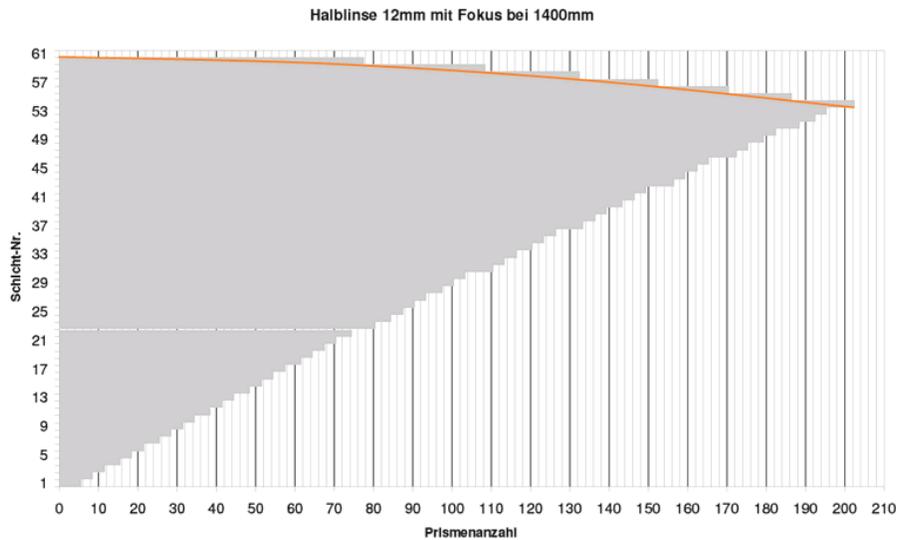


Abbildung 5.6: Ergebnis der 2 Schichtlängenkorrekturen am Beispiel der Bleiprismenhalblinse mit 60 Schichten, die orangene Linie zeigt den Weg eines Neutrons durch die Linse, das am oberen Rand in die 60. Schicht eintritt.

Messung der Bleiabsorption Die Messung der Bleiabsorption wurde am Neutronenreflektometer V14 bei 4.9 Å Neutronenwellenlänge mit variierender Anzahl an polykristallinen Bleifolien von jeweils 0.5 mm Dicke durchgeführt. Die Messzeit pro Messpunkt betrug 10 s. Die Probendicke wurde von 0 bis 17 mm in Schritten von 0.5 mm erhöht. Die Abbildung 5.7 zeigt die Messwerte und die Anpassungsfunktion, um den weiteren Verlauf zu extrapolieren. Der berechnete lineare Abschwächungskoeffizient beträgt im Falle des gemessenen Bleis $0.37 \frac{1}{\text{cm}}$. Ein Abfall der Neutronenintensität auf $\frac{1}{e}$ oder 37 % des Einfallssignals wird bei ca. 27 mm Bleidicke erreicht. Auf die mit Prismenreihen profilierten Bleifolien der Refraktionslinse übertragen entspricht dies einer Maximallänge von rund 54 mm bei einem maximalen Intensitätsverlust von 63 % Neutronen.

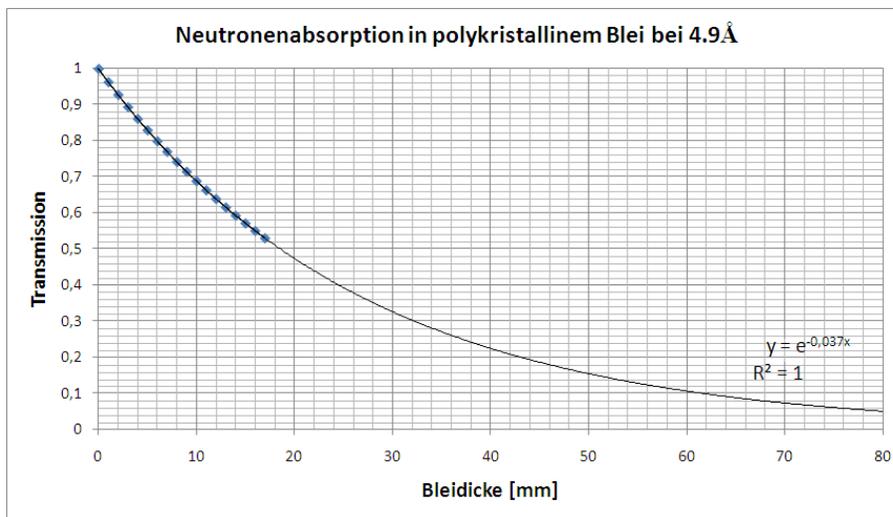


Abbildung 5.7: Absorptions- und Streuverluste im monochromatischen Neutronenstrahl von 4.9 Å in Abhängigkeit der Dicke eines Absorbers aus polykristallinem Blei, Messpunkte und weiterer Kurvenverlauf wurden mit einer Exponentialfunktion extrapoliert

5.1.4 Charakterisierung der Bleischichten

Evolution der Herstellungstechnik Zur Einstellung der Schichtdicke der Bleischichten wurde eine Walzvorrichtung verwendet. Das Ausgangsmaterial hatte dabei eine Dicke von ca. 500 µm. In mehreren Walzdurchgängen wurde eine Enddicke der Schichten von etwa 100 µm erreicht. Der relative Dickenfehler lag hier im Bereich von 5 %.

Zur Profilierung der Folienoberfläche mit der für die Brechung des Neutronenstrahls nötigen Prismenreihenstruktur wurden zwei verschiedene Techniken entwickelt und ausgetestet. Einerseits die Presstechnik mit vorgefertigtem Stempel und andererseits die Walztechnik mit profiliertem Walzenzylinder. Bei der

Presstechnik mit Stempel wurde den gewalzten Bleistücken in einer Hydraulikpresse durch einen vorgefertigten Prägestempel das gewünschte Prismenprofil eingeprägt. Um eine sauber profilierte Schicht zu erhalten, waren bei diesem Prozessschritt verschiedene Parameter zu variieren. Entscheidenden Einfluss hatte dabei die Wahl des Pressdruckes der Hydraulikpresse und der Temperatur des Profilstempels.

Im Ergebnis ist festzuhalten, trotz deutlicher Fortschritte in der Walztechnik mit Profilzylinder ist dem Stempelpressen der Vorzug zu geben. Folgende Abbildungen 5.8, 5.9 und 5.10 mit Beispielen der beiden Herstellungstechniken sollen dies verdeutlichen.

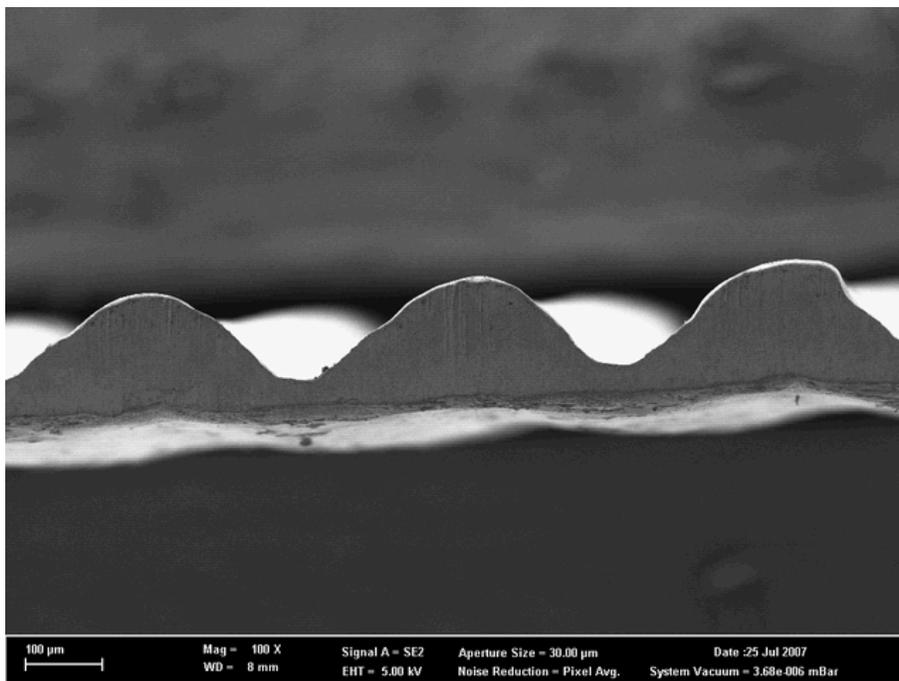


Abbildung 5.8: REM-Aufnahme 1, 100-fache Vergrößerung, Bleifolie (400x200)µm²-Prismenstruktur, Profilmalztechnik 1

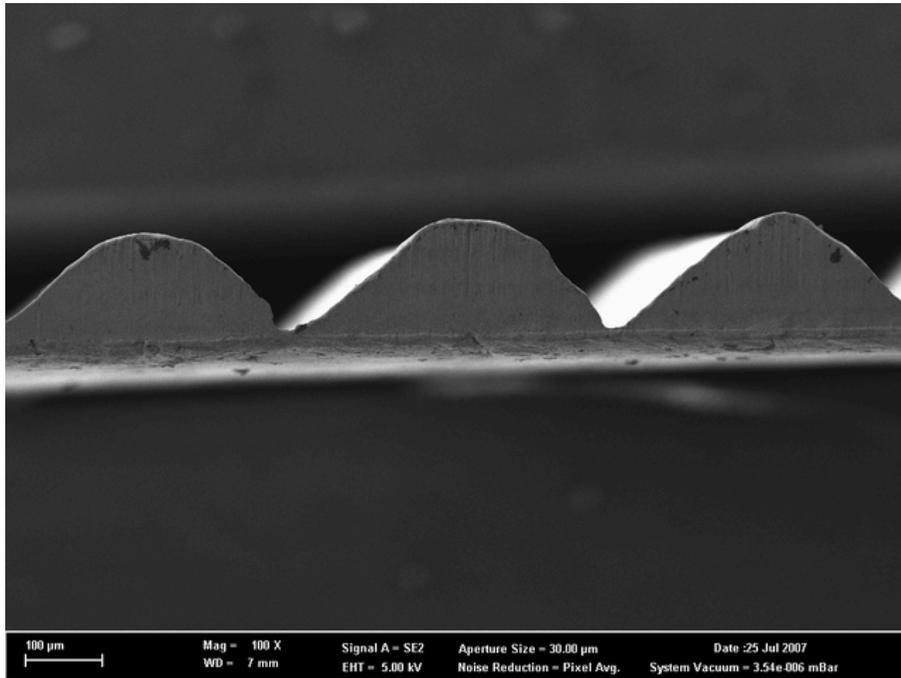


Abbildung 5.9: REM-Aufnahme 2, 100-fache Vergrößerung, Bleifolie mit $(400 \times 200) \mu\text{m}^2$ -Prismenstruktur, Profilwalztechnik 2

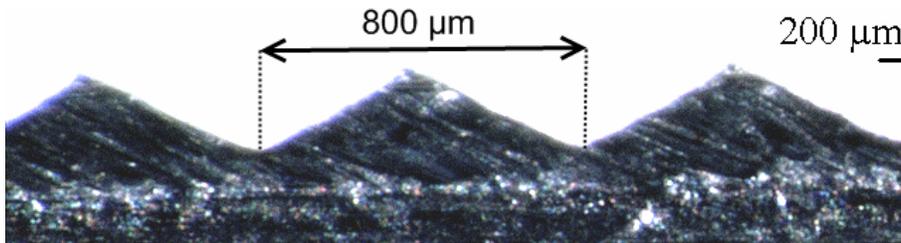


Abbildung 5.10: Lichtmikroskop, 50-fache Vergrößerung, Seitenansicht Bleifolie mit $(800 \times 200) \mu\text{m}^2$ -Prismenstruktur, Stempeltechnik

Die erhaltene Prismenstruktur durch Abpressen eines profilierten Stahlstempels in der Darstellung 5.10 ist klar schärfer abgegrenzt als die prismaähnlichen Strukturen aus der Fertigung mit Profilwalze auf den beiden REM-Aufnahmen.

Die fertig geprägten Schichten wurden dann in einem letzten Bearbeitungsvorgang auf die benötigte Längen geschnitten. Dafür wurde eine in der HZB-Werkstatt angefertigte Schnittvorrichtung verwendet. Die Schichtlängen wurden nach dem Parabelkonzept berechnet, eine eingehende Erläuterung erfolgt in Kapitel 5.1.2. Am Ende des Fertigungsvorgang wurden die einzelnen Blei-

schichten in das dafür aus Aluminium angefertigte Gehäuse eingeschoben und festgeklemmt.

Profilometermessungen Bei der Präparation für das Profilometer Dektak 3030 wurden die Bleifolien plan auf einen Floatglas-Träger aufgebracht, um die ebene Ausrichtung der Prismen bei der Messung zu gewährleisten. Die Prismenstruktur der Bleifolien konnte überprüft werden und deckt sich mit den REM- und den lichtmikroskopischen Querschnittsaufnahmen.

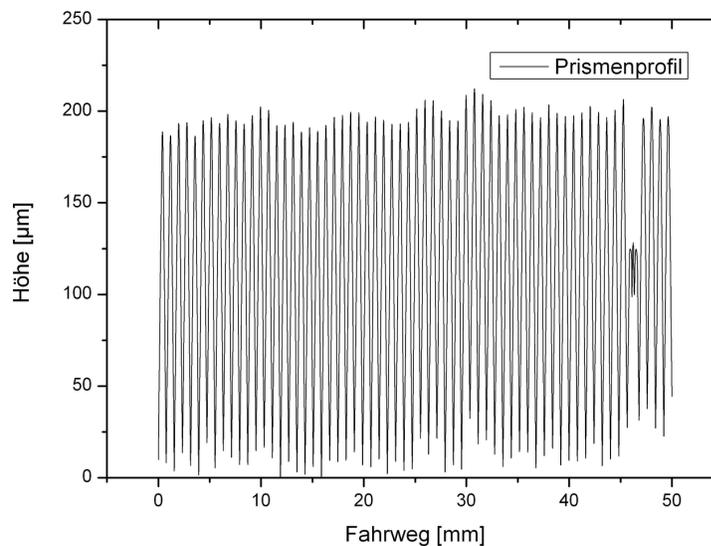


Abbildung 5.11: 50mm Ausschnitt aus dem Höhenprofil einer $(200 \times 800) \mu\text{m}^2$ -Bleiprismenfolie hergestellt mit der Stempeltechnik, gemessen am Profilometer Dektak 3030

Refraktionsmessung an einer Bleiprismenfolie Die vermessene Prismenstruktur der fertig profilierten Bleifolien wurde für ihre Eignung zum Bau einer Refraktionslinse am neuen Neutronenreflektometer V14 auf die wichtigste Eigenschaft hin untersucht, die Brechung der durchfliegenden Neutronen. Dazu wurden zwei $37 \times 0.8 \text{ mm} = 29.6 \text{ mm}$ lange Stücke übereinander gelegt und direkt in den auf $300 \mu\text{m}$ Höhe begrenzten Neutronenstrahl positioniert. Den Ablenkwinkel, die Winkelauflösung am V14 beträgt $\delta\theta = 0.02^\circ$, der gebrochenen Neutronen erfasste der ^3He -Detektor in Reflexionsanordnung. Zusätzlich wurde der Direktstrahl ohne Bleifolien gemessen.

Das Ergebnis der Messung ist in Abbildung 5.12 dargestellt. Beide Kurven wurden mit einer Gauß'schen Funktion angepasst. Die Ablenkung des Neutronenstrahls lässt sich aus der Differenz des xc-Parameters zu $\theta_{NRef r} = (93.1 \pm 0.5) \text{ m}^\circ$ ablesen. Der Quotient aus der Strahlablenkung $\theta_{NRef r}$ und der Prismenanzahl N_p ergibt die Ablenkung pro Prisma δ :

$$\delta = \frac{\theta_{NRef r}}{N_p} = 2.5 \text{ m}^\circ,$$

in idealer Übereinstimmung mit dem für ein Blei-Prisma der Querschnittsfläche $(0.8 \times 0.2) \text{ mm}^2$ theoretisch berechneten Wert $\delta(\alpha, n) = \delta(127^\circ, n_{Pb}) = 0.0025^\circ$.

Neben der Ablenkung ist die Transmission eine weitere wichtige Größe. Aus dem Flächenquotienten der beiden Kurven ergibt sich ein Wert von ca. 57 % für den Anteil der durch die Bleiprobe abgelenkten transmittierten Neutronen. Die Länge der gemessenen Bleiprismenprobe beträgt ca. 30 mm. Da die Prismen den Raum nur halb ausfüllen, entspricht dies ca. 15 mm dickem Blei. Die Neutronentransmission beträgt nach einer vorher durchgeführten Absorptionsmessung, siehe Abbildung 5.7, für 15 mm Blei rund 57 %. Das ist in sehr guter Übereinstimmung mit diesem Experiment.

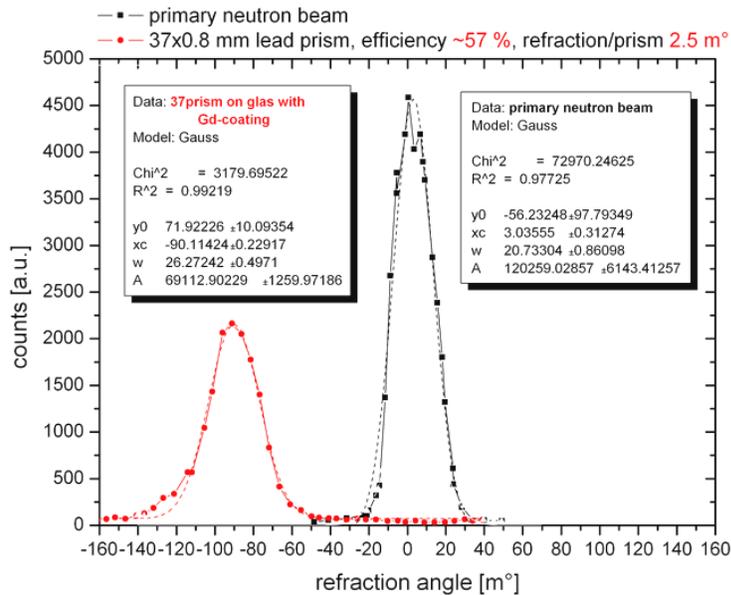


Abbildung 5.12: Refraktion eines 300 μm Neutronenstrahl an einem 2 x 200 μm Bleiprismenstreifen, die kleine Spitze stellt die abgelenkten Neutronen und die hohe Spitze das Signal des Direktstrahl dar

5.2 Test einer Refraktionslinse

Es sind für diese Arbeit zwei verschiedene Prismenlinsen angefertigt worden. Linse 1 besteht aus 0.7 mm dicken Bleischichten und Linse 2 aus 0.2 mm dicken Bleischichten, alle weiteren Daten sind in Tabelle 5.1 aufgelistet. Die Linsen wurden am neuen Neutronenreflektometer V14 vermessen. Für einige der Messungen konnte ein photosensitiver Flächendetektor verwendet werden. Die damit aufgenommenen Bilder haben eine Ortsauflösung von $(0.125 \text{ mm})^2$. So kann die Intensitätsverteilung im Brennpunkt der Linsen detailliert untersucht werden.

Linse	Schicht-		Prismen-		Linsen-	
	dicke[mm]	anzahl	höhe[mm]	breite[mm]	höhe[mm]	länge[mm]
1	0.7	6	0.7	1.4	4.9	x
2	0.2	116	0.2	0.8	12	169

Tabelle 5.1: Abmessungen der verwendeten Bleiprismenlinsen

5.2.1 Messungen am Neutronenreflektometer

Es wurden verschiedene Messungen am Neutronenreflektometer V14 in altem und neuem Aufbau am HZB durchgeführt. Die beiden Refraktionslinsen aus den prismatischen Bleischichten, die 0.7 mm Linse und die 0.2 mm Halblinse wurden am neuen V14 vermessen. In den beiden folgenden Tabellen sind wichtige Daten zu den beiden Linsen und Messungen eingetragen.

Messung	Linse		Schicht- anzahl	Brennweite [mm]	Brennpunkt	
					FWHM [mm]	GAIN
1	1	ganz	6	1000	0.9	2
2	2	halb	58	1400	2	1.5

Tabelle 5.2: Überblick der Messungen der Refraktionslinsen am V14

Messung	Linse		Strahl-		Divergenz	
			höhe[mm]	breite[mm]	horizontal[°]	vertikal[°]
1	1	ganz	5	30	0.97	0.029
2	2	halb	6	30	0.97	0.029

Tabelle 5.3: Instrumentenparameter für die Messungen der Refraktionslinsen am V14

Entwicklung der ersten Prismenlinse Bevor eine ganze Linse vermessen werden konnte, erfolgte als erstes ein Test mit einer 0.7 mm Prismenreihe geprägt in eine 0.5 mm dicke Bleifolie. Dieser erste Test am V14 zeigte im Ergebnis eine Ablenkung der monochromatischen Neutronen mit 4.72 \AA Wellenlänge durch

die verwendete lineare Bleiprismenanordnung. In einem einfachen Aluminiumgestell wurden in einem zweiten Versuch mehrere dieser Schichten übereinander gelegt. Eine messbare Ablenkung der durch die Bleiprismenfolien durchgestrahlten Neutronen wurde mit dem ^3He -Detektor am V14 aufgezeichnet.

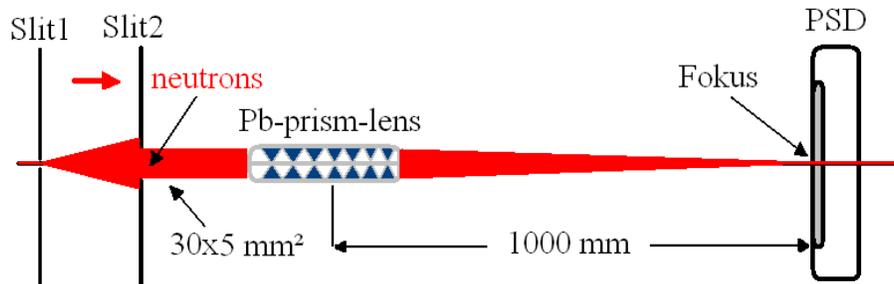


Abbildung 5.13: Skizze des Versuchsaufbaus Bleiprismenlinse 1 am Neutronenreflektometer V14

Messung 1: Bleiprismenlinse 1

- Spalt1: $(60 \times 1.5) \text{ mm}^2$, Spalt 2: $(30 \times 5) \text{ mm}^2$
- Refraktionslinse, Breite: 50 mm, Höhe: 5 mm
- Bleiprismenschichten: $2 \times 3 \times 0.7 \text{ mm}$
- Entfernung Linsenmitte - Photodetektor: 1000 mm

Die Linse besteht aus 2 Hälften mit je 3 Schichten Prismenreihen von je 0.7 mm Dicke und 50 mm Breite. Die Längen der einzelnen Schichten betragen 27, 85 und 145 mm. Zwischen den zusammengesetzten Linsenhälften ergibt sich ein Leerraum von ca. 0.7 mm Höhe für den Direktstrahl der Neutronen. Der Direktstrahl wurde durch Spalt 2 auf die Größe von $(30 \times 5) \text{ mm}^2$ eingeschränkt. Der Strahl hat eine Divergenz 0.03° in vertikaler und 1° horizontaler Richtung.

Die Messung am Neutronenreflektometer bei einer Wellenlänge von 4.9 \AA ergab für die Bleiprismenlinse eine Brennweite von 989 mm ab Linsenmitte. Der Wert auf der Abbildung des Versuchsaufbaus ist der theoretische Brennpunkt und wurde in einem Meter Abstand von der Linsenmitte berechnet. Er befindet sich in guter Übereinstimmung mit dem experimentell ermittelten Wert.

Die Intensitätsverteilung im Brennpunkt ist in Abbildung 5.14 dargestellt. Ein lokales Maximum der 2-fachen Neutronenintensität über die gesamte Breite der Linse mit einer Halbwertsbreite von 0.9 mm wurde ermittelt. Bei der sichtbaren Intensitätserhöhung an den seitlichen Rändern der Fokuslinie handelt es sich um Auswertungsartefakte.

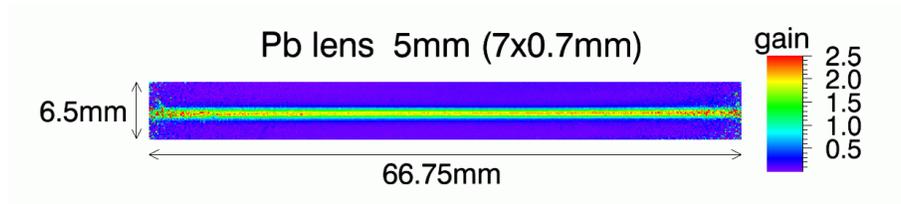


Abbildung 5.14: Bleiprismenlinse (50×5) mm²- Einfallsebene, Brennweite 989 mm, Fokusbreite (50×0.9) mm², 2-fache Intensitätssteigerung im Fokus

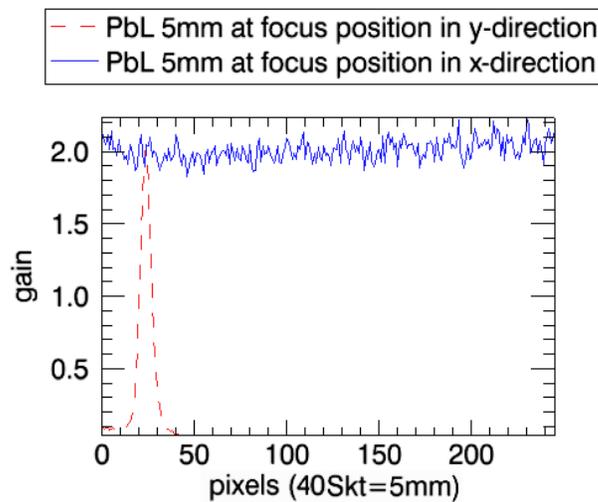


Abbildung 5.15: (30×5) mm²- Neutronenstrahl auf (50×5) mm² Bleilins, Verstärkungsfaktor im Linsenfokus bei 989 mm in x- und y-Richtung, Halbwertsbreite ist 0.9 mm in y-Richtung

Auswertung der 2D Kamerabilder Die Daten des PSD (photo sensitive detector) sind folgende:

- 15 bit CCD-Chip
- Detektorfläche (100×70) mm²
- lokale Ortsauflösung ($125 \mu\text{m}$)² pro Bildpunkt
- Dunkelstrom liegt bei ca. 1200 Ereignissen

Bei der Durchführung einer Messung mit der Kamera ist zu beachten, dass zusätzlich zur Probenaufnahme (M) ein Bild des Direktstrahls (FF) und des

Dunkelstrom (DF) aufzunehmen ist. Die realen Intensitätswerte (M2) werden dann nach folgender Gleichung berechnet:

$$M2 = \frac{M - DF}{FF - DF}$$

Mögliche Intensitätsabweichungen/Artefakte im Ergebnisbild ergeben sich durch örtliche Schwankungen in der Intensität von Flat- und Darkfield. Das Darkfield (DF) beschreibt das Untergrundrauschen im CCD-Chip der Kamera. Im Flatfield (FF), dem Signal des Direktstrahl, sind die durch den Neutronenuntergrund am Experimentierplatz verursachten Schwankungen in der Intensität enthalten. Dies gilt ebenso für die Probenaufnahme. Sind die absoluten Intensitäten von Flat- und Darkfield fast gleich, stellen die Schwankungen im Neutronenuntergrund im Flatfield einen nicht mehr vernachlässigbaren Anteil dar, der in der Berechnung der Realintensitäten zu Artefakten, d.h. bspw. zu stark überhöhten Intensitäten in lokal begrenzten Bildbereichen führen kann.

Eine verbesserte Prismenlinse Es wurden einige Überlegungen angestellt, mit dem Ziel die Ergebnisse der ersten Bleiprismenrefraktionslinse zu steigern. Ein möglicher Lösungsweg ist die weitere Miniaturisierung der Schichtstrukturen. Die zweite Linse besteht nunmehr aus 2 symmetrischen Hälften mit je 60 Schichten von 200 μm Dicke, davon wurde eine Hälfte komplett zusammengebaut und am Neutronenreflektometer V14 vermessen.

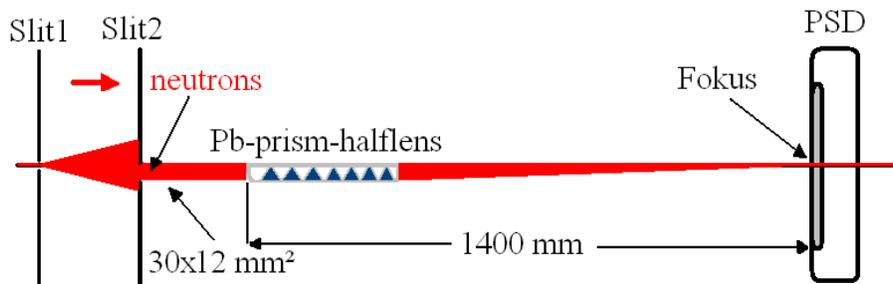


Abbildung 5.16: Skizze des Versuchsaufbau Bleiprismenlinse 2, eine Halblinse, am Neutronenreflektometer V14

Messung 2: Bleiprismenhalblinse 2

- Spalt1: (60x1.5) mm^2 , Spalt 2: (30x12) mm^2
- Refraktionshalblinse, Breite: 50 mm, Höhe: 12 mm
- Bleiprismenschichten: 58 x 0.2 mm

- Entfernung Linsenanfang - Photodetektor: 1400 mm

Eine Linsehälfte besteht aus 58 Bleischichten mit Prismenreihen von je 0.2 mm Höhe und 50 mm Breite. Die Längen der einzelnen Schichten sind im Anhang aufgelistet. Zwischen den zusammengesetzten Linsehälften ergibt sich ein Leer-
raum von ca. 0.8 mm Höhe für den Direktstrahl der Neutronen. Der Direktstrahl wurde durch Spalt 2 auf die Größe von (30×12) mm² eingeschränkt. Der Strahl hat eine Divergenz 0.03° in vertikaler und 1° in horizontaler Richtung.

Der Neutronenstrahl am Neutronenreflektometer wurde für eine weitere Messung auf über 10 mm Strahlhöhe aufgeweitet. Die Strahlbreite an der 2. Spaltblende des Reflektometers wurde bei 30 mm belassen. Die Divergenz des Strahles führt zu einer entsprechenden Aufweitung in beiden Dimensionen senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Neutronenstrahles. Auf der Abbildung 5.17 ist die Neutronenverteilung einmal ohne und einmal mit halber Bleilinsenoptik dargestellt. Der Abstand zur PSD-Kamera betrug für die Primärstrahlungsmessung ca. 1750 mm, dies führte zu einer Verbreiterung des Neutronenstrahl auf 14×40 mm². Auf Teilbild A3 in der oberen Reihe ist deutlich das Dreiecksprofil des Strahles zu erkennen. Messungen direkt hinter einem Abblendspalt des Neutronenreflektometers zeigen dagegen annähernd ein Rechteckprofil. Der keilförmige Neutronenstrahl ist zudem auch deutlich auf den Bildern der Messungen mit der halben Bleilinse zu erkennen. Das dritte Bild B3 dieser Serie zeigt eine Dreiecksstruktur mit einer Schulter auf der rechten Flanke. Die Aufweitung des Strahlquerschnittes ist für die Halblinse deutlich kleiner, ohne die Flanke einzubeziehen ergibt sich eine Strahlfläche bei der halben Höhe der Maximalintensität von 11×30 mm².

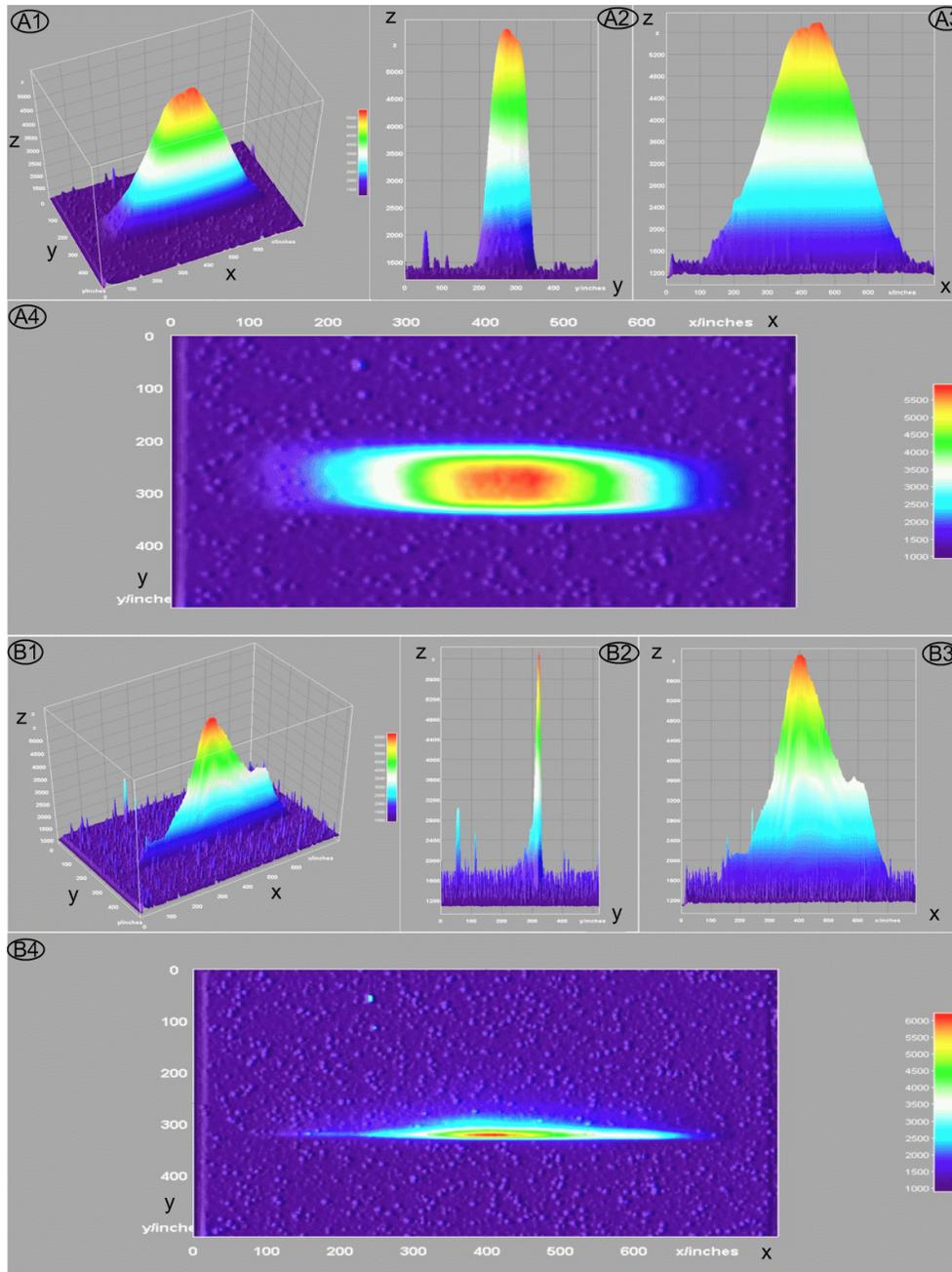


Abbildung 5.17: A1-A4 Intensitätsverteilung des Neutronendirektstrahl und B1-B4 nach der Transmission durch eine Bleilinsenhälfte jeweils als Gesamtdarstellung A1 bzw. B1 und in den je drei Projektionen A2-A4 und B2-B4

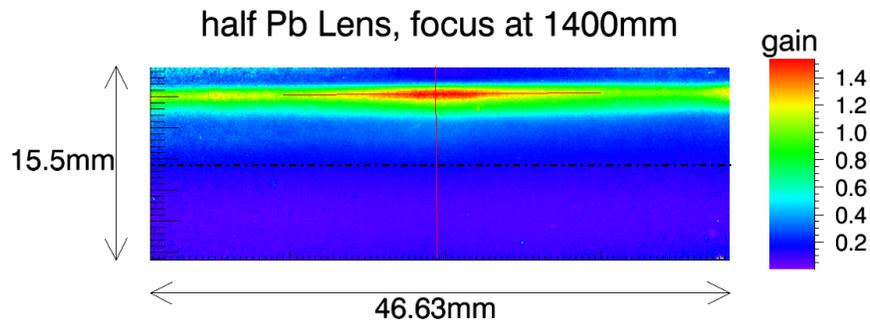


Abbildung 5.18: Halblinse aus Blei mit 1400 mm Brennweite, Ablenkung des Neutronenstrahls um (5.5 ± 0.5) mm von der optischen Achse

Die gemessene Linsenhälfte wurde in etwa 1400 mm Entfernung vor der Detektorcamera positioniert. Dies entspricht dem berechneten gemeinsamen Brennpunkt der Bleischichten der Linse.

In Abbildung 5.18 ist die Brechung der Neutronen durch die Bleiprismenhalblinse dargestellt. Bei einer Einfallshöhe von 12.0 mm wurde der Strahl im Maximum (5.5 ± 0.5) mm von der optischen Achse abgelenkt. Das ist, da die Halblinse direkt in den Strahl positioniert wurde, eine gute Übereinstimmung mit dem berechneten Wert von 6.0 mm. Der gemessene Intensitätsgewinn im Maximum beträgt das 1.5-fache des Direktstrahls an dieser Position. Aufgrund des Dreiecksprofils des Direktstrahls wäre die Intensitätssteigerung in Höhe der optischen Achse nur marginal. Mit beiden Linsenhälften ist etwa die doppelte Anzahl an Neutronen im Fokus der Linse zu erwarten.

Die Halbwertsbreite im Fokus in senkrechter Ausbreitungsrichtung beträgt 2.0 mm. Das waagerechte Strahlprofil in Abbildung 5.19 zeigt einen Abfall von 1.55- auf das 1.05-fache über eine Strecke von 12.5 mm. In dieser Richtung weist die Linse keinerlei die Neutronen fokussierende Eigenschaften auf.

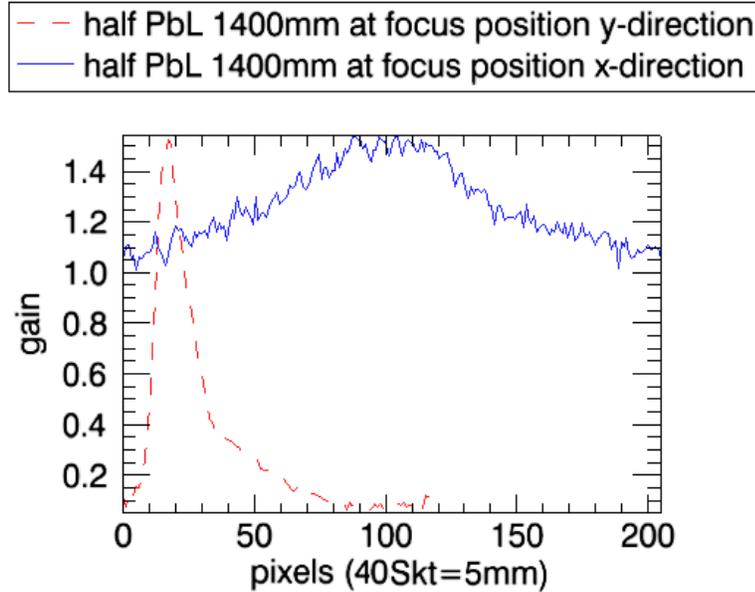


Abbildung 5.19: Verstärkungsfaktor im Halblinsenfokus, Schnitt durch den Fokus in horizontaler und vertikaler Richtung, 2.0 mm Halbwertsbreite in y-Richtung, 1 Pixel = 0.125 mm

5.2.2 Diskussion der Ergebnisse

Die an den beiden Bleilinsen durchgeführten Messungen sollen im Folgenden anhand der Transmissionsgeometrie, der Neutronenwellenlänge und der Divergenz beurteilt werden.

Transmissionsgeometrie Folgendes ergibt sich aus der geometrischen Betrachtung der Bleilinse mit den 0.7 mm dicken Bleiprismenschichten aus Messung 1. Die Einfallshöhe der Linse für den Neutronenstrahl beträgt 5 mm. Die Fokushöhe beträgt rund 1 mm. Bei der gemessenen 2-fachen Intensitätssteigerung im Fokus hat die Bleilinse eine Neutronentransmission von rund 40 %, d.h. $T_{PbL} \approx 0.4$.

Bei der Halblinse mit den 0,2 mm dicken Bleiprismenschichten aus Messung 2 zeigt sich, durch die Einfallshöhe von 12 mm und die Fokushöhe von rund 2 mm liegt die Transmission der Neutronen bei 1.5-fach erhöhter Neutronenanzahl im Fokus ungefähr bei 25 %, d.h. $T_{PbHL} \approx 0.25$. Die Transmission ist gegenüber der schmalen Bleilinse um nochmals fast 40 % vermindert. Die Ursache ist die hohe Absorption in der Halblinse aufgrund der verwendeten 5 Å - Neutronen. Die Schichten sind im Mittel deutlich länger als bei der schmalen Bleilinse.

Die Schulter in der Abbildung 5.19 zeigt, dass die Bleiprismenschichten in der Halblinse nur in einem schmalen Bereich von etwa 10 mm Breite in der

Mitte der Linse die Neutronen mit einem Faktor von 1.4 bis 1.5 fokussieren. Die Ursache liegt hier offensichtlich in Unzulänglichkeiten im mechanischen Aufbau der Linse.

Neutronenwellenlänge Der gemessene Verstärkungsfaktor sollte sich bei einer Neutronenwellenlänge oberhalb von 5 Å deutlich erhöhen. Der mikroskopische Absorptionsquerschnitt ist dann auf ein Sechstel des Wertes an der Bragg-Kante bei 5 Å reduziert.

In der folgenden Abbildung 5.20 sind die Absorptionskurven bei 4.9 Å und 6 Å dargestellt. Sie wurden mit den Werten des mikroskopischen Absorptionsquerschnittes für Blei, dargestellt im Abschnitt über die Bragg-Kanten, berechnet. Um die Werte der Bleidicke auf die Länge der Bleischichten in der Linse zu übertragen, muss noch mit 2 multipliziert werden, da die Prismen nur 50 % des Raumes ausfüllen.

Bei einzelner Betrachtung der Schichtlängen in der Bleilinde von 27, 85 und 145 mm, reduziert sich die Absorption und Streuung im Blei um ca. 30, 54 und 55 %, bzw. steigt die Transmission der Neutronen um ca. 50, mehr als 300 und mehr als 800 %. Übertragen auf die absolute Neutronentransmission der Bleilinde bei 4.9 Å sollten sich die 40% Transmission bei 6 Å verdoppeln lassen.

Diese Überlegungen lassen sich in gleicher Art und Weise auf die Messung der Halblinse mit den 0,2 mm dicken Bleiprismenschichten anwenden. Auch hier sollte sich die Anzahl der fokussierten Neutronen bei einer Wellenlänge von 6 Å mindestens verdoppeln.

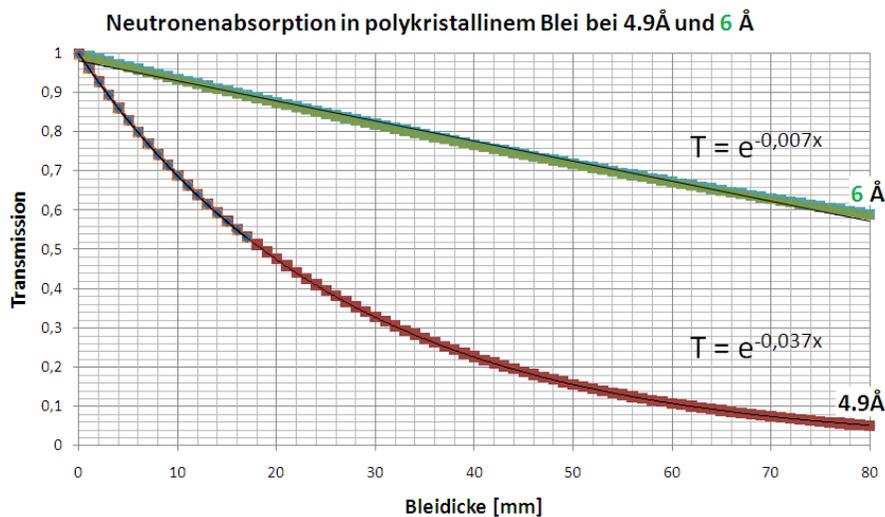


Abbildung 5.20: Neutronenabsorption in polykristallinem Blei, simuliert bei Wellenlängen von 4.9 Å und 6 Å

Divergenz Ein weiterer wichtiger Diskussionspunkt bei der Bewertung der Bleilinsen ist die transportierte Einfallsdivergenz des transmittierten Neutronenstrahls. In der Fokussierungsebene der Linse betrug die Einfallsdivergenz am Instrument, dem neuen Neutronenreflektometer V14, etwa 0.03° . Auf die Brennweite der Bleilinse aus Messung 1 übertragen entspricht dies im Fokus einer Verbreiterung von etwa 0.5 mm. Die Halblinse aus Messung 2 hat eine längere Brennweite, der Fokus verbreitert sich hier um etwa 0.7 mm. Die gemessene Halbwertsbreite des Fokus der Linse beträgt ca. 1 mm, der der Halblinse ca. 2 mm, d.h. es wurde jeweils die komplette Eingangsdivergenz an Neutronen transmittiert.

Kapitel 6

Von der 1. in die 2. Dimension

Die bisher in dieser Arbeit vorgestellten Fokussierungsoptiken, die Festkörperlinse und die Bleiprismenrefraktionslinse, bündeln die Neutronen jeweils in einer Dimension. Daher ist es naheliegend, ebenso die Fokussierung in 2 Dimensionen zu untersuchen. Eine Möglichkeit besteht nun darin, zwei eindimensional fokussierende Linsen mit 90° gegeneinander verdrehten Brennebenen im Neutronenstrahl direkt hintereinander anzuordnen. Dabei ist darauf zu achten, die Foki der Linsen in einer gemeinsamen Brennebene zu überlagern. In der Anwendung dieser Idee wurden die Refraktions- und Reflektionslinse miteinander kombiniert. Die zweite Methode besteht in der Nutzung zweidimensional fokussierender Neutronenoptiken, im weiteren sollen eine von zwei Kapillarlinsen genauer untersucht werden.

6.1 Kombination von Festkörper- und Refraktionslinse

Für alle in diesem Unterabschnitt beschriebenen Messungen fanden nur die 5 mm-Bleilinsse und die Neutronen-Silizium-Linse mit den nachgearbeiteten fischförmigen Einsätzen Verwendung. Alle Messungen wurden am V14 mit einer vom V7 Experiment geliehenen Kamera durchgeführt. Die als Flächendetektor/PSD eingesetzte Kamera erreicht eine Auflösung von $(0.125 \text{ mm})^2$ pro Pixel. Die Neutronenwellenlänge betrug 4.9 \AA . Es folgt die Beschreibung des Messaufbaus und der gewählten experimentellen Parameter.

Messung	Strahl[mm]		Divergenz[°]		Abstand[mm]		Gain	FWHM[mm]	
	x	y	hor.	ver.	Sp2-PSD	NSL-PSD		max.	x
1	30	5	0.97	0.03	1340	30	12	2.4	0.9
2	30	5	0.97	0.03	1360	50	7	5.8	0.9
3	30	5	0.97	0.03	1380	70	5	8.9	0.9

Tabelle 6.1: Überblick der Messungen der kombinierten Refraktions- und Reflexionslinse am Neutronenreflektometer V14

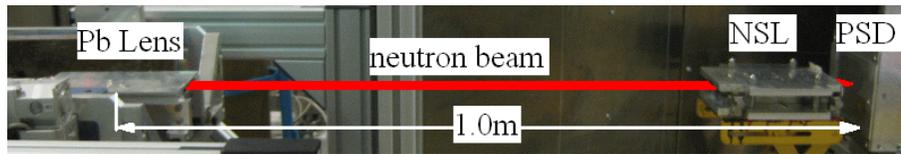


Abbildung 6.1: Experimentelle Anordnung von Blei- und Siliziumlinse mit 2-dim. Detektor am Instrument V14

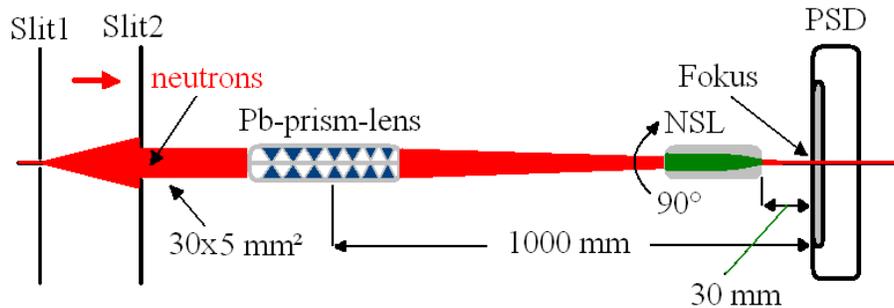


Abbildung 6.2: Skizze des Versuchsaufbaus Bleiprismenlinse 1 und Festkörperlense kombiniert am Neutronenreflektometer V14

- Spalt1: (60x1.5) mm², Spalt2: (30x5) mm²
- Refraktionslinse, Höhe: 5 mm, Breite: 50 mm
- Bleiprismenschichten: 2 x 3 x 0.7 mm
- Entfernung Bleilinsenmitte - Photodetektor und Brennweite Refraktionslinse: 1000 mm
- Festkörper- oder Neutronen-Silizium-Linse, Höhe 20 mm, Breite: 31 mm
- Siliziumwaferkanäle: 2 x 95 x 0.150 mm

- Entfernung Neutronen-Silizium-Linse - Photodetektor und Brennweite Reflexionslinse: 30 mm

Die Spaltblende 2 wurde auf 5 mm Durchlasshöhe eingestellt. Die Bleilinse wurde in 44 mm Abstand von der Spaltblende 2 auf dem Probenstisch positioniert, sodass sich die Vorderkante der Linse in Höhe der Drehachse des Probenstisches befand. Der Probenstisch wurde in der Höhe justiert, um die Linse im Strahl auszurichten. Da das Einfallsfenster der Bleilinse 5 mm hoch ist, sollte sie komplett vom Neutronenstrahl ausgeleuchtet werden. Hinter dem Probenstisch in 1340 mm Entfernung von der Spaltblende 2 wurde der Flächendetektor, die PSD-Kamera aufgestellt. In 31 mm Abstand vor der Kamera befand sich die Festkörperlinse auf einem manuell in der Höhe regelbaren Parallelogrammtisch. Mittels eines Handradiometers mit Bildschirm konnte der Strahlverlauf durch die Linsen überprüft werden.

Für alle Messungen, ausgenommen die des Direktstrahls, wurde die Position der Bleilinse nicht verändert. Die Messzeit betrug jeweils 300 s. Der Abstand von der Vorderkante zur Kamera betrug 996 mm. Die Positionen von Kamera und NSL wurden dagegen variiert. Der Abstand zwischen PbL und NSL wurde fest in Strahlrichtung eingestellt, er betrug von der Vorderkante der Bleilinse zur Hinterkante der Neutronen-Silizium-Linse 966 mm. Im Folgenden werden Messungen der Linsenkombination im Brennpunkt und 20 bzw. 40 mm dahinter ausgewertet. Die Entfernung der Kamera zur 2. Strahlblende am V14 und zur Neutronen-Silizium-Linse sind jeweils in den Überschriften vermerkt.

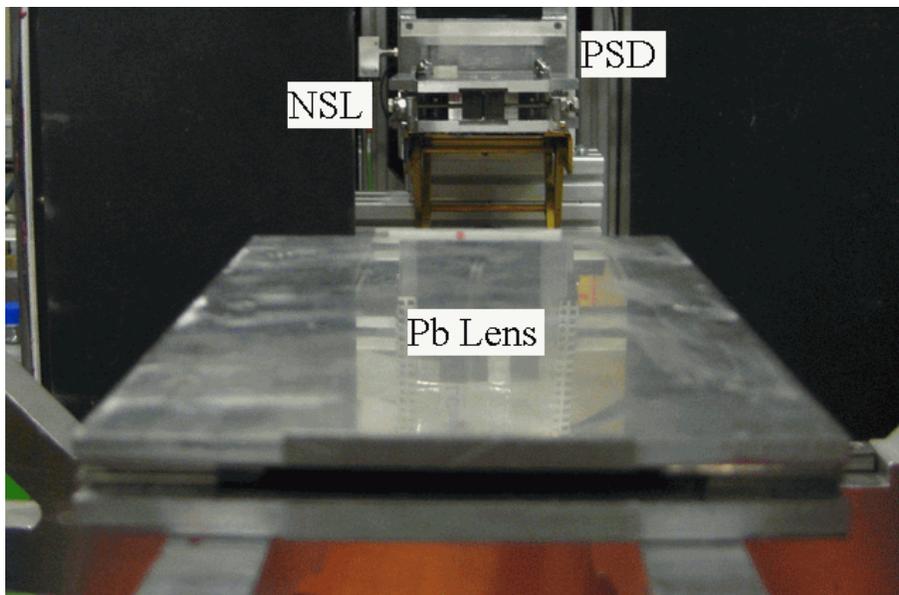


Abbildung 6.3: Die direkte Sicht in Strahlrichtung durch Blei- und Siliziumlinse auf den 2-dim. Detektor, am V14

6.1.1 Messungen am Neutronenreflektometer

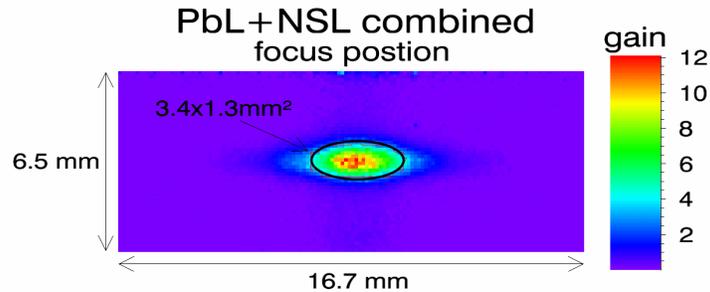


Abbildung 6.4: PbL+NSL in Fokus Position, in Markierung $I \geq \frac{1}{3}I_{max}$

Messung 1, im Fokus beider Linsen:

Position der Kamera ist 1340 mm hinter der Spaltblende 2, NSL befindet sich in 30 mm Abstand vor der Kamera, hier liegt der Fokussierungsbereich beider Linsen. Bei optimaler Positionierung zeigt die Messung Werte bis zu einem maximalen Verstärkungsfaktor von 12. Das entspricht bspw. der Multiplikation von 2.4 und 5. Die Bleilinse zeigt im Maximum mehr als eine 2-fache Intensitätssteigerung des Neutronensignals, dagegen erreicht die Festkörperlinse allein rund das 5-fache der Primärstrahlintensität in der Brennebene. Die Halbwertsbreite des Brennflekes beträgt in y-Richtung 0.9 mm und in x-Richtung 2.4 mm.

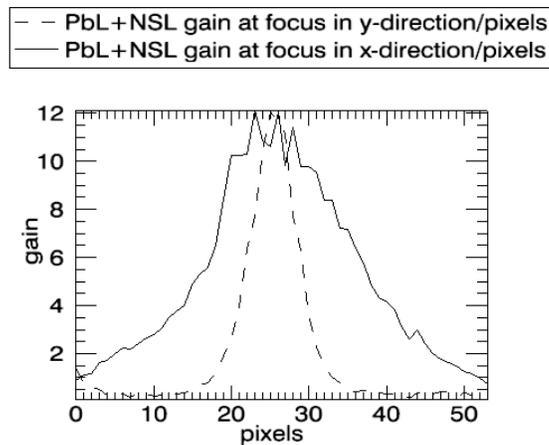


Abbildung 6.5: Halbwertsbreite im Fokus in beiden Dimensionen, 1 Pixel = 0.125 mm

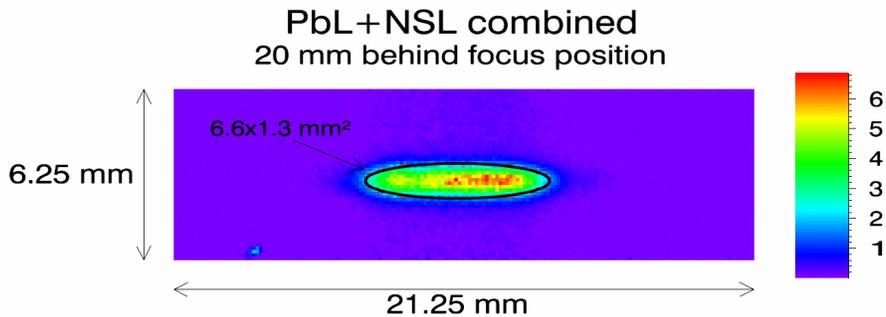


Abbildung 6.6: PbL+NSL 20 mm hinter der Fokusposition, in Markierung $I \geq \frac{1}{3} I_{max}$

Messung 2, 20 mm hinter dem Fokus:

Position der Kamera ist 1360 mm hinter Spaltblende 2, NSL befindet sich in 50 mm Abstand vor der Kamera, d.h. 20 mm hinter dem Brennpunkt Deutlich erkennbar ist die Verbreitung der Verteilung in horizontaler Ausbreitungsrichtung. Die Festkörperlinse verursacht eine Divergenzbreite von 15° in dieser Richtung. Deren Auswirkungen sind schon wenige Millimeter hinter der Brennebene in Form der gemessenen Strahlverbreitung sichtbar. Die Halbwertsbreite des Brennflecks beträgt hier in y-Richtung ebenfalls 0.9 mm und weitet sich in x-Richtung aber auf 5.8 mm auf.

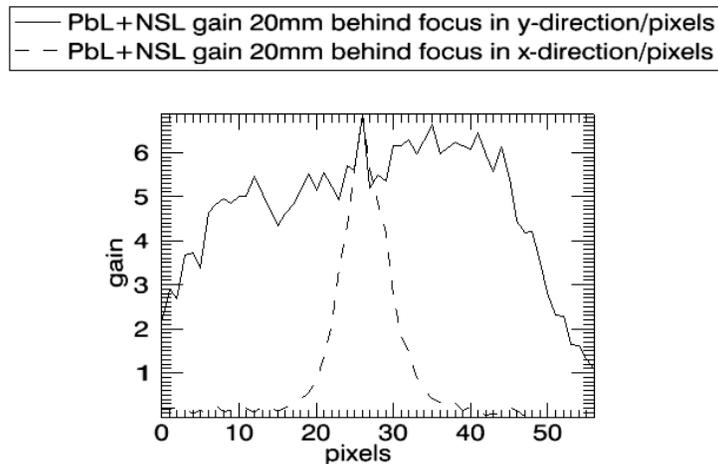


Abbildung 6.7: Halbwertsbreite 20 mm hinter der Fokusposition in x- und y-Richtung, 1 Pixel = 0.125 mm

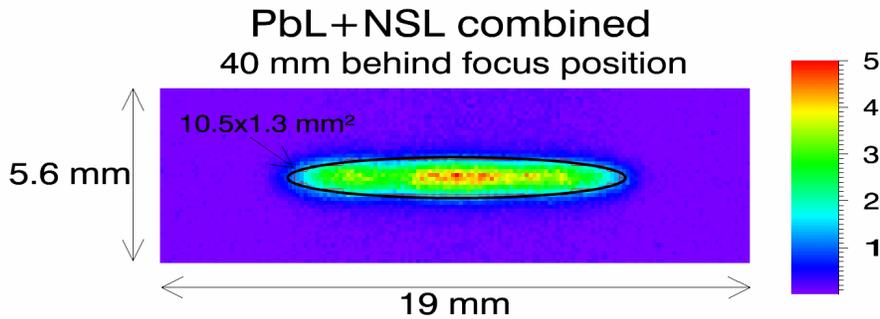


Abbildung 6.8: PbL+NSL 40 mm hinter dem Fokus, in Markierung $I \geq \frac{1}{3} I_{max}$

Messung 3, 40mm hinter dem Fokus:

Position der Kamera 1380 mm hinter Spaltblende 2, NSL befindet sich in 70 mm Abstand vor der Kamera, d.h. 40 mm hinter dem Brennpunkt. Aus den Messergebnissen geht hervor, durch die geringe Divergenz in vertikaler Ausbreitungsrichtung und die lange Brennweite der Bleilinse bleibt die Höhe des abgebildeten Brennflekes, die vertikale Ausdehnung unverändert. Die Halbwertsbreite des Brennflekes beträgt hier in y-Richtung ebenfalls 0.9 mm hat sich aber in x-Richtung auf 8.9 mm vergrößert.

— — PbL+NSL gain 40mm behind focus in y-direction/pixels
— PbL+NSL gain 40mm behind focus in x-direction/pixels

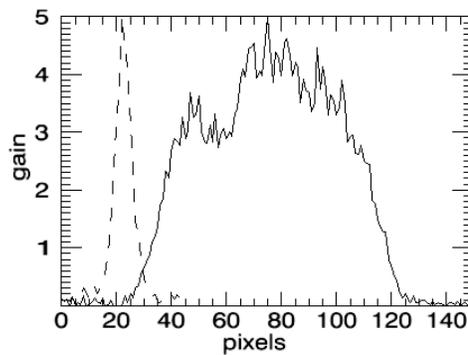


Abbildung 6.9: Halbwertsbreite 40 mm hinter dem Fokus in Strahlebene, 1 Pixel = 0.125 mm

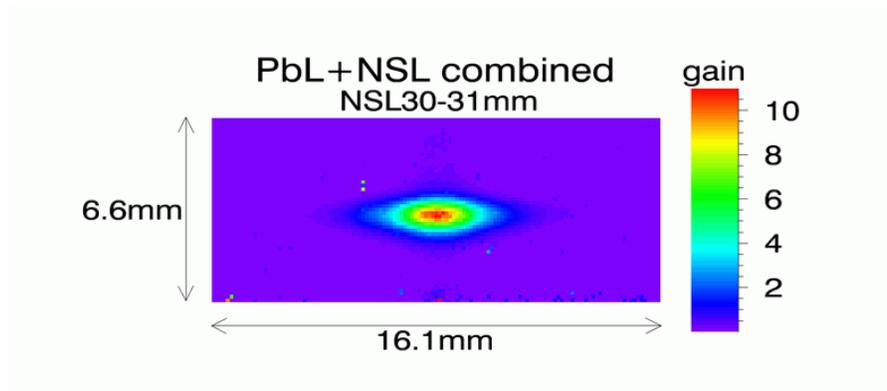


Abbildung 6.10: Bleilinse und Festkörperlinse im Fokus bei 30 bis 31 mm

Messung 4:

Fokussmessung bei 30-31 mm Abstand der Neutronen-Silizium-Linse zur Kamera über eine Messzeit von 900 s In Überprüfung der Werte der Messung 1 wurde eine weitere Messung der Linsenkombination im Brennpunkt Abstand über die dreifache Messzeit von 900 s durchgeführt. Sie ist in Abbildung 6.10 dargestellt und zeigt eine etwas bessere Statistik als Messung 1. Der maximal erreichte Verstärkungsfaktor gegenüber dem Primärstrahl beträgt hier etwa das 11-fache. Die Halbwertsbreite des Brennfleckes beträgt wie bei der 300 s-Messung in 30 mm Linsenabstand zur Kamera in y-Richtung 0.9 und in x-Richtung 2.4 mm.

Zusammenfassung der Messungen Die höchste Intensitätssteigerung, das 12-fache des Direktstrahls und der am schärfsten abgegrenzte Fokus (2.4×0.9) mm² wurden in der Messung 1 erreicht. Beide Linsen, Refraktions- und Reflexionslinse, sind für diese Messung auf ihre optimalen Brennweiten von 989 mm und 30 mm eingestellt worden. Die Einzellinsen erreichen Verstärkungen des Neutronensignals von mehr als dem 2- bzw. 5-fachen des Direktstrahls. Der Strahlquerschnitt nimmt hinter der Brennebene in horizontaler Ausbreitungsebene nach wenigen Millimetern wieder deutlich zu, d.h. nach 20 mm auf (5.8×0.9) mm² und nach 40 mm auf (8.9×0.9) mm². Die Ursache liegt in der hohen Divergenz der Festkörperlinse von ca. 10° in horizontaler Ebene.

6.1.2 Diskussion der Ergebnisse

Die an den beiden Linsen durchgeführten Messungen sollen im Folgenden anhand der Transmission, der Neutronenwellenlänge und der Divergenz beurteilt werden.

Zusammenfassung der Ergebnisse Die Ergebnisse aller Messungen der Neutronenlinsenkombination sind in Abbildung 6.11 nochmal zusammen dargestellt. Der Abstand des Detektors zum Fokus der Linsen wurde in Schritten von 20 mm auf 40 mm erhöht. Dabei reduzierte sich der Intensitätsgewinn der Linsen von etwa 12 über 7 auf einen Wert von ca. 5. Die Halbwertsbreite in Richtung der horizontalen Fokussierungsebene der Neutronen-Silizium-Linse vergrößerte sich in etwa linear von 2.4 über 5.8 auf 8.9 mm. In Richtung der vertikalen Fokussierungsebene der 5 mm hohen Bleiprismenlinsen wurde über die eingestellte Entfernung zum Fokus keine Änderung der Halbwertsbreite gemessen. Diese Ergebnisse entsprechen den Erwartungen auf Grundlage der an beiden Linsen durchgeführten Einzelmessungen.

Transmission der Linsen Die Transmission der Linsenkombination ergibt sich aus dem Produkt der Einzelwerte beider Linsen, d.h.

$$T_{PbL+NSL} = T_{PbL} * T_{NSL} = 0.4 * 0.46 \approx 0.18.$$

Der einfallende Strahlquerschnitt ist $A_s = 30 \times 5 \text{ mm}^2$, die Größe des Fokus ist dagegen $A_f = 2.4 \times 0.9 \text{ mm}^2$. Der Quotient aus beiden ist $Q = A_s/A_f \approx 69.4$. Die daraus abgeleitete Transmissions effektivität $T_{PbL+NSL} = G_{max}/Q \approx 0.17$ ist in guter Übereinstimmung mit dem aus den Einzelwerten der Linsen berechneten Wert von 0.18.

Einfluss der Neutronenwellenlänge und Divergenz Bei Änderung der Neutronenwellenlänge von 4.9 auf 6 Å ist mit rund der doppelten Transmission durch die Bleilinse zu rechnen. Bei längeren Wellenlängen wird die Transmission der Bleilinse aufgrund der steigenden Absorptionsverluste im Blei wieder reduziert.

Der kritische Winkel der Totalreflexion der superspiegelbeschichteten Neutronenlinse ist der genutzten Wellenlänge proportional, d.h. für 6 Å beträgt der kritische Winkel

$$\theta_c = m\gamma_c\lambda = 2 * 0.099^\circ \text{Å}^{-1} * 6 \text{ Å} \approx 1.2^\circ.$$

Damit ist der kritische Winkel bei 6 Å rund 20 % größer als bei 4.9 Å Neutronenwellenlänge. Allerdings erhöht sich die Absorption im Silizium um den gleichen Betrag, sodass sich die Effekte gerade kompensieren.

In der Summe ist bei einer Neutronenwellenlänge von 6 Å durch den Anteil der Bleilinse mit einer etwa doppelt so hohen Neutronentransmission in dem Fokus der beiden Linsen zu rechnen. Die Divergenz entspricht den Werten aus den Einzelmessungen der Neutronenlinsen und ändert sich hier nicht.

Es ist nicht bekannt, dass ein ähnliches Experiment in dieser Form schon vor dieser Arbeit durchgeführt worden ist.

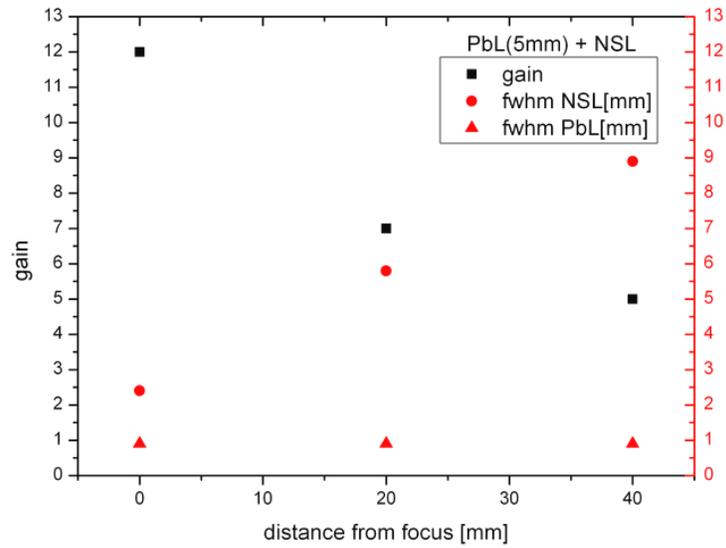


Abbildung 6.11: Bleilinse + NSL, Halbwertsbreite und Verstärkung gemessen bei verschiedenen Abständen vom Fokus der beiden Linsen zum Detektor

6.2 Aufbau der Kapillarlinsen

Eine Kapillarlinsen besteht aus einem Multifaserbündel von einzelnen hohlen Glasfäden mit homogenem sechseckigen Querschnitt, die zu größeren Bündeln in einer speziellen Halterung zusammengefasst sind.

Die gemessenen Kapillarlinsen wurden von der Firma IfG - Institute for Scientific Instruments GmbH in Adlershof angefertigt. Es handelt sich hierbei um zwei Linsen. Zur Herstellung der sehr feinen Faserbündel werden die Glaskapillaren erhitzt und in der Länge ausgedehnt. Dieses Verfahren ermöglicht es, Kapillardurchmesser von wenigen Mikrometern zu erreichen.

Kapillar-	Länge	Durchmesser d		Faserdurchmesser d_f		Brennweite
		Eintritt	Austritt	Eintritt	Austritt	
Linse	l/mm	Eintritt	Austritt	Eintritt	Austritt	f/mm
kurz	61	20 mm	17 mm	40.8 μm	34.4 μm	77
lang	84	20 mm	16 mm	-	-	178

Tabelle 6.3: Parameter der getesteten Kapillarlinsen

Der Faserdurchmesser der kurzen 61 mm langen Kapillarlinsen wurde anhand lichtmikroskopischer Aufnahmen bestimmt. Die folgenden beiden Abbildungen 6.12 und 6.13 zeigen die Einfalls- und Austrittsfläche der Linse. Deutlich zu erkennen ist die sechsseitige Form der einzelnen Glaskapillaren. Sie sind in einem regelmäßigen Muster angeordnet. Die parallelogrammförmige Einheitszelle des Gitters wird aus je einem Sechseck und zwei Dreiecken gebildet. Bei Vernachlässigung der Wandstärke des Glases ergibt sich eine Aufteilung der Fläche von 3:1 zwischen den Sechsecken und Dreiecken. Mit Hilfe des über die Bilder der Linsenquerschnitte gelegten Maßstabes lassen sich die Abmessungen der Kapillaren bestimmen. Dabei entspricht 1 Skalenteil auf dem Maßstab 2 μm Länge auf der Linsenquerschnittsfläche.

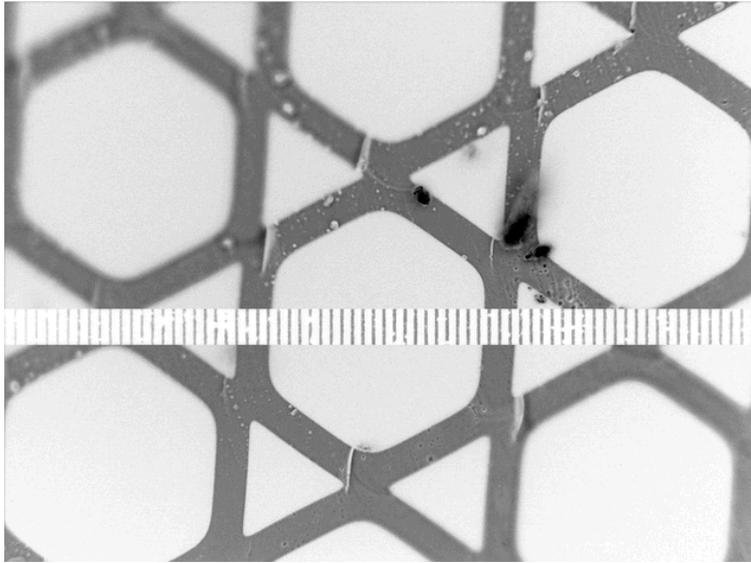


Abbildung 6.12: Kapillarlense 61 mm, Eintrittsebene, Glasfasern im Querschnitt, 500-fache Vergrößerung, 1 Skt = 2 μm

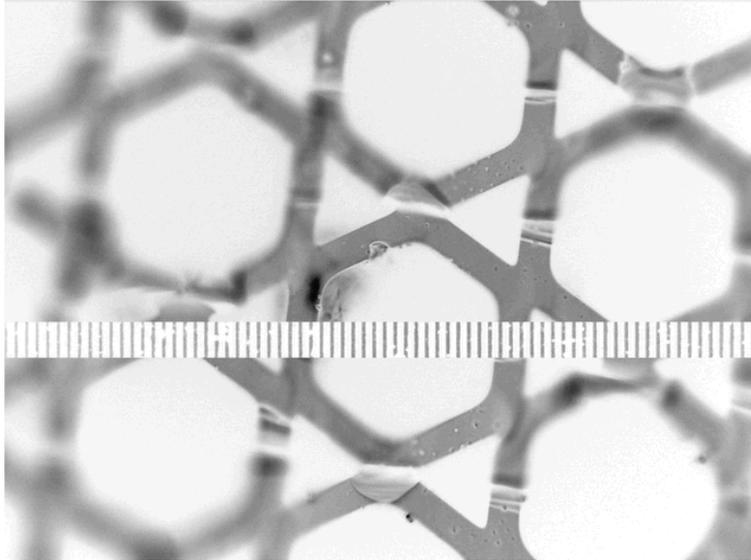


Abbildung 6.13: Kapillarlense 61 mm, Austrittsebene, Glasfasern im Querschnitt, 500-fache Vergrößerung, 1 Skt = 2 μm

6.3 Test einer Kapillarlense

Die Messungen wurden am Neutronenreflektometer V14 bei einer Neutronenwellenlänge von 4.9 \AA mit einer PSD-Kamera durchgeführt. Eine Verstärkung des Signals im Fokus von 10 bis 15 bei einer Halbwertsbreite von 1 bis 1.5 mm konnte experimentell bestimmt werden.

Es folgt die Beschreibung des Messaufbaus und der gewählten experimentellen Parameter:

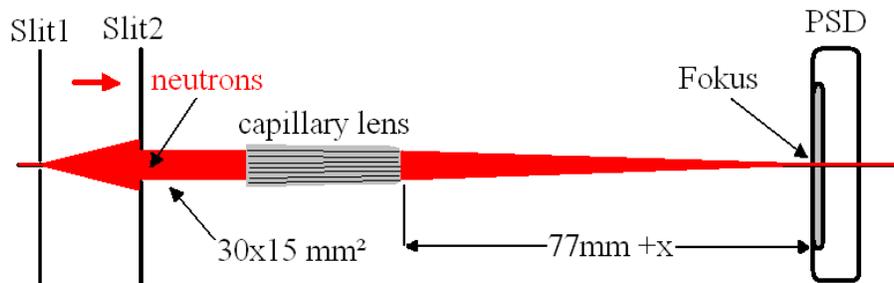


Abbildung 6.14: Skizze des Versuchsaufbaus mit Kapillarlense am Neutronenreflektometer V14

- Spalt1: $(60 \times 1.5) \text{ mm}^2$, Spalt 2: $(30 \times 15) \text{ mm}^2$
- verwendete Optik: Kapillarlense, Länge: 61 mm
- Entfernung der Linse zum Photodetektor oder Brennweite der Kapillarlense: $77 \text{ mm} + x$

Messung	Abstand x zum Fokus[mm]	Gain max	Fwhm[mm]
1	0	15.7	0.9
2	50	4.0	2.5
3	100	2.4	3.5-4.0
4	200	1.3	5.0
5	300	0.9	5.3

Tabelle 6.4: Parameter und Messergebnisse der Kapillarlense

6.3.1 Messungen am Neutronenreflektometer

Die folgenden Messungen 1 bis 5 sind zweidimensionale Abbildungen der Neutronenintensität, die in wachsender Entfernung zum Fokus der Multikapillarlense aufgenommen wurden.

In Abbildung 6.15 ist das Intensitätsspektrum im Brennpunkt der 61 mm langen Kapillarlense dargestellt. Die Messung mit Linse ergab in 77 mm Abstand vom Linsenende einen maximal 16-fachen Verstärkungsfaktor gegenüber der Messung des Direktstrahls. Die Halbwertsbreite in beiden Richtungen senkrecht zur Flugrichtung des Neutronenstrahls ist in Abbildung 6.16 aufgetragen und beträgt 0.9 mm. Im Bereich außerhalb des Fokus fällt das Neutronensignal innerhalb weniger Millimeter auf ein Zehntel des Direktstrahls ab, d.h. es werden fast keine Neutronen unfokussiert direkt durch die Linse transmittiert.

In den folgenden weiteren Abbildungen ist die Entwicklung der Neutronenverteilung in wachsender Entfernung zum Brennpunkt hinter der Multikapillarlense dargestellt. Das Verhältnis der gemessenen Neutronenintensität zum Direktstrahl reduziert sich von dem etwa 16-fachen Wert im Fokus auf etwa den selben Wert bei Vergrößerung des Abstandes auf eine Länge von 300 mm. In gleichem Maße wächst die Halbwertsbreite der Intensitätsverteilung von etwa 1 mm im Brennpunkt auf über 5 mm bei Abständen von mehr als 200 mm vom Brennpunkt der Linse.

Messung 1: Der Flächendetektor war im Fokus der Kapillarlinsen. Der Abstand betrug 77 mm zum Linsenende.

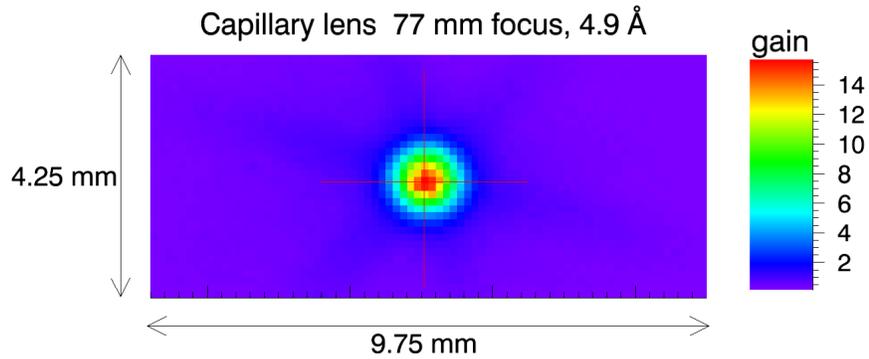


Abbildung 6.15: Intensitätsverteilung im Fokus, Kapillarlinsen 61 mm lang, 77 mm Brennweite, $\lambda = 4.9 \text{ \AA}$

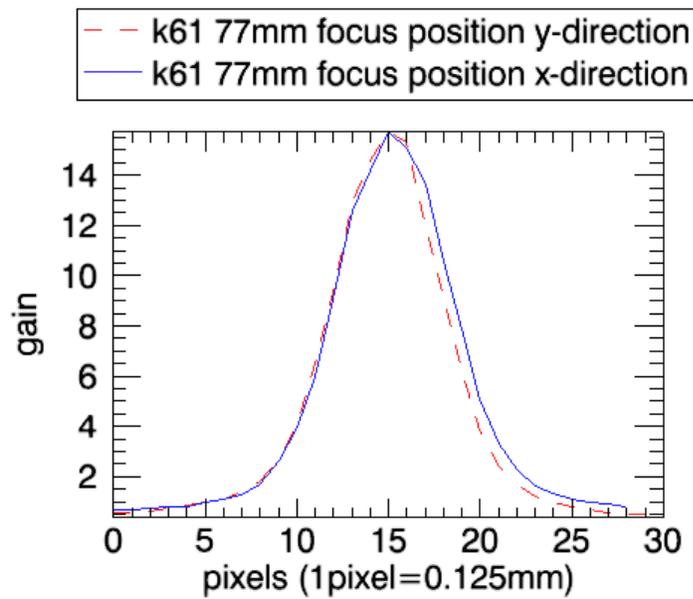


Abbildung 6.16: Verstärkungsfaktor im Linsenfokus bei 77 mm, Schnitt durch den Fokus in horizontaler und vertikaler Richtung, 0.9 mm Halbwertsbreite in x- und y-Richtung, 1 Pixel = 0.125 mm

Messung 2: Der Flächendetektor ist 50 mm hinter dem Fokus der 61 mm langen Multikapillarlinsen positioniert worden.

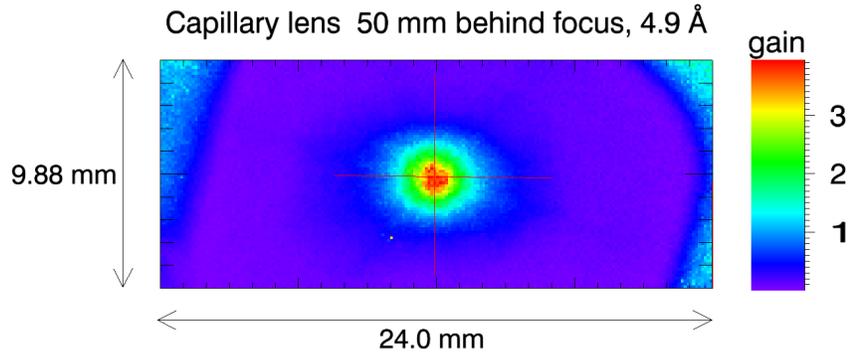


Abbildung 6.17: Intensitätsverteilung 50 mm hinter dem Fokus, Kapillarlinsen 61 mm lang, 77 mm Brennweite, $\lambda = 4.9 \text{ \AA}$

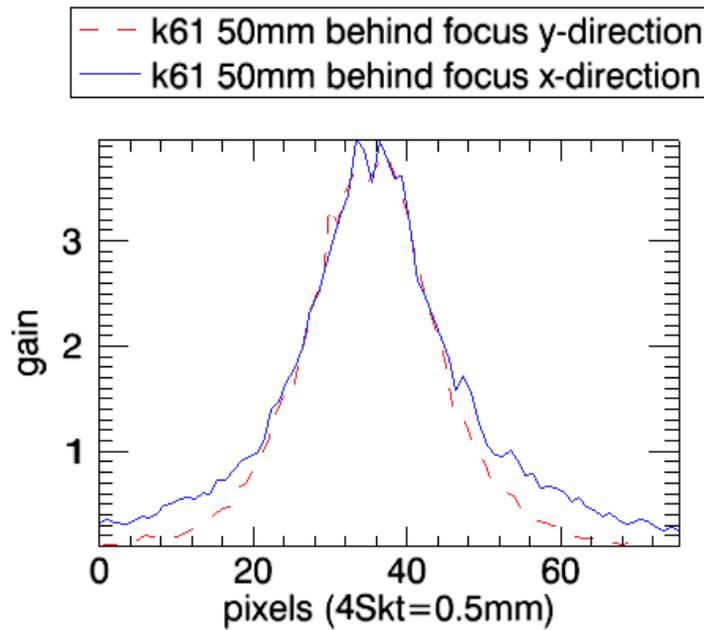


Abbildung 6.18: Verstärkungsfaktor 50 mm hinter dem Linsenfokus, Schnitt durch den Fokus in horizontaler und vertikaler Richtung, 2.5 mm Halbwertsbreite in x- und y-Richtung, 1 Pixel = 0.125 mm

Messung 3: Der Flächendetektor befand sich 100 mm hinter dem Brennpunkt der Linse.

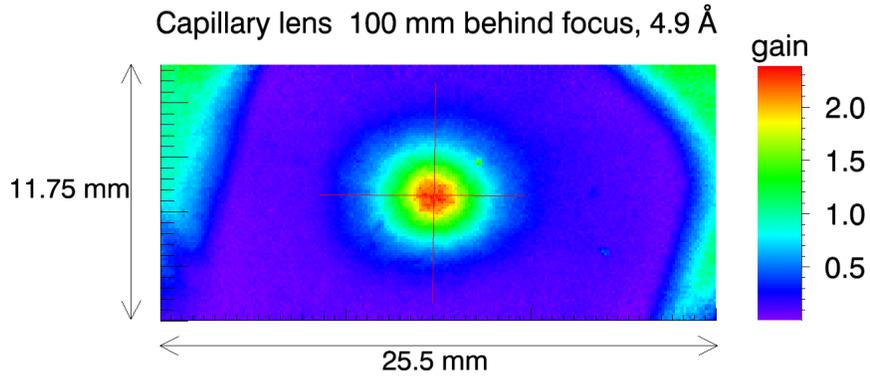


Abbildung 6.19: Intensitätsverteilung 100 mm hinter dem Fokus, Kapillarlinse 61 mm lang, 77 mm Brennweite, $\lambda = 4.9 \text{ \AA}$

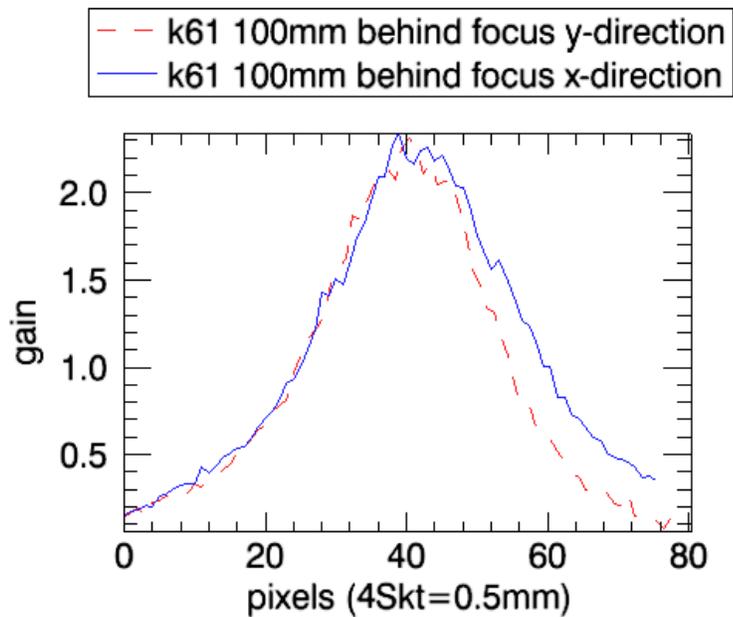


Abbildung 6.20: Verstärkungsfaktor 100 mm hinter dem Linsenfokus, Schnitt durch den Fokus in horizontaler und vertikaler Richtung, 4.5 und 4.0 mm Halbwertsbreite in x- und y-Richtung, 1 Pixel = 0.125 mm

Messung 4: Die Flächendetektor wurde 200 mm hinter dem Brennpunkt der Linse aufgebaut.

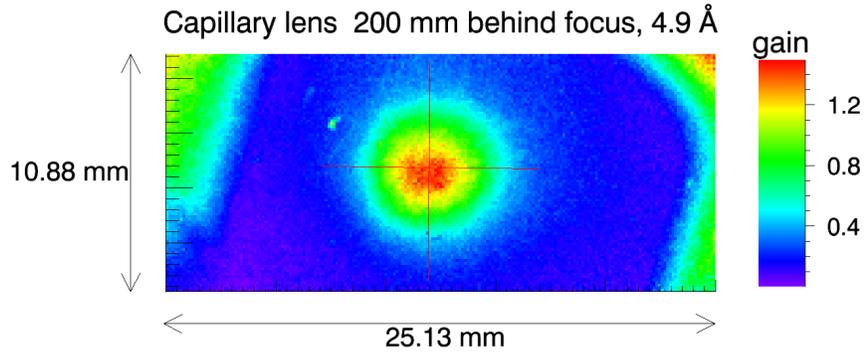


Abbildung 6.21: Intensitätsverteilung 200 mm hinter dem Fokus, Kapillarlinse 61 mm lang, 77mm Brennweite, $\lambda = 4.9 \text{ \AA}$

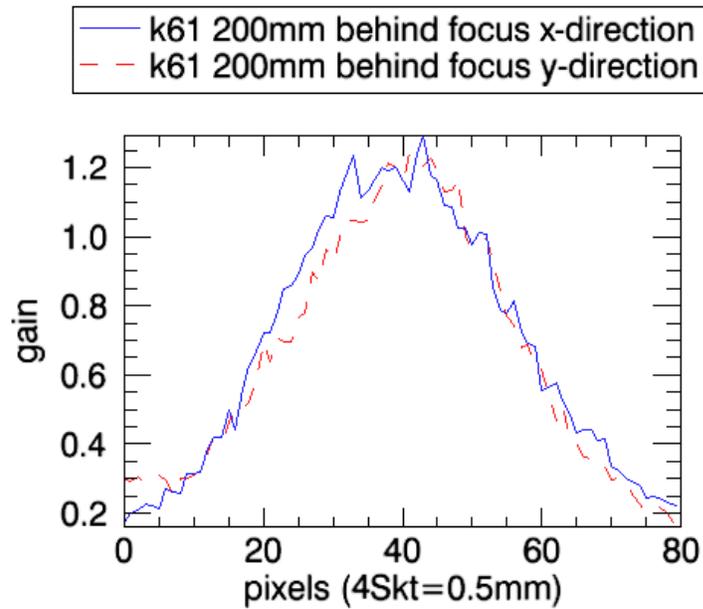


Abbildung 6.22: Verstärkungsfaktor 200 mm hinter dem Linsenfokus, Schnitt durch den Fokus in horizontaler und vertikaler Richtung, 5 mm Halbwertsbreite in x- und y-Richtung, 1 Pixel = 0.125 mm

Messung 5: Der Flächendetektor wurde in 300 mm Abstand vom Linsenbrennpunkt aufgestellt.

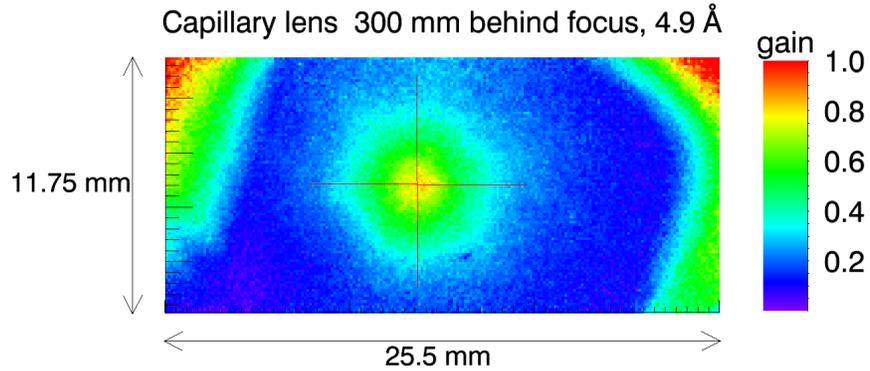


Abbildung 6.23: Intensitätsverteilung 300 mm hinter dem Fokus, Kapillarlins 61 mm lang, 77 mm Brennweite, $\lambda = 4.9 \text{ \AA}$

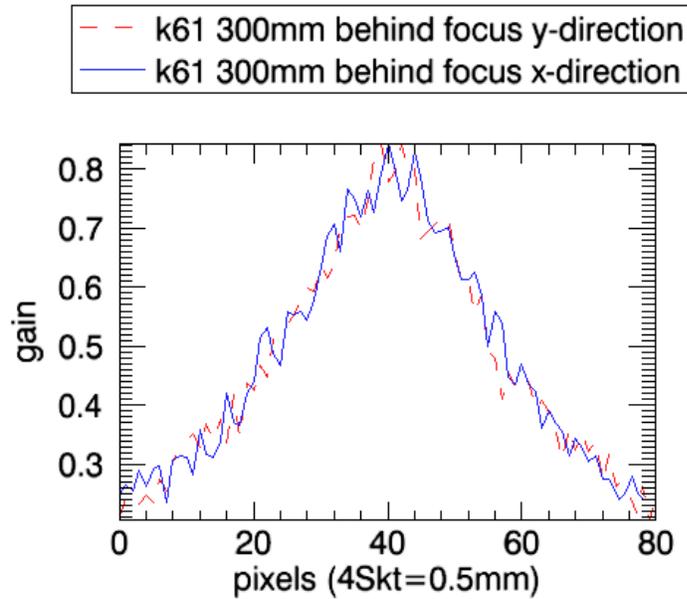


Abbildung 6.24: Verstärkungsfaktor 300 mm hinter dem Linsenfokus, Schnitt durch den Fokus in horizontaler und vertikaler Richtung, 5 mm Halbwertsbreite in x- und y-Richtung, 1 Pixel = 0.125 mm

6.3.2 Diskussion der Ergebnisse

Die Fokussierungsmessungen mit der 61 mm langen Kapillarlinsen sollen in Bezug auf die Divergenz und Neutronentransmission, sowie die Halbwertsbreite im und in den verschiedenen Entfernungen hinter dem Brennpunkt beurteilt werden. Ein Vergleich mit Messungen aus der Literatur erfolgt am Ende der Erläuterungen.

Divergenz und Neutronentransmission der Linse Die Effektivität der verwendeten Kapillarlinsen zur Fokussierung von monochromatischen Neutronen $\lambda = 4.9 \text{ \AA}$ ist im Wesentlichen abhängig von der Einfallsddivergenz der Neutronen und der Winkelakzeptanz der Linse. Die Multikapillarlinsen bestehen aus mikrometerdünnen Hohlkapillaren aus Glas. Das Glas hat einen Totalreflexionswinkel θ_c von ca. 0.3° für die verwendeten Neutronen. Dies ergibt für die Linse eine Winkelakzeptanz von 0.6° . Der Neutronenstrahl am neuen V14 hat in senkrechter und waagerechter Ebene unterschiedliche Divergenzen. Die Einfallsddivergenzen des Neutronenstrahls in die Linse betragen etwa 0.03° vertikal und 1° horizontal. Damit werden in horizontaler Richtung nur 60 % der einfallenden Neutronen reflektiert. In vertikaler Richtung könnte dagegen ein Mehrfaches der Einfallsddivergenz reflektiert werden.

Für die Neutronentransmission ebenso von Bedeutung ist das Verhältnis der effektiven Linsenquerschnittsflächen beim Ein- und Austritt der Neutronen. Aufgrund der Unterteilung in Drei- und Sechsecke, nur die sechseckigen Kapillaren dienen dem Neutronentransport, gehen 25 % der auf die Linse einfallenden Neutronen für die Fokussierung verloren.

Theoretische Betrachtungen der geometrischen Verhältnisse an den Mikrokapillaroptiken ergeben mit den Werten für die Eintrittsfläche $A_S = K * 0.75\pi r^2$ und die Fokusgröße $A_F = 1 \text{ mm}^2$ einen Wert von $Q = A_S/A_F \approx 143.7$ für den Intensitätsgewinn im Brennpunkt. Der Korrekturfaktor $K=0.61$ ergibt sich aus der real nur mit einem 10 mm hohen Neutronenstrahl bestrahlten Eintrittsfläche der Linse. Die Transmissionseffektivität der Linse beträgt demnach

$$T_{MKL} = G_{max}/Q \approx 16/144 = 0.11$$

Das gemessene Ergebnis wird durch verschiedene Faktoren gegenüber dem theoretisch möglichen Intensitätsanstieg gemindert. Die wichtigsten sind die Absorption und Streuung in den Glaskanälen und der begrenzte Winkelbereich innerhalb dessen die Neutronen totalreflektiert in den einzelnen Kanal entlang geleitet werden. Durch eine einfache geometrische Betrachtung ergibt sich eine Reduktion des kritischen Winkels θ_c nach Mildner [97] durch folgende vereinfachte Formel:

$\frac{\theta_c'}{\theta_c} \approx 1 - \frac{\alpha}{\alpha_0} = 0.84$, α , α_0 sind der reale und der maximal bei auf Null reduziertem Austrittsradius mögliche Verjüngungswinkel der Kapillaren und ergeben sich aus deren Einfalls- und Austrittsradien. Die Reflexionswerte für die Glaskapillaren liegen im Bereich von 98 bis 99 %, womit die Verluste mit 5 %

abgeschätzt werden. Mit den Werten für die horizontale Divergenz, die Winkelreduktion und die Reflexionsverluste ergibt sich für die Linsentransmission $T=0.6 \cdot 0.84 \cdot 0.95 = 0.48$. Die Differenz zu dem experimentell ermittelten Wert von 0.11 geht auf die nicht vollständige Nutzung der Vertikaldivergenz zurück.

Verstärkungsfaktor und Halbwertsbreite der Linse Auf der folgenden Abbildung sind die wichtigsten Ergebnisse der Messungen mit der Kapillarlinse nochmal zusammengefasst.

Deutlich ist die Abnahme des Intensitätsgewinns bei Entfernung vom Fokus dargestellt. Über einen Abstand von 50 mm vom Brennpunkt der Linse aus reduziert sich der gemessene Verstärkungsfaktor vom fast 16- auf das ca. 4-fache der Direktstrahlintensität. Wird der Abstand vom Fokus auf 100, 200 und 300 mm erhöht, vermindert sich der Intensitätsgewinn sichtbar langsamer auf das 2.4-, 1.3- und schließlich auf das 0.9-fache, d.h. ab dieser Entfernung vom Fokus ist keine Signalverstärkung mehr messbar.

Die Halbwertsbreite nimmt erwartungsgemäß mit steigender Entfernung vom Brennpunkt zu. Bis zu einem Abstand von etwa 100 mm hinter dem Fokus ist die Zunahme noch linear, darüber hinaus wird der Anstieg der durch die Messpunkte gelegten Kurve sichtbar flacher. Der Anteil höherer Winkel verschwindet mit zunehmendem Abstand zur Linse.

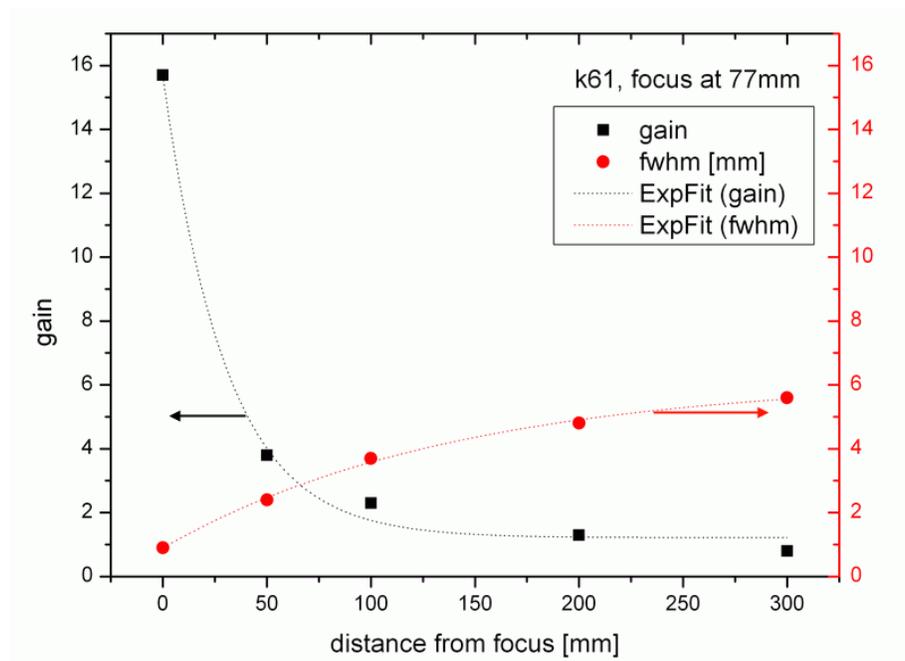


Abbildung 6.25: Kapillarlinse 61 mm, Halbwertsbreite und Verstärkung gemessen bei variablem Abstand vom Linsenende zum Detektor

In der Literatur ist gibt es ähnliche Messungen an Multikapillarlinen. Die hier maximal im Fokus der Linse gemessene 16-fache Intensitätssteigerung relativiert sich bei dem Vergleich mit einer von Xiao et al. [51] durchgeführten Untersuchung einer vergleichbaren Kapillarlinse. Er gibt einen Durchschnittswert von 80 bei einer Halbwertsbreite im Fokus von 0.53 mm an. Bei einer vergleichbaren Halbwertsbreite von 1 mm verringert sich der Wert bei Xiao auf 47. Die Transmission der Kapillarlinse wurde von Xiao mit ca. 20 % angegeben. Er untersuchte auch die Abhängigkeit der Halbwertsbreite vom Abstand zum Brennpunkt der Linse, über 12 mm in beide Richtungen konnte er eine lineare Zu- bzw. Abnahme der Halbwertsbreite feststellen. Im Ergebnis fehlen bei Xiao die hier vorgestellten Abstandsmessungen hinter der Kapillarlinse.

Weitere Messungen an einer Multikapillaro-optik wurden von Mildner et al. im Jahre 2002 durchgeführt [97]. Sie untersuchten eine Linse mit konisch verjüngten Kapillaren. Die Varianz $\sigma^2(z)$ der in z-Richtung transmittierten Neutronenverteilung einer Kapillarlinse mit geraden Kapillaren berechnet sich nach Mildner und Chen-Mayer [98] aus dem Radius R der einzelnen Kapillaren, der Divergenz $z\theta_c$ gemessen beim Fokus $z = z_F$ und der vom Aufbau abhängigen Konvergenz der Linse. Ω ist der halbe Konvergenzwinkel des durch die Linse transmittierten Strahls. Die Formel lautet:

$$\sigma^2(z) = 0.5[R^2 + (z\theta_c)^2 + \tan^2\Omega(z - z_F)^2].$$

Der Radius der Kapillaren ist zumeist vernachlässigbar und die Halbwertsbreite (FWHM) des Fokus bei $z = z_F$ berechnet sich wie folgt:

$$FWHM = 2\sqrt{(\log 2)z_F\theta_c} \simeq 1.1(z_F\theta_c).$$

Bei einer Winkelakzeptanz der Linse von 0.6° und einer Brennweite von 77 mm ergibt sich für die Halbwertsbreite im Fokus FWHM=0.9 mm, das stimmt exakt mit dem experimentell ermittelten Wert aus Messung 1 überein.

Unabhängig von der hier gemessenen nur moderaten Verstärkung der 61 mm langen Kapillarlinse ist nicht bekannt, dass bisher andere Untersuchungen der Halbwertsbreite in mehr als einigen Millimeter Abstand vom Brennpunkt einer Kapillarlinse durchgeführt worden sind. Größere Abstände sind bspw. wichtig für die Neutronentomographie, um kleine Proben mit einem Querschnitt von wenigen mm^2 auf einem Flächendetektor mit dessen begrenzter räumlicher Auflösung entsprechend vergrößert abzubilden. Die Messungen 2 bis 5 zeigen bei größeren Abständen vom Fokus (50-300) mm ein symmetrisches Abbild der Neutronenverteilung. Das bedeutet, die gemessene Multikapillarlinse eignet sich sehr gut für Neutronentomographieexperimente.

6.4 Anwendung einer Multikapillarlinse

Die 61 mm lange Kapillaroptik wurde verwendet, um damit die Struktur einer kleineren (mm^2) Probe sichtbar zu machen. Die Probe bestand aus einem mit Stahlkugeln beklebten Aluminiumplättchen, siehe Abbildung 6.27. Es wurde versucht, aus den Messergebnissen die Position der Kugeln zu rekonstruieren. Die Daten des experimentellen Aufbaus am Neutronenreflektometer V14:

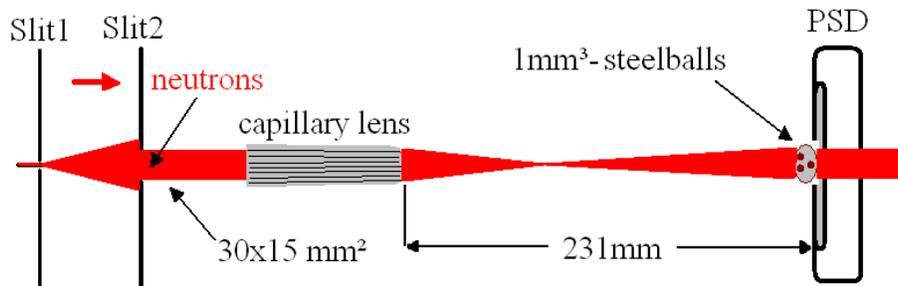


Abbildung 6.26: Messaufbau - Experiment: Kapillaroptik mit Probe aus Stahlkugeln

- Der Neutronenstrahl hat den Querschnitt $(30 \times 15) \text{ mm}^2$.
- Die Einfallsdivergenzen des Neutronenstrahls in die Linse betragen etwa 0.03° vertikal und 1° horizontal.
- Der Durchmesser der Stahlkugeln ist 1 mm .
- Die Entfernung der Linse zum Aluminiumplättchen beträgt 231 mm , das entspricht der dreifachen Brennweite der verwendeten Multikapillarlinse.
- Das Aluminiumplättchen ist direkt vor dem photosensitiven Flächendetektor angebracht.

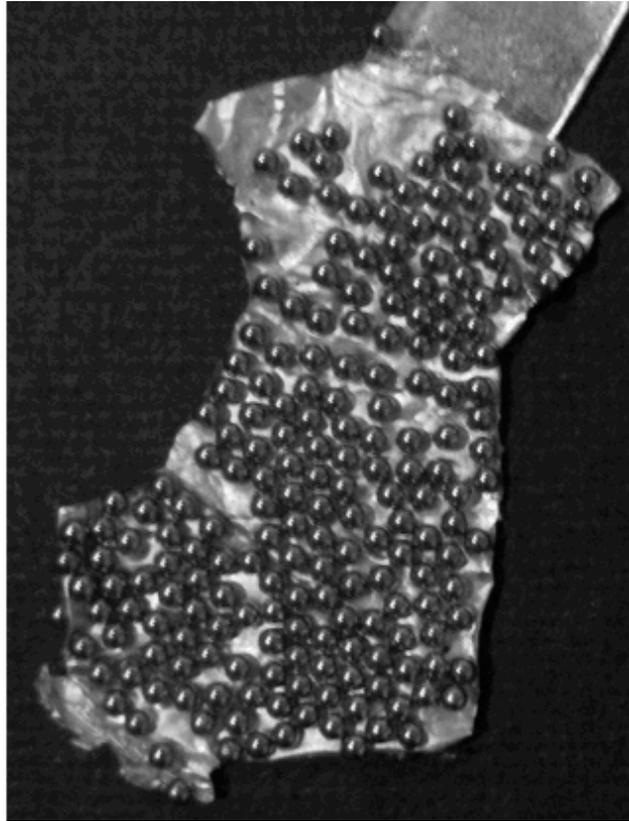


Abbildung 6.27: 1mm Stahlkugeln auf Aluminiumfolie

Die Aluminium-Stahlkugeln-Probe wurde so auf dem Flächendetektor angebracht, dass der fokussierte Neutronenstrahl der Kapillarlinsen den Mittelbereich der Probe durchstrahlt.

6.4.1 Messungen am Neutronenreflektometer

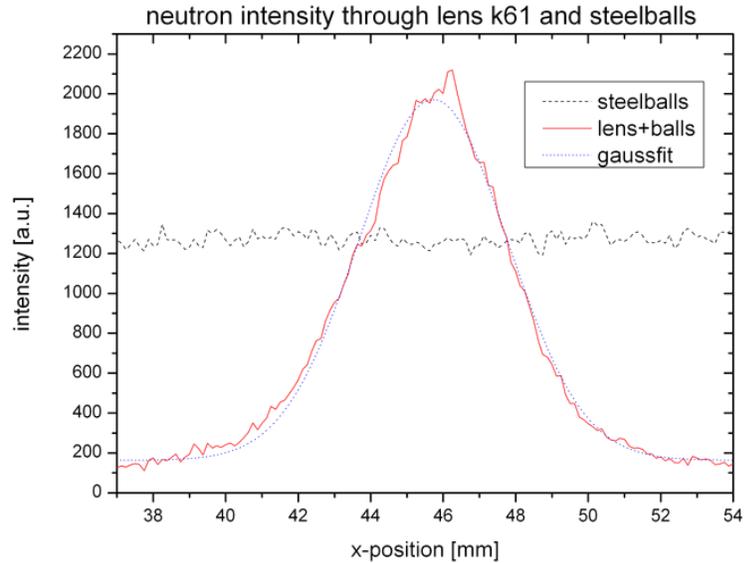


Abbildung 6.28: Profilspektren in x-Richtung, gemessen ohne und mit 61 mm Multikapillarlinsen und Probe, mittlerer spitzer Peak aus Messung mit Linse und Stahlkugeln ergibt FWHM = 4.9 mm ermittelt durch eine Gauß'sche Fit-Funktion

Die Intensität mit Multikapillarlinsen bei 231 mm Entfernung zum Flächendetektor und der Probe ergibt im Maximum das 1.5-fache Neutronensignal im Vergleich zur Messung ohne Linse. In Diagramm 6.28 sind 2 Profilspektren in x-Richtung übereinandergelegt. Das Spektrum mit dem hohen Mittelpeak ist das mit der 61 mm langen Multikapillarlinsen gemessene Profil. Die gepunktete fast waagrecht verlaufende Mittellinie gehört zum Linienspektrum, das ohne Linse gemessen wurde. Die in beiden Spektren auftretenden äußeren Peakstrukturen werden durch die Halterungskonstruktion der Linse verursacht.

Die folgende Abbildung 6.29 zeigt die Intensität nach Subtraktion des Neutronenspektrums mit Linse und Probe von dem Spektrum mit Linse und ohne Probe vor dem Detektor. Die Halbwertsbreite ist etwa 5 mm. Hohe Intensität auf dem Diagramm ist gleichbedeutend mit hoher Absorption der Neutronen durch die Probe.

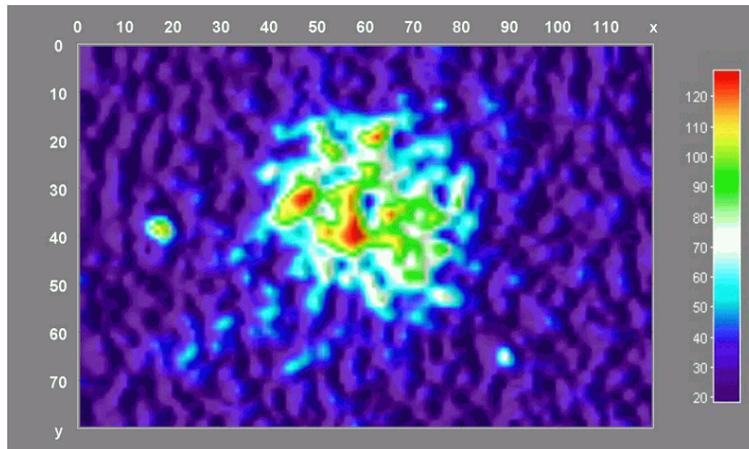


Abbildung 6.29: Differenzbild aus dem Spektrum der Kapillarlinse mit und ohne das Aluminiumplättchen, die Achsenwerte sind Pixel, die Intensität ist durch verschiedene Farbwerte kodiert, Halbwertsbreite ist etwa 5 mm

Das heißt Bereiche erhöhter Intensität treten nur dort auf, wo sich die Neutronen absorbierenden Stahlkügelchen befinden. In der Abbildung 6.30 ist das Intensitätsspektrum über die reale Probenstruktur gelegt um eine Übereinstimmung zwischen Messung und Probe herzustellen. Hohe Intensität im zweidimensionalen Spektrum entspricht den Positionen der Stahlkügelchen. Die Halbwertsbreite des Linsenspektrums ergibt einen nutzbaren Bereich von etwa $5 \times 5 \text{ mm}^2$.

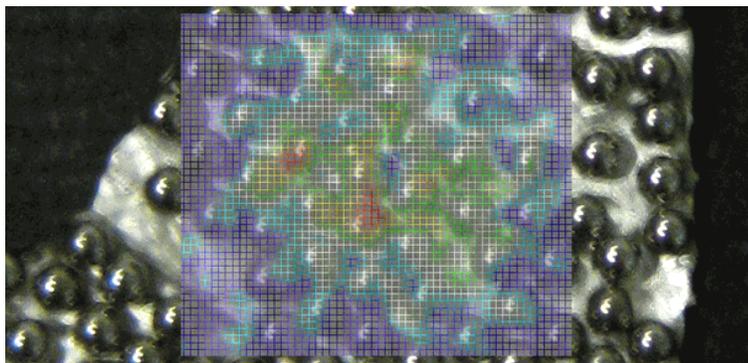


Abbildung 6.30: Die bestrahlte Probe: Aluminiumplättchen mit 1mm Stahlkügelchen, darüber wurde das Differenzspektrum 6.29 gelegt - grün, gelb und rot entspricht erhöhter Neutronenabsorption durch die Stahlkügelchen

6.4.2 Diskussion der Ergebnisse

Die Struktur der Probe wird durch die Fokussierung des Neutronenstrahls sichtbar. Für eine exakte Rekonstruktion der Kugelpositionen durch das gemessene Spektrum sind die Intensitätsunterschiede der durchgeführten Messung jedoch zu gering. Eine Übereinstimmung mit den realen Kugelpositionen auf dem Aluminiumplättchen ist dennoch feststellbar. Eine Zuordnung anhand der Messung ohne Linse konnte aufgrund der dort noch geringeren Intensitätsunterschiede im Spektrum nicht mehr quantifizierbar durchgeführt werden. Für differenziertere Ergebnisse sollte die Messzeit bei weiteren tomographischen Messungen von 5 min auf ein Mehrfaches erhöht werden. Interessant wäre es außerdem zu untersuchen, wie sich die Homogenität der Abbildung bei variabler Entfernung des Detektors zur im Fokus der Linse platzierten Probe ändert.

Kapitel 7

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden die verschiedenen Methoden und Anwendungen der Neutronenfokussierung vorgestellt. Der Schwerpunkt lag dabei auf den verschiedenen der Lichtoptik analogen Linsensystemen. In weiten Bereichen der Neutronenoptik ist die Neutronenwellenlänge gegenüber den Abmessungen der verwendeten Optiken zu vernachlässigen, d.h. es sind die bekannten Gesetzmäßigkeiten der geometrischen Optik anwendbar.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden zwei neue Typen von Neutronenoptiken entwickelt und getestet. Es handelt sich hier um Neutronenlinsen, die nach den Gesetzen der Reflexion und Refraktion konstruiert wurden. Sie können den Neutronenstrahl in einer bzw. zwei Dimensionen fokussieren. Im Folgenden wird ein Überblick der an den Linsen durchgeführten Messungen gegeben.

Die Festkörperlinse wurde am Helmholtz-Zentrum Berlin gebaut und vermessen. Sie besteht aus zwei Stapeln von jeweils 95 Siliziumwafern. Diese wurden mit einer reflektiven Superspiegel-Beschichtung vom Budapester Neutronenzentrum versehen und in Kreisbögen gebogen in einem Halter angeordnet. Die Grundidee zu dieser Linse wurde aus einer Arbeit von D.F.R. Mildner entnommen [44]. Die Neutronen-Silizium-Linse erlaubt es, die komplette Divergenz eines mit einer ($m=2$)-Superspiegelbeschichtung versehenen Neutronenleiters einzusammeln und in 31 mm Entfernung hinter dem Linsenende mit bis zu 5.6-facher Intensität auf eine minimal 2.5 mm breite Probe zu fokussieren. Die Linse fokussiert den Neutronenstrahl eindimensional, d.h. die Divergenz der 2. Dimension bleibt beim Durchtritt durch die Linse unverändert. Dies erlaubt die Anwendung als Strahlverstärker bei Vermessung kleiner Proben an Neutronenreflektometern. In einem Versuch mit einem Glasträger wurde dies erfolgreich demonstriert.

Als weitere fokussierende Neutronenoptik wurde eine der Clessidra von W. Jark [60] aus der Röntgenoptik nachempfundene Refraktionslinse entwickelt. Die Linse wurde aus sogenannten Bleiprismenschichten aufgebaut. Die Ablenkung pro Prismenelement beträgt in Abhängigkeit vom Spitzenwinkel des Prismas nur 1 bis 3 Milligrad. So war es nötig, eine hohe Anzahl von Prismen, bis zu 400 an der Zahl, mit einer Höhe < 1 mm hintereinander in Prismenschichten

anzuordnen. Dieser Linsentyp fokussiert Neutronen eindimensional. Messungen an zwei Linsen dieses Typs zeigten bei 1 bis 1.4 m Brennweite eine 2- bis 3-fache Intensitätssteigerung gegenüber dem Direktstrahl. Von der 2. Bleilinse wurde nur eine Hälfte aus 58 Bleiprismenschichten vermessen, die gegenüber dem Direktstrahl 1.5-mal mehr Neutronen in den Brennpunkt in 1.4 m Abstand vom Linsenende bündelt. Berechnungen zeigen, dass sich diese Werte über der Bragg-Kante von Blei bei Verwendung langwelliger Neutronen $> 5 \text{ \AA}$ zumindest verdoppeln lassen.

Mit dem Ziel, die Zahl der Neutronen pro cm^2s weiter zu erhöhen, wurde ein Experiment konzipiert, indem beide bisher vorgestellten Linsentypen in einer gemeinsamen Anordnung kombiniert wurden. Die Fokussierungsebenen wurden um 90° gegeneinander verdreht, um einen zweidimensionalen Fokus zu erhalten. Das vermessene Linsensystem aus Bleiprismenlinse und Neutronen-Silizium-Linse erreichte auf diese Weise einen bis zu 12-fachen Intensitätsgewinn in einem $(0.9 \times 2.4) \text{ mm}^2$ großen Brennfleck.

Schließlich wurde ein dritter Linsentyp vermessen. Die Multikapillarlinsen bestehen aus zu Bündeln zusammengefassten mikrometerfeinen Hohlfasern aus Glas. Dessen Querschnitt verjüngt sich zum Ende der Linse und ermöglicht so eine Punktfokussierung. Die zweidimensional fokussierende Neutronenlinse wurde hinsichtlich der Eignung für neutronentomographische Experimente untersucht. Die vermessene Kapillarlinse hat eine Länge von 61 mm bei einem Einfallsquerschnitt von rund 20 mm. Es konnte eine bis zu 16-fache Verstärkung im ca. 1 mm^2 großen Brennfleck gemessen werden. Dabei war jedoch die Einfallsdivergenz in einer Dimension fast eine Größenordnung kleiner als die Divergenz, die von der Linse transmittiert werden kann. Das ist im Vergleich zu Messungen aus der Literatur, bspw. von Xiao, ein nur moderates Ergebnis. Hervorzuheben ist hier allerdings die Entwicklung des Strahldurchmessers in bis zu 300 mm Entfernung hinter dem Linsenfokus. Es zeigte sich ein sehr homogenes Anwachsen des Strahlquerschnitts. Dieser Sachverhalt empfiehlt die gemessene Multikapillarlinse als Vergrößerungsoptik für die Neutronentomographie.

Einen abschließenden Überblick der Neutronentransmission und anderer Charakteristika der gemessenen Neutronenlinsen gibt die folgende Tabelle 7.1.

Linse	Dim.	Brennweite	FWHM(Fokus)	Gain	Transmission
Bleilinse	1	1000 mm	1 mm	2.0	0.40
Bleihalblinse	1	1400 mm	2 mm	1.5	0.25
NSL	1	31 mm	2.5 mm	5.6	0.46
Bleilins+NSL	2	1000 mm	1 mm/2.5 mm	12	0.17
Kapillarlinse	2	77 mm	1 mm	16	0.11

Tabelle 7.1: Brennweite, Halbwertsbreite im Fokus, Verstärkung im Fokus und die Neutronentransmission der gemessenen Neutronenlinsen

Während die Realisierung der Clessidra-Linse mit Bleifolien weiterer Entwicklung bedarf, konnte gezeigt werden, dass die Neutronenreflektometrie klei-

ner Proben von der Festkörperlinse und die Neutronentomographie von der Kapillarlinse profitieren können.

Literaturverzeichnis

- [1] Chadwick, J. The Existence of a Neutron, *Proc. Roy. Soc. (London)* *A136*, **1932**, 692-708.
- [2] Pynn, R. neutron scattering, A PRIMER, *Los Alamos Science Number 19*, **1990**, http://neutrons.ornl.gov/science/ns_primer.pdf
- [3] http://www-llb.cea.fr/presllb/part_1_e.pdf
- [4] HZB intern.
- [5] International Tables for Crystallography Vol. F, Chapter 6.2, **2006**, 134.
- [6] Squires, G.L. Introduction to the Theory of Thermal Neutron Scattering, Dover Publications, New York, **1997**.
- [7] International Tables for Crystallography Vol. F, Chapter 6.2, **2006**, 137.
- [8] http://neutrons.ornl.gov/aboutsns/how_sns_work.shtml and <http://www.csm.ornl.gov/SC98/viz/viz8.html>
- [9] HZB, Neutron-Scattering Instrumentation at the Research Reactor BER II, *Berlin Neutron Scattering Center – BENSC*, March **2001**.
- [10] Erko, A.; Idir, M.; Krist, T.; Michette, A.G. Modern Developments in X-Ray and Neutron Optics, *Springer Series in Optical Sciences*, Vol. 137, **2008**.
- [11] National School on Neutron and X-ray Scattering, *Argonne National Laboratory, Argonne, IL and Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, TN*, Lecture Notes: Interaction of X-rays and Neutrons with Matter, <http://www.dep.anl.gov/nx/lectrnotes.pdf>
- [12] Maier-Leibnitz, H. and Springer, T. *Nucl. Sci. Technol. (J. Nucl. Energy Parts A/B)* *17*, **1963**, 217.
- [13] <http://www.frm2.tum.de/technik/strahlfuehrung-der-neutronen/neutronenleiter/index.html>
- [14] Böni, P. Neutron Optics and Polarizing Elements, *Polarized Neutron School*, BENSC, Berlin **2006**.

- [15] Mezei, F. *Comm. Phys. 1* **1976**, 81.
- [16] Mezei, F. and Dagleish, P. *Comm. Phys. 2* **1977**, 41.
- [17] Croce, P. et al., *Nouv. Rev. Opt. Appl.* **3**, 1972, 37.
- [18] Grupen, C., *Grundkurs Strahlenschutz*, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, **2008**.
- [19] Parratt, L.G. Surface Studies of Solids by Total Reflection of X-Rays, *Phys. Rev. 95 N2*, **1954**, 359-369.
- [20] Braun, C. Simulationssoftware, verfügbar im Internet: <http://parratt32.software.informer.com/>
- [21] Tolan, M. X-Ray Scattering from Soft-Matter Thin Films, *Springer- Verlag Berlin Heidelberg*, **1999**.
- [22] Young, M. Optik, Laser, Wellenleiter, *Springer- Verlag Berlin Heidelberg*, **1997**.
- [23] Meschede, D. Optik, Licht und Laser, *B.G. Teubner/GWV Fachverlage Wiesbaden*, **2005**.
- [24] Mildner, D.F.R. Comments on Small-angle scattering at a pulsed neutron source: comparison with a steady-state reactor, *J. Appl. Cryst.* **17**, **1984**, 293-294.
- [25] Mildner, D.F.R. Neutron intensity gains for converging guide systems, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A301*, **1991**, 395-406.
- [26] Mildner, D.F.R. Multiple Reflections within Neutron Optical Devices, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A292*, **1990**, 693-699.
- [27] Mildner, D.F.R. et al. Neutron Transmission Through Tapered Channels, *J. Appl. Cryst.* **30**, **1997**, 932-942.
- [28] Goncharenko, I.N. et al. Focusing neutrons to study small samples, *Physica B 234-236*, **1997**, 1047-1049.
- [29] Böni, P. New concepts for neutron instrumentation, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 586*, **2008**, 1-8.
- [30] Mühlbauer, S. et al. Performance of an elliptically tapered neutron guide, *Physica B 385-386*, **2006**, 1247-1249.
- [31] Hils, T. et al. Focusing parabolic guide for very small samples, *Physica B 350*, **2004**, 166-168.

- [32] Schanzer, C. et al. Advanced geometries for ballistic neutron guides, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 529, **2004**, 63–68.
- [33] Yamada, S. et al. Development of a multichannel parabolic guide for thermal neutron beam focusing, *Physica B* 385–386, **2006**, 1243–1246.
- [34] Kardjilov, N. et al. Characterization of a Focusing Parabolic Guide Using Neutron Radiography Method, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 542, **2005**, 248–252.
- [35] Kirkpatrick, P. and Baez, A.V. *J. Opt. Soc. Amer.* 38, **1948**, 766–774.
- [36] Yamauchi, K. et al. Hard X-Ray Nano-Focusing, ALS Users' Meeting 2007, http://goldberg.lbl.gov/MetrologyWorkshop07/Talk_Yamauchi/
- [37] Wolter, H. *Ann. Phys. Leipzig*, **1952**, 286.
- [38] Ice, G. et al. Kirkpatrick–Baez microfocusing optics for thermal neutrons, *Materials Science and Engineering A* 437, **2006**, 120–125.
- [39] Ice, G. et al. Kirkpatrick–Baez microfocusing optics for thermal neutrons, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 539, **2005**, 312–320.
- [40] Alefeld, B. et al. New Developments of Small Angle Neutron Scattering Instruments with Focussing, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 274, **1989**, 210–216.
- [41] Alefeld, B. et al. High-resolution focusing SANS with a toroidal neutron mirror, *Physica B*, 234–236, **1997**, 1052.
- [42] Johnson, M.W. and Daymond, M.R. The neutron silicon lens: a new lens design for thermal neutrons, *Physica B* 283, **2000**, 308–313.
- [43] Daymond, M.R. and Johnson, M.W. An experimental test of a neutron silicon lens, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 485, **2002**, 606–614.
- [44] Mildner, D.F.R. The neutron microguide as a probe for materials analysis, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 299, **1990**, 416–419.
- [45] Stoica, A.D. and Wang, X.-L. Neutron lens by superposition of glancing reflections, *Rev. Sci. Instrum.*, Vol. 74, No. 4, April **2003**.
- [46] Krist, T. et al. Focusing lens and polarising supermirror, *BENSC Experimental Reports*, **2005**.
- [47] Kumakhov, M.A. *Radiation of Channelled Particles in Crystals* (in Russian) Energoatomizdat, Moscow, **1986**.

- [48] Kumakhov, M.A. Channeling of photons and new x-ray optics, *Nucl.Instr and Meth. B48*, **1990**, 283-286.
- [49] Kumakhov, M.A. & Sharov, V. A. *Nature (London) 357*, **1992**, 390-391.
- [50] Chen-Mayer, H.H. et al. Guiding and focusing neutron beams using capillary optics, *Nature 357*, June **1992**, 391 - 393.
- [51] Xiao, Q.F. et al. Neutron focusing optic for submillimeter materials analysis, *Rev. Sci. Instrum. 65 (11)*, November **1994**, 3399-3402.
- [52] Mildner, D.F.R. et al. Gain for neutron polycapillary lens as a function of wavelength, *Physica B 213 and 214*, **1995**, 966-968.
- [53] Gibson, D. and Gibson, W. *Advances in X-ray Analysis, Volume 45*, JCPDS-International Centre for Diffraction Data **2002**.
- [54] Chen-Mayer, H.H. and Mildner, D. F. R. A polycapillary bending and focusing lens for neutrons, *Rev. Sci. Instrum. 68 (10)*, October **1997**.
- [55] Chen-Mayer, H.H. et al. Capillary Neutron Lens for Prompt Gamma Activation Micro-Analysis, *NIST SP 977*, NCNR **2001**, 16-17.
- [56] Chen-Mayer, H.H. et al. Neutron Imaging and Prompt Gamma Activation Analysis Using a Monolithic Capillary Neutron Lens, *ANALYTICAL SCIENCES VOL.17 SUPPLEMENT*, **2001**, 629-632.
- [57] Neutron Data Booklet, ILL, **2003**, 155, http://www.ill.eu/fileadmin/users_files/documents/links/documentation/NeutronDataBooklet.pdf
- [58] Eskildsen, M.R. et al. Compound refractive optics for the imaging and focusing of low-energy neutrons, *Nature 391*, **1998**, 563.
- [59] Choi, S.M. Focusing cold neutrons with multiple biconcave lenses for small-angle neutron scattering, *J. Appl. Cryst. 33*, **2000**, 793-796.
- [60] Jark, W. et al. Focusing X-rays with simple arrays of prism-like structures, *J. Synchrotron Rad. 11*, **2004**, 248-253.
- [61] Caro, L. and Jark, W. Diffraction theory applied to X-ray imaging with cressidra prism array lenses, *J. Synchrotron Rad. 15*, **2008**, 176-184.
- [62] Cederström, B. et al. Multi-prism x-ray lens, *Appl. Phys. Lett. 81*, **2002**, 1399-1401.
- [63] Cederström, B. et al. Saw-tooth refractive x-ray optics with sub-micron resolution, *Proc. SPIE 4783*, **2002**, 37-48.
- [64] Cederström, B. et al. Focusing x-rays with old LP's, *Nature 404*, **2000**, 951.

- [65] Shastri, S. D. et al. High-energy X-ray optics with silicon saw-tooth refractive lenses, *J. Synchrotron Rad.* *14*, **2007**, 204–211.
- [66] Muhrer, G. et al. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A572*, **2007**, 866-873.
- [67] private Kommunikation mit M. Boin.
- [68] Shinohara, T. et al. Development of an optical device for thermal neutrons by amorphous perfluoropolymer, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A529*, **2004**, 134-137.
- [69] Adachi, T. et al. A Compound Focusing Device for Cold Neutrons, ICANS-XVI, **2003**.
- [70] Snigireva, I. and Snigirev, A. X-Ray microanalytical techniques based on synchrotron radiation, *J. Environ. Monit.* *8*, **2006**, 33–42.
- [71] Altissimo, M. et al. Fresnel zone plates as neutron optical elements, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 529*, **2004**, 148–151.
- [72] Sacchetti, F. et al. Fresnel zone plates as neutron optical elements for neutron imaging, *Physica B 350*, **2004**, 447–450.
- [73] Farago, P.S. ELECTROMAGNETIC FOCUSING AND POLARIZATION OF NEUTRON BEAMS, *Nucl. Instr. and Meth.* *30*, **1964**, 271.
- [74] Steinhof, A. Focusing of neutrons and ^3He atomic beams with hexapole magnets, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A397*, **1997**, 371.
- [75] Shimizu, H.M. et al. Measurement of cold neutron-beam focusing effect of a permanent sextupole magnet, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A430*, **1999**, 423.
- [76] Shimizu, H.M. et al. A magnetic neutron lens, *Physica B 276-278*, **2000**, 63-64.
- [77] Hiess, A. et al. ILL's renewed thermal three-axis spectrometer IN8: A review of its first three years on duty, *Physica B 385–386*, **2006**, 1077–1079.
- [78] Smees, S.A. et al. MACS low-background doubly focusing neutron monochromator, *Appl. Phys. A 74 [Suppl.]*, **2002**, S255–S257.
- [79] Mikerov, V. et al. A Parabolic Concentrator for Thermal Neutrons, *Physica Scripta. Vol. 55*, **1997**, 30-32.
- [80] Ikeda, K. et al. Development of Ni/Ti supermirrors with large-m and a curved surface, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 529*, **2004**, 78–83.

- [81] Saroun, J. and Kulda J. MC ray-tracing optimization of lobster-eye focusing devices with RESTRAX, *Physica B 385–386*, **2006**, 1250–1252.
- [82] Keen, D.A. et al. Experimental verification of the simulated performance of a compact supermirror focusing device, *Physica B 385–386*, **2006**, 1240–1242.
- [83] Osakabe, T. and Soyama, K. Development of a thermal neutron focusing device using neutron supermirrors, *REVIEW OF SCIENTIFIC INSTRUMENTS 76*, **2005**, 073102.
- [84] Shimizu, H.M. Applications of neutron refractive optical devices, *Physica B 385–386*, **2006**, 989–994.
- [85] Suzuki, J. et al. Cold neutron beam focusing by a superconducting sextupole magnet, *J. Appl. Cryst. 36*, **2003**, 795–799.
- [86] Suzuki, J. et al. Development of a magnetic focusing device for pulsed neutrons, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 529*, **2004**, 120–124.
- [87] Mildner, D.F.R. et al. A monolithic polycapillary focusing optic for polychromatic neutron diffraction applications, *Rev. Sci. Instrum., Vol. 73, No. 5*, May **2002**, 1985–1993.
- [88] Jarre, A. Hard X-ray Waveguide Optics, Dissertation Göttingen, **2005**, 16.
- [89] Schroer, C.G. et al. *Physical Review Letters 94*, **2005**, 054802
- [90] Teichert, A. Untersuchung der mechanischen und magnetischen Eigenschaften von Si-Fe_{1-x}Cox Multischichtsystemen, Dissertation TU-Berlin, **2005**.
- [91] private Kommunikation mit G. Heldt.
- [92] private Kommunikation mit N. Kardjilov.
- [93] Kumar, L.S. et al. Interface roughness in Ni/Ti multilayers as probed by neutrons, *Physica B 276-278*, **2000**, 142–143.
- [94] Bartmann, R. et al. Improved focusing lens and Nickel/Titanium monochromator, *BENSC Experimental Reports*, **2007**.
- [95] Bartmann, R. et al. Double-sided focusing solid state lens, *BENSC Experimental Reports*, **2007**.
- [96] Wagh, A.G. et al. Geometric formula for prism deflection, *Pramana journal of physics Vol.63, No.2*, **2004**, 381–385.
- [97] Mildner, D.F.R. et al. Focusing neutrons with tapered capillary optics, *J. Appl. Phys., Vol. 92, No. 11*, **2002**, 6911–6917.
- [98] Mildner, D.F.R. and Chen-Mayer, H.H. The Characterization of a Polycapillary Neutron Lens, *J. Appl. Cryst. 27*, **1994**, 943–949

Kapitel 8

Anhang

Daten der Neutronen-Silizium-Linse (20x30) mm² mit 2x100 Siliziumwafern von 150 µm Dicke

R: Biegeradius, BL: Beschichtungslänge, WL: Waferlänge, H: Höhe

Wafer-Nr	R(cm)	BL(cm)	WL(cm)	H(cm)	Bemerkungen
1	100	14	14	0,015	Stapel1
2	99,985	13,61	14	0,03	Stapel1
3	99,97	13,26	14	0,045	Stapel1
4	99,955	12,93	14	0,06	Stapel1
5	99,94	12,62	14	0,075	Stapel1
6	99,925	12,33	14	0,09	Stapel1
7	99,91	12,05	14	0,105	Stapel1
8	99,895	11,79	14	0,12	Stapel1
9	99,88	11,54	14	0,135	Stapel1
10	99,865	11,3	14	0,15	Stapel1
11	99,85	11,07	14	0,165	Stapel1
12	99,835	10,84	14	0,18	Stapel1
13	99,82	10,62	14	0,195	Stapel1
14	99,805	10,41	14	0,21	Stapel1
15	99,79	10,21	14	0,225	Stapel1
16	99,775	10,01	14	0,24	Stapel1
17	99,76	9,81	14	0,255	Stapel1
18	99,745	9,62	14	0,27	Stapel1
19	99,73	9,44	14	0,285	Stapel1
20	99,715	9,26	14	0,3	Stapel1
21	99,7	9,08	14	0,315	Stapel1
22	99,685	8,9	14	0,33	Stapel1
23	99,67	8,73	14	0,345	Stapel1

Wafer-Nr	R(cm)	BL(cm)	WL(cm)	H(cm)	Bemerkungen
24	99,655	8,57	14	0,36	Stapel1
25	99,64	8,4	14	0,375	Stapel1
26	99,625	8,24	14	0,39	Stapel1
27	99,61	8,08	14	0,405	Stapel1
28	99,595	7,93	14	0,42	Stapel1
29	99,58	7,77	14	0,435	Stapel1
30	99,565	7,62	14	0,45	Stapel1
31	99,55	7,47	14	0,465	Stapel1
32	99,535	7,32	14	0,48	Stapel1
33	99,52	7,18	14	0,495	Stapel1
34	99,505	7,04	14	0,51	Stapel1
35	99,49	6,9	7	0,525	Stapel2
36	99,475	6,76	7	0,54	Stapel2
37	99,46	6,62	7	0,555	Stapel2
38	99,445	6,48	7	0,57	Stapel2
39	99,43	6,35	7	0,585	Stapel2
40	99,415	6,22	7	0,6	Stapel2
41	99,4	6,09	7	0,615	Stapel2
42	99,385	5,96	7	0,63	Stapel2
43	99,37	5,83	7	0,645	Stapel2
44	99,355	5,7	7	0,66	Stapel2
45	99,34	5,58	7	0,675	Stapel2
46	99,325	5,45	7	0,69	Stapel2
47	99,31	5,33	7	0,705	Stapel2
48	99,295	5,21	7	0,72	Stapel2
49	99,28	5,09	7	0,735	Stapel2
50	99,265	4,97	7	0,75	Stapel2
51	99,25	4,85	7	0,765	Stapel2
52	99,235	4,74	7	0,78	Stapel2
53	99,22	4,62	7	0,795	Stapel2
54	99,205	4,5	7	0,81	Stapel2
55	99,19	4,39	7	0,825	Stapel2
56	99,175	4,28	7	0,84	Stapel2
57	99,16	4,17	7	0,855	Stapel2
58	99,145	4,06	7	0,87	Stapel2
59	99,13	3,95	7	0,885	Stapel2
60	99,115	3,84	7	0,9	Stapel2
61	99,1	3,73	7	0,915	Stapel2
62	99,085	3,62	7	0,93	Stapel2
63	99,07	3,52	7	0,945	Stapel2
64	99,055	3,41	7	0,96	Stapel2
65	99,04	3,31	3,5	0,975	Stapel3

Wafer-Nr	R(cm)	BL(cm)	WL(cm)	H(cm)	Bemerkungen
66	99,025	3,2	3,5	0,99	Stapel3
67	99,01	3,1	3,5	1,005	Stapel3
68	98,995	3	3,5	1,02	Stapel3
69	98,98	2,89	3,5	1,035	Stapel3
70	98,965	2,79	3,5	1,05	Stapel3
71	98,95	2,69	3,5	1,065	Stapel3
72	98,935	2,59	3,5	1,08	Stapel3
73	98,92	2,49	3,5	1,095	Stapel3
74	98,905	2,4	3,5	1,11	Stapel3
75	98,89	2,3	3,5	1,125	Stapel3
76	98,875	2,2	3,5	1,14	Stapel3
77	98,86	2,11	3,5	1,155	Stapel3
78	98,845	2,01	3,5	1,17	Stapel3
79	98,83	1,91	3,5	1,185	Stapel3
80	98,815	1,82	3,5	1,2	Stapel3
81	98,8	1,73	3,5	1,215	Stapel3
82	98,785	1,63	3,5	1,23	Stapel3
83	98,77	1,54	3,5	1,245	Stapel3
84	98,755	1,45	3,5	1,26	Stapel3
85	98,74	1,36	3,5	1,275	Stapel3
86	98,725	1,27	3,5	1,29	Stapel3
87	98,71	1,17	3,5	1,305	Stapel3
88	98,695	1,08	3,5	1,32	Stapel3
89	98,68	1	3,5	1,335	Stapel3
90	98,665	0,91	3,5	1,35	Stapel3
91	98,65	0,82	3,5	1,365	Stapel3
92	98,635	0,73	3,5	1,38	Stapel3
93	98,62	0,64	3,5	1,395	Stapel3
94	98,605	0,55	3,5	1,41	Stapel3
95	98,59	0,47	3,5	1,425	Stapel3
96	98,575	0,38	3,5	1,44	weggefallen
97	98,56	0,3	3,5	1,455	weggefallen
98	98,545	0,21	3,5	1,47	weggefallen
99	98,53	0,13	3,5	1,485	weggefallen
100	98,515	0,04	3,5	1,5	weggefallen

Bleiprismenlängen der Refraktionshalblinse (50x12) mm² mit 60 Bleiprismenschichten von 210 µm Dicke

Die Werte für Schichtlänge, Fokus und Fokusabweichung sind alle in Millimetern angegeben.

Schicht-Nr.	Prismen#	Schichtlänge	Fokus(korr.)	Fokusabw.	Bemerkungen
1	5	4,0	1445,0	45,0	weggefallen
2	9	7,2	1337,9	-62,1	weggefallen
3	12	9,6	1404,8	4,8	
4	15	12,0	1445,0	45,0	
5	19	15,2	1394,3	-5,7	
6	22	17,6	1423,1	23,1	
7	26	20,8	1389,4	-10,6	
8	29	23,2	1411,8	11,8	
9	33	26,4	1386,6	-13,4	
10	36	28,8	1404,8	4,8	
11	40	32,0	1384,8	-15,2	
12	43	34,4	1400,2	0,2	
13	46	36,8	1413,6	13,6	
14	50	40,0	1396,8	-3,2	
15	53	42,4	1408,6	8,6	
16	57	45,6	1394,3	-5,7	
17	60	48,0	1404,8	4,8	
18	64	51,2	1392,3	-7,7	
19	67	53,6	1401,8	1,8	
20	71	56,8	1390,7	-9,3	
21	74	59,2	1399,4	-0,6	
22	77	61,6	1407,4	7,4	
23	84	67,2	1397,4	-2,6	
24	88	70,4	1404,8	4,8	
25	91	72,8	1395,7	-4,3	
26	95	76,0	1402,6	2,6	
27	98	78,4	1394,3	-5,7	
28	101	80,8	1400,7	0,7	
29	105	84,0	1406,8	6,8	
30	108	86,4	1399,1	-0,9	
31	115	92,0	1404,8	4,8	
32	119	95,2	1397,7	-2,3	
33	122	97,6	1403,1	3,1	
34	126	100,8	1396,4	-3,6	
35	129	103,2	1401,5	1,5	

Schicht-Nr.	Prismen#	Schichtlänge	Fokus(korr.)	Fokusabw.	Bemerkungen
36	132	105,6	1395,3	-4,7	
37	139	111,2	1400,2	0,2	
38	143	114,4	1404,8	4,8	
39	146	116,8	1398,9	-1,1	
40	150	120,0	1403,4	3,4	
41	153	122,4	1397,8	-2,2	
42	160	128,0	1402,1	2,1	
43	163	130,4	1396,8	-3,2	
44	167	133,6	1400,9	0,9	
45	170	136,0	1395,9	-4,1	
46	174	139,2	1399,8	-0,2	
47	181	144,8	1403,6	3,6	
48	184	147,2	1398,8	-1,2	
49	188	150,4	1402,5	2,5	
50	194	155,2	1397,9	-2,1	
51	198	158,4	1401,4	1,4	
52	201	160,8	1397,1	-2,9	
53	205	164,0	1400,5	0,5	
54	212	169,6	1396,3	-3,7	
55	212	169,6	1399,6	-0,4	
56	212	169,6	1402,7	2,7	
57	212	169,6	1398,7	-1,3	
58	212	169,6	1401,8	1,8	
59	212	169,6	1398,0	-2,0	
60	212	169,6	1400,9	0,9	
Summe	6821	5456,8	1400,6	0,6	

Abbildungsverzeichnis

1.1	Streuung an einer Probenoberfläche, hier ist $\theta = \theta_i = \theta_r$	20
1.2	(1.8 Å)Neutronen- und (1 Å)Röntgeneindringtiefe in Materie in Abhängigkeit von der Ordnungszahl, nach Pynn [2] und LLB [3]	21
1.3	Forschungsreaktor BER II [4]	22
1.4	Darstellung des Raumwinkels in einem Strahlrohr	23
1.5	Neutronenmoderator-Wellenlängenverteilung im Reaktor [5]	24
1.6	Maxwell-Verteilung für Neutronenmoderatoren, nach Squires [6] . . .	24
1.7	Spallationstarget SNS [8]	25
1.8	Nuklearreaktionen bei der Spallation [7]	26
1.9	Neutronentransport durch einen gekrümmten Neutronenleiter über Girlanden und Zick-Zack-Reflexionen	29
1.10	Neutronenleiter FRM-II [13]	30
1.11	Reflektivitätskurve eines Superspiegels mit eingezeichneten Bragg-Reflexen, nach Böni [14]	31
1.12	Superspiegel und Monochromator	31
1.13	Wirkungsquerschnitte für Neutronen der Energie $E_n < 10 \text{ MeV}$ [18]	34
1.14	Reflexion und Brechung an der Grenzfläche zweier Medien, nach Snellius	37
1.15	Neutronenreflektivität eines Siliziumsubstrates in Abhängigkeit vom Wellenvektor Q	38
1.16	Mehrfachreflexionen an einem Schichtsystem mit N Grenzflächen, aus Tolan [21]	39
1.17	Strahlende Punktquelle, aus Young [22]	40
1.18	Ausgedehnte Quelle, strahlendes ebenes Flächenelement, aus Young [22]	40
1.19	Teilchenstrom durch ein Flächenelement einer Apertur auf einen planaren Detektor, aus Young [22]	41
1.20	Fokussierung eines Gauß'schen Strahles, aus Meschede [23]	43
2.1	Parabolisch (a) und elliptisch (b) fokussierender Leiter	47
2.2	2-dim. Intensitätsverteilung 50 mm hinter dem Fokus eines parabolischen Leiters [34]	48
2.3	Schema einer Punkt-zu-Punkt-Fokussierung mit einem Spiegel, elliptische Geometrie	49

2.4	Doppelspiegel Kirkpatrick-Baez-Schema mit Quell- und Brennpunkt sowie Einfallswinkel θ	50
2.5	Kleinwinkelstreuuanlage, SANS, mit integriertem toroidalen Neutronenspiegel: der PSD ist an der Position des Bildes der Einfallslöcherblende. Die Neutronen außerhalb der direkten Sichtlinie werden vom Strahlstopper absorbiert. Die Auflösung ist abhängig von der Größe des Bildes und dem Abstand zwischen Probe und Detektor. Die Gesamtlänge beträgt etwa 5 m. Nach Alefeld [40]	50
2.6	Röntgeninstrument mit fokussierendem Metallstapel	51
2.7	Röntgenstrahlen durch Mikrokapillaren fokussierendes Röntgeninstrument	52
2.8	Neutronenlinse von Daymond und Johnson	52
2.9	Multikanal-System nach Mildner [44]	53
2.10	Neutronenlinse für eine Punktquelle von Stoica [45]	54
2.11	Aufbau einer Neutronen-Silizium-Linse, nach Behr und Krist [46]	54
2.12	Transmittierte Neutronenintensität durch eine Festkörperlinse, nach Behr und Krist [46]	55
2.13	Multikapillarenbündel für Röntgen- und Neutronenstrahlen in Fokus-(a) und Kollimationsgeometrie(b)	56
2.14	Neutronen fokussierende Polykapillarlinse von Chen-Mayer [54]	57
2.15	30-teilige MgF ₂ -Refraktionslinse hinter einem Neutronenleiter und im kleinen Bild: Schema des Experimentaufbaus mit Leiterröhre, den Lochblenden A1 und A2, dem Linsenblock(CRL) und dem Detektor, nach Eskildsen [58]	59
2.16	1.5 mm hohe Röntgen-Clessidra, rechts daneben vergrößerter Ausschnitt der Spitzen, nach Jark [60]	60
2.17	Sägezahn-Refraktionslinse für harte Röntgenstrahlen nach Cederström [64]	60
2.18	Vergleich des gemessenen und berechneten totalen mikroskopischen Wirkungsquerschnittes von Blei in Abhängigkeit der Neutronenenergie nach Muhrer et al. [66]	62
2.19	Simulation des totalen Wirkungsquerschnitt von Blei in Abhängigkeit von der Neutronenenergie oder Neutronenwellenlänge, nach Boin [67]	62
2.20	Amorphe perfluoropolymere neutronenablenkende Mikroprismen von Shinohara et al. [68]	63
2.21	Querschnitt einer Fresnel-Linse für Neutronen aus dem Material MgF ₂ , nach Adachi [69]	64
2.22	Ergebnisse einer Messung mit Kleinwinkelstreuung, Vergleich der Daten einer Lochblendenanordnung mit und ohne fokussierende Fresnel-Linsen (F-SANS bzw. P-SANS), der Intensitätsgewinn beträgt ca. eine Größenordnung, nach Adachi [69]	64
2.23	Fokussierende Fresnel'sche Zonenplatte, r_n ist der Radius des n-ten Ringes mit Brennweite F [70]	65
2.24	Magnetische Neutronenlinse, die Intensität R ist wellenlängenabhängig [76]	66

2.25	Schema eines in Segmente unterteilten doppelt fokussierenden Monochromators, R_V und R_H , der vertikale und horizontale Radius, beschreiben die Krümmung des Monochromators	67
2.26	Doppelt fokussierende Monochromatoren: links PG002 und Cu200, rechts Si111, getestet und eingesetzt am 3-Achsenspektrometer IN8 am ILL, nach Hiess [77]	68
2.27	Vergleich der zweidimensionalen Fokussierungsmethoden der Röntgenoptik nach Höhe des Intensitätsgewinns im Fokus und dessen Durchmesser, FZP steht als Abkürzung für die Fresnel'sche Zonenplatten, KB bezeichnet die Kirkpatrick-Baez-Spiegel, CRL sind verbundene Refraktionslinsen und RBC steht für Resonante Strahlkoppler, nach Jarre [88]	70
3.1	Prinzipskizze der Profilometermessung	73
3.2	Ausschnitt vom Profilometer Dektak 3030 [90]	74
3.3	Höhenprofil einer Bleiprismenfolie, aufgenommen am Profilometer Dektak 3030	74
3.4	REM-Aufnahme einer Bleiprismenschicht	76
3.5	Röntgenreflektometer, schematischer Aufbau [4]	76
3.6	Röntgenreflektivitätsmessungen an einem Siliziumwafer	77
3.7	($m=2$)-NiTi-Superspiegel von Heldt [91]	77
3.8	Neutronenreflektometer V14, alter Aufbau [4]	78
3.9	Neutronenreflektometer V14, neuer Aufbau [4]	79
3.10	Neutronentomographie V7 , schematischer Aufbau [4]	80
3.11	Tomographieprinzip, Skizze von Kardjilov [92]	80
3.12	Neutronenintensität auf dem Flächendetektor in verschiedenen Abständen hinter der mit (3.5 \AA)-Neutronen durchstrahlten Neutronen-Silizium-Linse, dunklere Abschnitte zeigen Bereiche mit höherer Intensität an	81
4.1	Die Neutronen-Silizium-Linse (NSL) in Fokussierungsanordnung, die Hauptbestandteile bilden die 2 x 95 gebogenen mit Superspiegeln beschichteten Siliziumwafer von $150 \mu\text{m}$ Dicke, die Linsenlänge beträgt ca. 140 mm und die Brennweite ab Ende der äußeren Wafer ca. 30 mm	84
4.2	Ansicht der beiden in Kreisform gebogenen dreiteiligen Waferstapel der Neutronen-Silizium-Linse, die beiden quer über die Wafer verlaufenden gekrümmten Linien kennzeichnen die Länge der ($m=2$)-Superspiegelbeschichtung auf den Wafern, dazwischen liegen die fischförmigen Abstandshalter, von außen drücken die beiden innen kreisförmigen Aluminiumblöcke die Wafer in Form, die NSL-Daten sind im Anhang aufgelistet	84

4.3	Die Fokussierungsgeometrie der Neutronen-Silizium-Linse, der Waferstapel einer Linsenhälfte ist zwischen den Punkten B und D angedeutet, F ist der Brennpunkt der Linse, die gelben Dreiecke innerhalb des Halbkreises über AF sind mit Dreieck ADF kongruent nach Thales	85
4.4	Messung der Durchbiegung eines Wafers der Festkörperlinse, dazu die Vergleichskurve eines unbeschichteten Referenzwafers	86
4.5	Röntgenreflektivität 1: Siliziumwafer 1705 Seite A	87
4.6	Röntgenreflektivität 2: Siliziumwafer 1705 Seite B	88
4.7	Neutronenreflektivität für einen ($m=3.65$)-Superspiegel bei variierten Herstellungsparametern, nach Kumar [93]	88
4.8	Intensitätsgewinn durch die Festkörperlinse, die Linien bedeuten: waagerecht - der Direktstrahl, mit Kreisen - Messung im Fokus bei 29.5 mm zeigt 4.6-fache Spitzenintensität mit FWHM = 3 mm, gepunktet mit Quadraten - Messung 42 mm hinter dem Linsenende und gestrichelt mit Dreiecken - Messung vor dem Fokus 19.5 mm vom Linsenende entfernt, am alten V14, $\lambda = 4.72$	89
4.9	Zweidimensionale Messung der Neutronenverteilung hinter der Linse, Brennpunkt der Linse in 31 mm Abstand zum Detektor, Instrument: CONRAD V7, Neutronenwellenlänge: 5.0 Å	91
4.10	Linsenfokus quer zum Neutronenstrahl, Brennweite = 31 mm, FWHM = 2.4 mm, Verstärkung > 5.5, die gestrichelte Linie zeigt die Messung der Halblinse [46], zusätzlich sind die Verteilungen 44 und 85 mm hinter dem Linsenfokus aufgetragen	92
4.11	Intensitätsverlauf entlang der Flugrichtung des Neutronenstrahls, senkrechte Markierungen bei 31 mm Brennweite, sowie 44 und 85 mm hinter dem Fokus	92
4.12	Einzelkanalintensität in einem Fokusstreifen von 2.8 mm, durch die Kurve mit den sieben Spitzen dargestellt und dazu im Vergleich über die gesamte Detektorfläche aufsummiert	94
4.13	Experimentaufbau: Neutronen-Silizium-Linse vor Floatglas und Flächendetektor	97
4.14	Foto des experimentellen Aufbaus am neuen V14, von links nach rechts: Schlitzblende 2, Festkörperlinse, Cadmiumblende und Floatglas	97
4.15	2-dim. Intensitätsspektrum der Totalreflexion eines (30x2) mm ² -Neutronenstrahls auf Floatglas	99
4.16	(30x2) mm ² - Neutronenstrahl auf Glas, Linienspektrum der Neutronenintensität in x- und y-Richtung an der Totalreflexionskante, Halbwertsbreiten sind 1.3 mm in y- und 32.3 mm in x-Richtung 99	
4.17	2-dim. Intensitätsspektrum der Totalreflexion eines (30x2) mm ² -Neutronenstrahls durch eine Festkörperlinse mit 31 mm Fokus auf Floatglas	100

4.18	(30x2) mm ² - Neutronenstrahl durch Festkörperlinse mit Fokus auf Floatglasoberfläche, Linienspektrum der Neutronenintensität in x- und y-Richtung an der Totalreflexionskante, Halbwertsbreiten sind 1.1 mm in y- und 23.4 mm in x-Richtung	100
4.19	2-dim. Intensitätsspektrum der Totalreflexion eines (30x2) mm ² - Neutronenstrahls durch eine Festkörperlinse mit 31 mm Fokus auf Floatglas	101
4.20	(30x2) mm ² - Neutronenstrahl durch 2 mm Cadmiumblende auf Floatglasoberfläche, Linienspektrum der Neutronenintensität in x- und y-Richtung an der Totalreflexionskante, Halbwertsbreiten sind 1.1 mm in y- und 19.6 mm in x-Richtung	101
4.21	2-dim. Intensitätsspektrum der Totalreflexion eines (30x2) mm ² - Neutronenstrahls durch eine Festkörperlinse mit 31 mm Fokus und 2 mm Cadmiumblende auf Floatglas	102
4.22	(30x2) mm ² - Neutronenstrahl durch Neutronen-Silizium-Linse mit 31 mm Fokus und 2 mm Cadmiumblende auf Floatglasoberfläche, Linienspektrum der Neutronenintensität in x- und y-Richtung an der Totalreflexionskante, Halbwertsbreiten sind 1.2 mm in y- und 5.1 mm in x-Richtung	102
5.1	Die fertige Halblinse bestehend aus 58 Bleiprismenschichten mit von links nach rechts zunehmender Länge, in der Position fixiert durch vier von rechts nach links schmal zulaufende Aluminiumstreben in einem Aluminiumgehäuse	106
5.2	Schema eines Prismas mit abgelenktem Neutronenstrahl	106
5.3	Schema einer Prismenlinse in Clessidra-Form mit Parabelprofil, der durch das Rechteck markierte Abschnitt deutet den Aufbau der fertigen Halblinse in Abbildung 5.1 an	107
5.4	Kreuzdiagramm der berechneten Daten der Bleiprismenhalblinse mit 60 Schichten (0.8x0.2 mm ² -Prismen), die Symbole bedeuten: schwarze Quadrate - einfach lineare Zunahme der Prismenanzahl/Schichtlänge mit der Schichtanzahl, rote Kreise - zweifach korrigierte Prismenanzahl/Schichtlänge.	110
5.5	Simulierte Auswirkung der zwei Schichtlängenkorrekturen auf die Brennweite der Halblinse, die Symbole bedeuten: schwarze Quadrate - lineare Clessidra-Anordnung, rote Kreise - 1. Korrektur, grüne Dreiecke - 2. Korrektur	111
5.6	Ergebnis der 2 Schichtlängenkorrekturen am Beispiel der Bleiprismenhalblinse mit 60 Schichten, die orangene Linie zeigt den Weg eines Neutrons durch die Linse, das am oberen Rand in die 60. Schicht eintritt.	111
5.7	Absorptions- und Streuverluste im monochromatischen Neutronenstrahl von 4.9 Å in Abhängigkeit der Dicke eines Absorbers aus polykristallinem Blei, Messpunkte und weiterer Kurvenverlauf wurden mit einer Exponentialfunktion extrapoliert	112

5.8	REM-Aufnahme 1, 100-fache Vergrößerung, Bleifolie (400x200) μm^2 -Prismenstruktur, Profilwalztechnik 1	113
5.9	REM-Aufnahme 2, 100-fache Vergrößerung, Bleifolie mit (400x200) μm^2 -Prismenstruktur, Profilwalztechnik 2	114
5.10	Lichtmikroskop, 50-fache Vergrößerung, Seitenansicht Bleifolie mit (800x200) μm^2 -Prismenstruktur, Stempeltechnik	114
5.11	50mm Ausschnitt aus dem Höhenprofil einer (200x800) μm^2 -Bleiprismenfolie hergestellt mit der Stempeltechnik, gemessen am Profilometer Dektak 3030	115
5.12	Refraktion eines 300 μm Neutronenstrahl an einem 2 x 200 μm Bleiprismenteststreifen, die kleine Spitze stellt die abgelenkten Neutronen und die hohe Spitze das Signal des Direktstrahl dar	116
5.13	Skizze des Versuchsaufbaus Bleiprismenlinse 1 am Neutronenreflektometer V14	118
5.14	Bleiprismenlinse (50x5) mm^2 - Einfallsebene, Brennweite 989 mm, Fokusbreite (50x0.9) mm^2 , 2-fache Intensitätssteigerung im Fokus	119
5.15	(30x5) mm^2 - Neutronenstrahl auf (50x5) mm^2 Bleilins, Verstärkungsfaktor im Linsenfokus bei 989 mm in x- und y-Richtung, Halbwertsbreite ist 0.9 mm in y-Richtung	119
5.16	Skizze des Versuchsaufbau Bleiprismenlinse 2, eine Halblinse, am Neutronenreflektometer V14	120
5.17	A1-A4 Intensitätsverteilung des Neutronendirektstrahl und B1-B4 nach der Transmission durch eine Bleilinsenhälfte jeweils als Gesamtdarstellung A1 bzw. B1 und in den je drei Projektionen A2-A4 und B2-B4	122
5.18	Halblinse aus Blei mit 1400 mm Brennweite, Ablenkung des Neutronenstrahls um (5.5 \pm 0.5) mm von der optischen Achse	123
5.19	Verstärkungsfaktor im Halblinsenfokus, Schnitt durch den Fokus in horizontaler und vertikaler Richtung, 2.0 mm Halbwertsbreite in y-Richtung, 1 Pixel = 0.125 mm	124
5.20	Neutronenabsorption in polykristallinem Blei, simuliert bei Wellenlängen von 4.9 Å und 6 Å	125
6.1	Experimentelle Anordnung von Blei- und Siliziumlinse mit 2-dim. Detektor am Instrument V14	128
6.2	Skizze des Versuchsaufbaus Bleiprismenlinse 1 und Festkörperlinse kombiniert am Neutronenreflektometer V14	128
6.3	Die direkte Sicht in Strahlrichtung durch Blei- und Siliziumlinse auf den 2-dim. Detektor, am V14	129
6.4	PbL+NSL in Fokus Position, in Markierung $I \geq \frac{1}{3}I_{max}$	130
6.5	Halbwertsbreite im Fokus in beiden Dimensionen, 1 Pixel = 0.125 mm	130
6.6	PbL+NSL 20 mm hinter der Fokusposition, in Markierung $I \geq \frac{1}{3}I_{max}$	131
6.7	Halbwertsbreite 20 mm hinter der Fokusposition in x- und y-Richtung, 1 Pixel = 0.125 mm	131

6.8	PbL+NSL 40 mm hinter dem Fokus, in Markierung $I \geq \frac{1}{3}I_{max}$	132
6.9	Halbwertsbreite 40 mm hinter dem Fokus in Strahlebene, 1 Pixel = 0.125 mm	132
6.10	Bleilinse und Festkörperlinse im Fokus bei 30 bis 31 mm	133
6.11	Bleilinse + NSL, Halbwertsbreite und Verstärkung gemessen bei verschiedenen Abständen vom Fokus der beiden Linsen zum De- tektor	135
6.12	Kapillarlinsen 61 mm, Eintrittsebene, Glasfasern im Querschnitt, 500-fache Vergrößerung, 1 Skt = 2 μm	137
6.13	Kapillarlinsen 61 mm, Austrittsebene, Glasfasern im Querschnitt, 500-fache Vergrößerung, 1 Skt = 2 μm	137
6.14	Skizze des Versuchsaufbaus mit Kapillarlinsen am Neutronenre- flektometer V14	138
6.15	Intensitätsverteilung im Fokus, Kapillarlinsen 61 mm lang, 77 mm Brennweite, $\lambda = 4.9 \text{ \AA}$	140
6.16	Verstärkungsfaktor im Linsenfokus bei 77 mm, Schnitt durch den Fokus in horizontaler und vertikaler Richtung, 0.9 mm Halb- wertsbreite in x- und y-Richtung, 1 Pixel = 0.125 mm	140
6.17	Intensitätsverteilung 50 mm hinter dem Fokus, Kapillarlinsen 61 mm lang, 77 mm Brennweite, $\lambda = 4.9 \text{ \AA}$	141
6.18	Verstärkungsfaktor 50 mm hinter dem Linsenfokus, Schnitt durch den Fokus in horizontaler und vertikaler Richtung, 2.5 mm Halb- wertsbreite in x- und y-Richtung, 1 Pixel = 0.125 mm	141
6.19	Intensitätsverteilung 100 mm hinter dem Fokus, Kapillarlinsen 61 mm lang, 77 mm Brennweite, $\lambda = 4.9 \text{ \AA}$	142
6.20	Verstärkungsfaktor 100 mm hinter dem Linsenfokus, Schnitt durch den Fokus in horizontaler und vertikaler Richtung, 4.5 und 4.0 mm Halbwertsbreite in x- und y-Richtung, 1 Pixel = 0.125 mm	142
6.21	Intensitätsverteilung 200 mm hinter dem Fokus, Kapillarlinsen 61 mm lang, 77 mm Brennweite, $\lambda = 4.9 \text{ \AA}$	143
6.22	Verstärkungsfaktor 200 mm hinter dem Linsenfokus, Schnitt durch den Fokus in horizontaler und vertikaler Richtung, 5 mm Halb- wertsbreite in x- und y-Richtung, 1 Pixel = 0.125 mm	143
6.23	Intensitätsverteilung 300 mm hinter dem Fokus, Kapillarlinsen 61 mm lang, 77 mm Brennweite, $\lambda = 4.9 \text{ \AA}$	144
6.24	Verstärkungsfaktor 300 mm hinter dem Linsenfokus, Schnitt durch den Fokus in horizontaler und vertikaler Richtung, 5 mm Halb- wertsbreite in x- und y-Richtung, 1 Pixel = 0.125 mm	144
6.25	Kapillarlinsen 61 mm, Halbwertsbreite und Verstärkung gemessen bei variablem Abstand vom Linsenende zum Detektor	146
6.26	Messaufbau - Experiment: Kapillaroptik mit Probe aus Stahlkü- gelchen	148
6.27	1 mm Stahlkügelchen auf Aluminiumfolie	149

6.28	Profilspektren in x-Richtung, gemessen ohne und mit 61 mm Multikapillarlinse und Probe, mittlerer spitzer Peak aus Messung mit Linse und Stahlkugelchen ergibt $\text{FWHM} = 4.9$ mm ermittelt durch eine Gauß'sche Fit-Funktion	150
6.29	Differenzbild aus dem Spektrum der Kapillarlinse mit und ohne das Aluminiumplättchen, die Achsenwerte sind Pixel, die Intensität ist durch verschiedene Farbwerte kodiert, Halbwertsbreite ist etwa 5 mm	151
6.30	Die bestrahlte Probe: Aluminiumplättchen mit 1mm Stahlkugelchen, darüber wurde das Differenzspektrum 6.29 gelegt - grün, gelb und rot entspricht erhöhter Neutronenabsorption durch die Stahlkugelchen	151

Tabellenverzeichnis

1.1	Einteilung der Neutronen nach Energiebereichen bzw. Wellenlänge und Temperatur	18
1.2	Quellenvergleich nach Strahlgröße, Divergenz und Leuchtfleck [10]	27
1.3	Helligkeit und Fluss der Neutronen- und Röntgenquellen im Vergleich, sogenannte „Bending Magnets“ und Undulatoren sind die Ablenkeinheiten für den Elektronenstrahl in Synchrotrons [11] . .	27
2.1	verschiedene Materialien für die Neutronenbrechung, charakterisiert nach Dichte, linearem Absorptionskoeffizient und Brechkraft, gemessen mit (1.8 Å)-Neutronen [57]	58
2.2	Vergleich der verschiedenen neutronenoptischen Fokussierungsmethoden nach Wellenlänge, Verstärkungsfaktor, Dimension, experimentell/theoretisch ermitteltem Wert und Halbwertsbreite(FWHM), die Tabelle ist in 3 Blöcke unterteilt für reflektive, refraktive und magnetische Fokussierung von Neutronen, freie Felder bedeuten, es sind keine verlässlichen Werte bekannt.	69
2.3	Beispiele fokussierender Neutroneninstrumentierung [10]	69
3.1	Daten des mit einem Ionenstrahlmikroskop kombinierten Rasterelektronenmikroskop Crossbeam 1540 EsB von Zeiss, FEG ist die englische Abkürzung für Feldemissionskanone und LMIS für die flüssige Metallionenquelle.	75
4.1	Daten der Wafermessung der Festkörperlinse am Profilometer Dektak 3030, Messungen wurden in Längsrichtung des Wafers durchgeführt, wichtigster Parameter ist der Biegeradius, hier zwischen 3.0 und 30.0 m	87
4.2	Siliziumabsorption in der Festkörperlinse	95
4.3	Daten des Linsen-Glas-Experiments, Halbwertsbreiten und Intensitäten	98
5.1	Abmessungen der verwendeten Bleiprismenlinsen	117
5.2	Überblick der Messungen der Refraktionslinsen am V14	117
5.3	Instrumentenparameter für die Messungen der Refraktionslinsen am V14	117

6.1	Überblick der Messungen der kombinierten Refraktions- und Reflexionslinse am Neutronenreflektometer V14	128
6.3	Parameter der getesteten Kapillarlinsen	136
6.4	Parameter und Messergebnisse der Kapillarlinse	138
7.1	Brennweite, Halbwertsbreite im Fokus, Verstärkung im Fokus und die Neutronentransmission der gemessenen Neutronenlinsen	154

Liste der Veröffentlichungen

Die Ergebnisse der Messungen an der Festkörperlinse aus dem 4. Kapitel dieser Dissertation wurden im BENS-Report 2007 veröffentlicht:

- Bartmann, R. et al. Improved focusing lens and Nickel/Titanium monochromator, *BENS-Experimental Reports*, **2007**.
- Bartmann, R. et al. Double-sided focusing solid state lens, *BENS-Experimental Reports*, **2007**.