

Hochauflösende Röntgenpolarimetrie

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades
doctor rerum naturalium (Dr. rer. nat)



seit 1558

vorgelegt dem Rat der Physikalisch-Astronomischen Fakultät
der Friedrich-Schiller-Universität Jena

von Dipl. Phys. Berit Marx-Glowna
geboren am 23.10.1984 in Zeitz

Gutachter:

1. Prof. Dr. Gerhard G. Paulus
Institut für Optik und Quantenelektronik
Friedrich-Schiller-Universität Jena
2. Prof. Dr. Andreas Magerl
Institut für Physik der kondensierten Materie
Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg
3. Prof. Dr. Tim Salditt
Institut für Röntgenphysik
Georg-August-Universität Göttingen

Tag der Disputation:

18.5.2017

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen der Röntgenpolarimetrie	3
2.1	Allgemeiner Formalismus zur Beschreibung von Polarisationsmessungen .	3
2.1.1	Polarisationsellipse	3
2.1.2	Stokes-Parameter	4
2.1.3	Polarisationsgrad	4
2.1.4	Müllermatrix	5
2.1.5	Polarizance	5
2.1.6	Polarisationsreinheitsgrad	5
2.2	Röntgenquellen für hochauflösende Polarimetrie	6
2.2.1	Synchrotron der dritten Generation	6
2.2.2	Freie-Elektronen-Laser	10
2.3	Wechselwirkung von Röntgenstrahlung mit Kristallen	12
2.3.1	Absorption	14
2.3.2	Dynamische Theorie	18
3	Methoden der Präzisionspolarimetrie	22
3.1	Braggreflexion nahe $\theta_B = 45^\circ$	22
3.2	Mehrfachreflexionen	24
3.3	Asymmetrische Reflexionen	27
3.4	Mehrstrahlfall	33
3.5	Präparation der Channelcutkristalle	34
3.5.1	Ausgangsmaterial	34
3.5.2	Kristallorientierung	34
3.5.3	Sägen der Kristalle	35
3.5.4	Bearbeitung der Oberflächen	37
3.5.5	Messung der präparierten Channelcutkristalle	40
3.6	Präparation der Quasichannelcutkristalle	49
3.6.1	Dicke Kristalle	49
3.6.2	Dünne Kristalle	50

3.6.3	Performance der Quasichannelcutkristalle	55
3.7	Einfluss der Röntgenquelle auf den Polarisationsreinheitsgrad	60
3.7.1	Einfluss der Polarisation der Quelle	60
3.7.2	Divergenz und Energiebandbreite	61
3.7.3	Höhere Harmonische	62
4	Polarimeterkonzeption	67
4.1	Channelcutpolarimeter	67
4.2	Quasi-Channelcutpolarimeter	68
5	Anwendung von hochauflösenden Röntgenpolarimetern	73
5.1	Messungen an Undulatorstrahlung	73
5.1.1	Synchrotron der dritten Generation	73
5.1.2	Freie-Elektronen-Laser	78
5.2	Kernresonanzstreuung	81
5.3	Faradayrotation von Röntgenstrahlung durch hohe Magnetfelder in dichten Plasmen	88
5.4	Vakuumdoppelbrechung	95
6	Zusammenfassung und Ausblick	97
	Literatur	99
	Ehrenwörtliche Erklärung	107
	Danksagung	108

1 Einleitung

Die Polarimetrie im sichtbaren Bereich blickt auf eine lange Geschichte zurück. Schon 1669 berichtet Erasms Bartholin in seinem Buch „*Experimenta crystalli islandici diadactastici quibus mira et insolita refractio detegitur*, Copenhagen 1669“ über Versuche an doppelbrechenden Kalkspatkristallen. Acht Jahre später gelang es Christian Huygens diese Doppelbrechung zu erklären und die Polarisation des Lichtes zu entdecken. Obwohl schon 1903 die Polarisation der Röntgenstrahlung durch Barkla festgestellt wurde [1], ist die Röntgenpolarimetrie im Vergleich zum sichtbaren Bereich relativ jung. Erst in den 1950ern wurden erste Einkristallpolarimeter, die auf Braggreflexionen nahe 45° basieren, von Ramaseshan et al. [2] and Chandrasekaran [3] verwendet. Der nächste Entwicklungsschritt folgte erst 1961, als Cole et al. einen Polarisator basierend auf dem Borrmanneffekt entwickelten. 1970 kam es dann zum großen Durchbruch in der Röntgenpolarimetrie. Hart verbesserte den linearen Polarisationsgrad von Röntgenpolarimetern durch Nutzung von Mehrfachreflexionen bei 45° , um Polarisationsphänomene in Kristallen untersuchen zu können [4, 5]. Zur gleichen Zeit folgte der experimentelle Nachweis von Skalicky und Malgrange, dass man Kristalle auch als Phasenplatten nutzen kann [6]. Zahlreiche Untersuchungen zur optischen Aktivität im Röntgenbereich und Polarisationsstudien zur charakteristischen Strahlung folgten [7, 8, 9]. Auch in der Astronomie wurden in diesem Zeitraum die bis heute einzigen erfolgreichen Polarisationsmessungen von Röntgenstrahlung im Krebsnebel mittels eines Braggpolarimeters gemessen [10]. In den letzten Jahren ist das Interesse an hochauflösenden Röntgenpolarimetern, vor allem auf dem Gebiet der Kernresonanzstreuung, gestiegen [11, 12, 13].

Der Grund für die Entwicklung von Präzisionspolarimetern in dieser Arbeit geht von einem Projekt aus, bei dem die Doppelbrechung des Vakuums in einem ultraintensiven Laserfeld gemessen werden soll.

Obwohl die Quantenelektrodynamik (QED) eine der bestbestätigsten Theorien ist, fanden die bisher verifizierenden Experimente nur in einem Gebiet statt, wo die involvierten elektromagnetischen Felder weit entfernt von der kritischen Feldstärke, bei der Paarproduktion stattfinden kann, liegen. Die Laserentwicklung in den letzten Jahren hat es ermöglicht Intensitäten von 10^{21}W/cm^2 im Fokus zu erzeugen. In diesem Bereich sagt die QED den Effekt der Vakuumdoppelbrechung voraus. Abbildung 1.1 zeigt den geplan-

ten experimentellen Aufbau zum Nachweis der Vakuumdoppelbrechung. Ein ultraintensi-

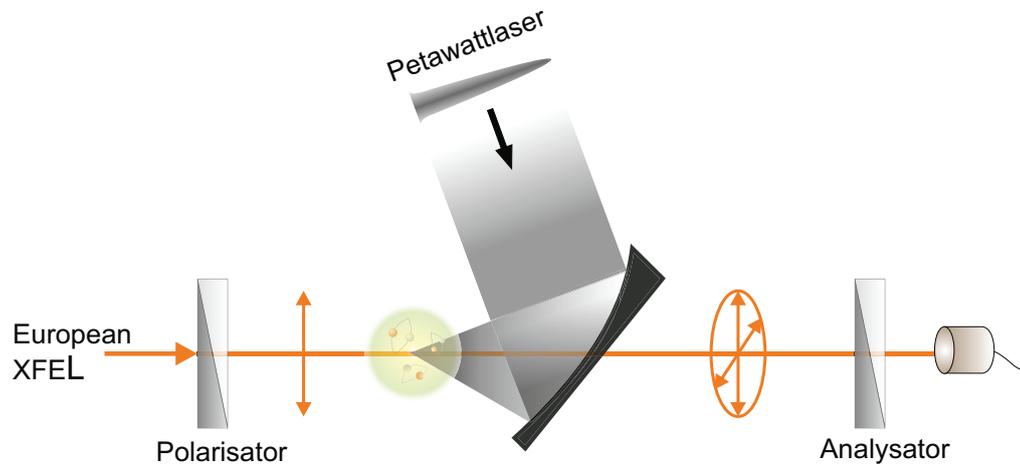


Abbildung 1.1: Experimenteller Aufbau zum Nachweis der Vakuumdoppelbrechung.

ver Laserpuls von einem Petawattlaser wird durch einen Off-Axis Parabolspiegel in einer Ultrahochvakuumkammer fokussiert. Die starken elektromagnetischen Felder des Pulses werden daraufhin die virtuellen Elektron-Positron Fluktuationen des Quantenvakuums ausrichten. Die Unterschiede im Brechungsindex der schnellen und langsamen Richtung des polarisierten Vakuums sind extrem klein und skalieren umgekehrt proportional mit der Wellenlänge. Daher eignen sich Röntgenpulse zum Proben am besten, vorausgesetzt, ein hinreichend hoher linearer Polarisationsgrad kann realisiert werden.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Konzeption und Umsetzung eines Präzisionspolarimeters u.a. zum Nachweis der Vakuumdoppelbrechung. Dazu widmet sich das zweite Kapitel einführend der Terminologie und den wichtigsten Formeln in der Röntgenpolarimetrie. Darauf aufbauend werden im dritten Kapitel die verschiedenen Methoden zur Umsetzung des Präzisionspolarimeters beschrieben. Das vierte Kapitel befasst sich mit den realisierten Aufbauten von Polarimetern, die auf Channelcutkristallen basieren. Abschließend wird ein Teil der realisierten Messungen zur Anwendung des Polarimeters vorgestellt. Die Promotionsarbeit schließt an meine Diplomarbeit [14] an, in der der Polarisationsreinheitsgrad von Röntgenpolarimetern bereits um eine Größenordnung verbessert werden konnte. Die Dissertation erfolgte in enger Zusammenarbeit mit Kai Sven Schulze, dessen Promotionsthema sich mit weiteren Anwendungsmöglichkeiten von Präzisionspolarimetern und der Umsetzung eines Polarimeters basierend auf den Borrmann-Effekt, beschäftigt.

2 Grundlagen der Röntgenpolarimetrie

2.1 Allgemeiner Formalismus zur Beschreibung von Polarisationsmessungen

Es existieren verschiedene Formalismen, um den Polarisationszustand des Lichtes zu beschreiben. Im folgenden Kapitel werden kurz die am häufigsten verwendeten behandelt.

2.1.1 Polarisationsellipse

Die Polarisation des Lichtes lässt sich durch die zeitlich ändernden E-Feld Vektoren eines sich ausbreitenden Wellenfeldes an einem festen Ort beschreiben. In einem gewöhnlichen Medium liegen diese Vektoren in einer Ebene senkrecht zur Wellenfront. Die Endpunkte der elektrischen Feldvektoren beschreiben eine Ellipse, die durch Gleichung (2.1) beschrieben werden kann [15].

$$\frac{E_x^2}{E_{0x}^2} + \frac{E_y^2}{E_{0y}^2} - 2 \frac{E_x}{E_{0x}} \frac{E_y}{E_{0y}} \cos \delta = \sin^2 \delta \quad (2.1)$$

Die Gleichung der Polarisationsellipse lässt sich durch (Abb. 2.1) darstellen. Der Winkel

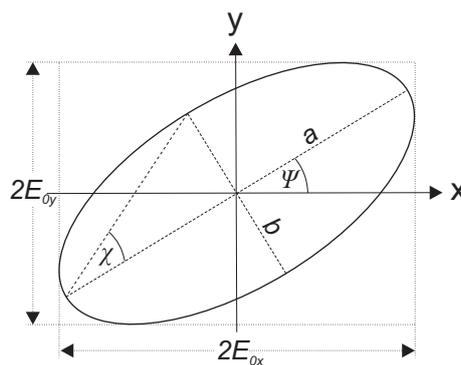


Abbildung 2.1: Darstellung der Polarisationsellipse.

$\psi (0 \leq \psi \leq \pi)$ beschreibt die Verkippung der Ellipse zur Hauptachse. Die Elliptizität wird durch den Winkel χ beschrieben. Mit b wird die kleine und mit a die große Halbachse der Ellipse bezeichnet.

2.1.2 Stokes-Parameter

Eine Darstellung des Lichtes mit Hilfe der Polarisationsellipse ist nur möglich, wenn das Licht vollständig polarisiert ist. Darüber hinaus wird die Polarisationsellipse von den E-Feld Vektoren in einer sehr kurzen Zeit beschrieben. Es wäre also geeigneter einen Formalismus zu verwenden, der die Polarisation durch Observablen darstellt. Dieser wurde 1852 von G.G. Stokes entwickelt [16]. Er beschreibt den Polarisationszustand einer elektromagnetischen Welle über 4 Messgrößen, die heute als Stokes-Parameter bezeichnet werden. Basierend auf einer elektromagnetischen Welle, die sich in z-Richtung ausbreitet $\vec{E}(z, t) = E_{0x} \cos(\omega t - kz) + E_{0y} \cos(\omega t - kz + \delta)$, sind sie definiert über:

$$\begin{aligned} S_0 &= E_{0x}^2 + E_{0y}^2 &= I \\ S_1 &= E_{0x}^2 - E_{0y}^2 &= I_P \cdot \cos 2\chi \cdot \cos 2\psi \\ S_2 &= E_{0x} E_{0y} \cos \delta &= I_P \cdot \cos 2\chi \cdot \sin 2\psi \\ S_3 &= E_{0x} E_{0y} \sin \delta &= I_P \cdot \sin 2\chi \end{aligned} \quad (2.2)$$

Dabei bezeichnet der erste Parameter S_0 die Gesamtintensität I des Lichtes. Der Zweite und Dritte charakterisiert den Anteil des linear polarisierten Lichtes in horizontaler und vertikaler Richtung (S_1), sowie in $+45^\circ$ und -45° Richtung (S_2). Dementsprechend beschreibt der letzte Parameter S_3 die Menge an zirkular polarisiertem Licht. Die Stokes-Parameter lassen sich auch in den Größen der Polarisationsellipse ausdrücken (zweiter Teil von Gl. 2.2). Dabei bezeichnet I_P den polarisierten Anteil der Intensität. Demzufolge sind 6 Intensitäten zu messen, um den Polarisationszustand eines Strahls zu bestimmen. Vier Intensitäten mit einem Analysatorwinkel χ von $0^\circ, 45^\circ, 90^\circ, 135^\circ$ und zwei Intensitäten mit einer $\lambda/4$ -Platte dazwischen. Die Poincarékugel wird verwendet, um Stokesvektoren $\vec{S} = (S_0, S_1, S_2, S_3)$ für komplett polarisiertes Licht ($S_0^2 = S_1^2 + S_2^2 + S_3^2$) zu beschreiben.

2.1.3 Polarisationsgrad

Der Polarisationsgrad DOP (vom Englischen - degree of polarization) eines Lichtstrahls kann aus den Stokesparametern folgendermaßen bestimmt werden:

$$DOP = \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}}{S_0} \quad (2.3)$$

Auf dieselbe Weise ist der lineare Polarisationsgrad definiert als:

$$DOLP = \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2}}{S_0} \quad (2.4)$$

2.1.4 Müllermatrix

Die Müllermatrizen wurden 1940 von H. Müller eingeführt, um optische Elemente zu beschreiben, die die Polarisation ändern. Sie ist definiert als die Transformationsmatrix, die den Stokesvektor des auf ein optisches Element einfallenden Lichtstrahls in Bezug zu dem Stokesvektor des von einem optischen Element ausfallenden Lichtstrahls setzt (Gl. 2.5).

$$\begin{pmatrix} S'_0 \\ S'_1 \\ S'_2 \\ S'_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} & M_{13} & M_{14} \\ M_{21} & M_{22} & M_{23} & M_{24} \\ M_{31} & M_{32} & M_{33} & M_{34} \\ M_{41} & M_{42} & M_{43} & M_{44} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} \quad (2.5)$$

2.1.5 Polarizance

Die Polarizance (frei übersetzt: Polarisierfähigkeit) ist definiert als der Polarisationsgrad, den ein einfallender, unpolarisierter, monochromatischer Lichtstrahl in einem Polarisator erzeugt [17].

$$P = \frac{\sqrt{M_{21}^2 + M_{31}^2 + M_{41}^2}}{M_{11}} \quad (2.6)$$

2.1.6 Polarisationsreinheitsgrad

Für die in der Arbeit verwendeten Channel-Cut Kristalle wurde von Alp et al. der Polarisationsreinheitsgrad δ_0 definiert [12]. Für die extrem polarisierenden Channel-Cut Polarisatoren umgeht diese Definition die Unhandlichkeit vielstelliger Zahlen, die ein linearer Polarisationsgrad nahe dem Wert 1 bringen würde. δ_0 beschreibt das Verhältnis des transmittierten Flüsse von π -Polarisation zu σ -Polarisation der Röntgenstrahlung, die in einem Channel-Cut Kristall gebeugt wird.

$$\delta_0 = \frac{T_\pi}{T_\sigma} \quad (2.7)$$

Der transmittierte Fluss T berechnet sich aus den Integralen von Divergenzwinkel und Energiebandbreite der einfallenden Strahlung über die spezifische Beugungsfunktion des Kristalls multipliziert mit der spektralen Brillanz B der Quelle.

$$T = \int \int I_{(\pi,\sigma)}^m(\Delta\theta, E_0 + \epsilon) B(\Delta\theta, E_0 + \epsilon) d\Delta\theta d\epsilon. \quad (2.8)$$

Dabei beschreibt I die Beugungsfunktion (Reflexionskurve) des Kristalls und m die Anzahl von Reflexionen im Channel-Cut.

Die Brillanz als Maß für die spektrale Leistungsdichte einer Strahlquelle berechnet sich

aus der Anzahl der Photonen, die pro Zeitintervall dt , pro strahlender Fläche dA_Q und pro relatives Energieband $\frac{dE}{E}$, in ein Raumwinkelement $d\Omega$ abstrahlen.

$$B = \frac{d^4n}{dt dA_Q d\Omega \frac{dE}{E}} \quad (2.9)$$

2.2 Röntgenquellen für hochauflösende Polarimetrie

Ein hochauflösendes Röntgenpolarimeter erfordert eine hohe Brillanz der Röntgenstrahlung. Die höchsten Brillanzen können heutzutage mit sogenannten Freie-Elektronen-Lasern (FELs) und Synchrotrons der dritten Generation erzeugt werden. Die hohe Brillanz der Strahlung beruht in beiden Anlagen auf einer Einheit, die aus periodisch angeordneten Dipolmagneten besteht, den sogenannten Undulatoren. Die im Vorfeld durch Linearbeschleuniger auf relativistische Geschwindigkeiten ($\vec{\beta} \cdot c$) beschleunigten Elektronen werden im Undulatormagnetfeld durch die Lorentzkraft F_L auf eine periodisch verlaufende Bahn gezwungen. Daher stammt auch die Bezeichnung Undulator, das im Englischen „to undulate“ sich wellenförmig bewegen bedeutet.

2.2.1 Synchrotron der dritten Generation

Im folgendem Kapitel, das sich nach dem Buch von Hofmann richtet [18], werden die Entstehung und die charakteristischen Eigenschaften der Undulatorstrahlung beschrieben.

Elektronenbewegung in einem Undulator

In einem Synchrotron der 3. Generation befinden sich die Undulatoren in geraden Teilstücken des Speicherrings. Um die Störungen der Elektronenbahn im Speicherring so gering wie möglich zu halten, sollte die Auslenkung und Krümmung der Elektronenbahn am Ende des Undulators verschwindend klein sein. In einem planaren Undulator der Länge L_U , bestehend aus N_U Perioden der Länge λ_U , gilt daher:

$$x(-L_U/2) = x(L_U/2) \text{ und } \frac{dx}{dz}(-L_U/2) = \frac{dx}{dz}(L_U/2) = 0 \quad (2.10)$$

Das Magnetfeld des Undulators im Vakuum lässt sich mit $k_u = \frac{2\pi}{\lambda_u}$ nach [19] folgendermaßen beschreiben:

$$\vec{B} = \begin{pmatrix} 0 \\ B_0 \cosh(k_U y) \cos(k_U z) \\ -B_0 \sinh(k_U y) \sin(k_U z) \end{pmatrix} \quad (2.11)$$

2 Grundlagen der Röntgenpolarimetrie

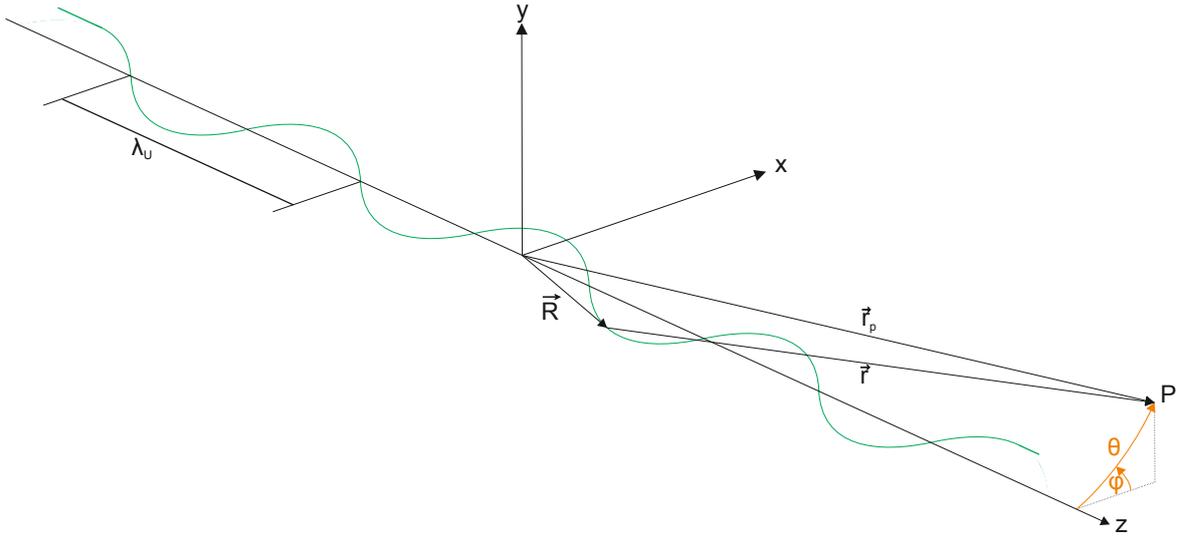


Abbildung 2.2: Elektronenbahn in einem ebenen harmonischen Undulator.

Im Weiteren beschränken wir uns auf die Medianebene $y = 0$, bei der sich das Magnetfeld vereinfacht zu:

$$\vec{B} = B_0 \cos(k_U z) \vec{e}_y \quad (2.12)$$

Damit ergibt sich die durch die Lorentzkraft erzeugte transversale Beschleunigung der relativistischen Elektronen mit dem Lorentzfaktor γ zu:

$$\gamma m_e \vec{a} = -e \vec{v} \times \vec{B} \quad (2.13)$$

Dies führt zu den zwei gekoppelten Differentialgleichungen:

$$\ddot{x} = -\frac{e}{\gamma m_0} B_y \dot{z} \quad \ddot{z} = \frac{e}{\gamma m_0} B_y \dot{x} \quad (2.14)$$

Mit den Anfangsbedingungen $z(0) = 0$, $\dot{x}(0) = 0$, $\dot{z}(0) = \beta c$ und der Konstanz der Geschwindigkeit $\dot{x}^2 + \dot{z}^2 = \beta^2 c^2$ ergibt sich nach einfacher Integration:

$$x' = \frac{dx}{dz} = -\frac{K_U \sin(k_U z)}{\beta \gamma \sqrt{1 - \frac{K_U^2}{\beta^2 \gamma^2} \sin^2(k_U z)}} \quad \text{mit} \quad K_U = \frac{e B_0}{m_0 c k_U} \quad (2.15)$$

Dabei wurde der Undulatorparameter K_U eingeführt. Er beschreibt das Verhältnis aus der Bewegungsbahn der Teilchen und dem Öffnungswinkel der Strahlung. Für kleine $K_U < 1$ liegt der Ablenkungswinkel der Teilchen im Abstrahlkegel (halbe Emission), so dass es zur Überlagerung der abgestrahlten Strahlung kommt. Dies wird als schwacher Undulator bezeichnet. Bei einem starken Undulator $K_U > 1$ ist der Auslenkwinkel der Teilchen größer als der Öffnungswinkel und führt zu einer starken Modulation des emit-

tierten Feldes.

Mit den Näherungen für einen starken Undulator, dass $\frac{K_U}{\beta\gamma}$ -Terme größer der Ordnung 2 vernachlässigt werden können und der Abstand des Beobachters im Vergleich zur Undulatorlänge sehr groß ist, ergibt sich aus 2.15 und der Gleichung für die Konstanz der Geschwindigkeit die Bewegungsgleichung:

$$\vec{R}(t') = \left[\frac{K_U}{\beta\gamma k_U} \cos(\Omega_U t'), 0, \beta^* c t' + \frac{K_U^2}{8\beta^2 \gamma^2 k_U} \sin(2\Omega_U t') \right], \quad \text{mit } \Omega_U = k_u \beta c \quad (2.16)$$

Da die Bewegung der Ladung im Undulator periodisch ist, lässt sich auch das abgestrahlte elektrische Feld in Fourierreihen zerlegen und aus den Liénard-Wichert-Gleichungen und Gl. 2.16 zu Gl. 2.17 berechnen.

$$\vec{E}(t_p) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \vec{E}_m e^{im\omega_1 t_p}, \quad \vec{E}_m = \frac{iem\omega_1^2}{8\pi^2 \epsilon_0 c r_p} \int_0^{T_0} \frac{[\gamma^* \theta \cos \phi + K_u^* \sin(\Omega_u t'), \gamma^* \theta \sin \phi, 0]}{\gamma^*} \times e^{(-im(\Omega_u t' - b_u \cos(\Omega_u t') - a_u \sin(2\Omega_u t')))} dt' \quad (2.17)$$

T_0 bezeichnet dabei die Periodendauer. Die reduzierte Beobachtungszeit $t_p = t' + r/c - r_p/c$ berechnet sich aus dem Emissionszeitpunkt t' , addiert mit der Zeit, die die Strahlung vom Abstrahlpunkt zum Beobachter braucht, reduziert um die Zeit, die die Strahlung vom Zentrum des Undulators zum Beobachter benötigt. Die Winkel ϑ und ϕ beschreiben Kugelkoordinaten mit Koordinatenursprung im Zentrum des Undulators (Abb. 2.2). $K_u^* = K_u / \sqrt{1 + K_u^2/2}$ und $\gamma^* = \gamma / \sqrt{1 + K_u^2/2}$ werden als reduzierter Undulatorparameter und Gammafaktor bezeichnet. Die fundamentale Kreisfrequenz des Undulators außerhalb der Achse wird mit ω_1 definiert.

Der Poyntingvektor \vec{S} ist ein Maß für die Energie U , die von einem Beobachter pro Flächeneinheit und Zeitintervall empfangen wird. Daraus lässt sich die Leistung, die von den Ladungen pro Winkel und Zeiteinheit emittiert wird über $dP/d\Omega = dU^2/(d\Omega dt')$ berechnen. Um die Eigenschaften der starken Undulatorstrahlung zu quantifizieren, kann daraus die spektrale, winkelabhängige Leistungsdichte bestimmt werden zu:

$$\frac{d^2 P}{d\Omega d\omega} = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{d^2 P_m}{d\Omega d\omega} = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{2r_p^2 |\vec{E}_m|^2}{\mu_0 L} \quad (2.18)$$

Durch Umschreiben der exponentiellen trigonometrischen Funktionen in Besselfunktionen J_n lässt sich Gl. 2.17 integrieren und damit Gl. 2.18 folgendermaßen umformen:

$$\frac{d^2 P_m}{d\Omega d\omega} = \underbrace{\frac{r_0 c m_0 c^2 k_u^2 K_u^2 \gamma^2}{3}}_{P_u} \gamma^{*2} [F_{m\sigma}(\vartheta, \phi) + F_{m\pi}(\vartheta, \phi)] f_N(\Delta\omega_m) \quad (2.19)$$

2 Grundlagen der Röntgenpolarimetrie

Die spektrale, winkelabhängige Leistungsdichte der Harmonischen m ist abhängig von der im Mittel emittierten Leistung P_u einer Ladung, die wiederum eine Funktion des klassischen Elektronenradius r_0 , der Lichtgeschwindigkeit c und der Ruhemasse der Ladung m_0 ist.

Die normierten Winkelverteilungsfunktionen für die σ - und π -Komponente Gl. (2.20)

$$F_{m\sigma}(\vartheta, \phi) = \frac{3m^2}{\pi(1 + K_u^2/2)^2 K_u^{*2}} \frac{(2 \sum_{m_1} \gamma^* \vartheta \cos \phi - \sum_{m_2} K_u^*)^2}{(1 + \gamma^{*2} \vartheta^2)^3} \quad (2.20a)$$

$$F_{m\pi}(\vartheta, \phi) = \frac{3m^2}{\pi(1 + K_u^2/2)^2 K_u^{*2}} \frac{(2 \sum_{m_1} \gamma^* \vartheta \sin \phi)^2}{(1 + \gamma^{*2} \vartheta^2)^3} \quad (2.20b)$$

beinhalten die Besselfunktionen Gl. 2.21, die von den Parametern a_u und b_u Gl. 2.22 abhängen.

$$\sum_{m_1} = \sum_{l=-\infty}^{\infty} J_l(ma_u) J_{m+2l}(mb_u) \quad (2.21a)$$

$$\sum_{m_2} = \sum_{l=-\infty}^{\infty} [J_l(ma_u) J_{m+2l+1}(mb_u) + J_{m+2l-1}(mb_u)] \quad (2.21b)$$

$$a_u = \frac{K_u^{*2}}{4(1 + \gamma^{*2} \vartheta^2)} \quad b_u = \frac{2K_u^* \gamma^* \vartheta \cos \phi}{1 + \gamma^{*2} \vartheta^2} \quad (2.22)$$

Der letzte Term aus Gl. 2.19 beschreibt die spektrale Abhängigkeit (Gl. 2.23), die von der Periodenanzahl im Undulator N_u und der Abweichung der Frequenz von der Frequenz der höheren Harmonischen ($\Delta\omega_m = \omega - m\omega_1$) abhängt.

$$f_N(\Delta\omega_m) = \frac{N_u}{\omega_1} \left(\frac{\sin\left(\frac{\Delta\omega_m}{\omega_1} \pi N_u\right)}{\frac{\Delta\omega_m}{\omega_1} \pi N_u} \right)^2 \quad (2.23)$$

Aus den Winkelverteilungsfunktionen ist ersichtlich, dass die π -Komponente für die xz -Ebene ($\phi = 0^\circ$) verschwindet und damit die Undulatorstrahlung auf der Horizontalen linear polarisiert ist. Abbildung 2.3 veranschaulicht diesen Sachverhalt bis zur dritten Harmonischen.

2 Grundlagen der Röntgenpolarimetrie

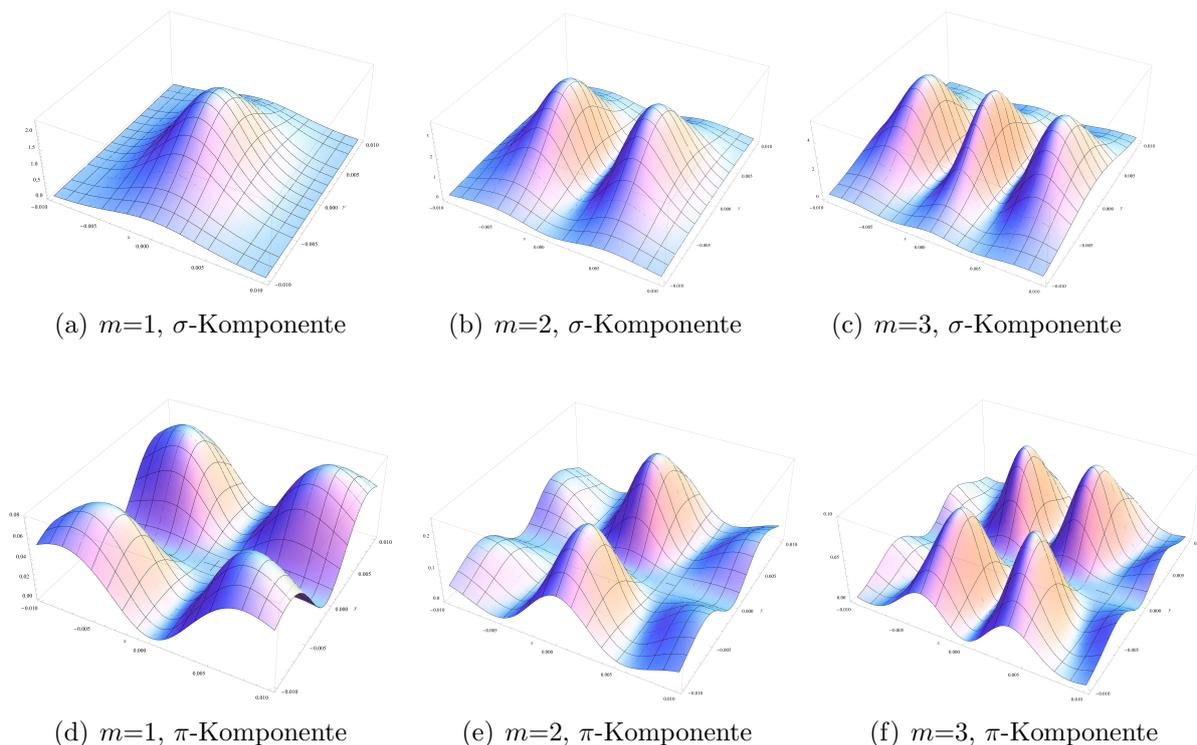


Abbildung 2.3: Winkelleistungsdichte eines starken Undulators ($K_u = 1.75$) von der 1. - 3. Harmonischen.

2.2.2 Freie-Elektronen-Laser

FEL's werden auch als Röntgenquellen der vierten Generation bezeichnet. Die Peakbrillanz des derzeit stärksten FEL's in Stanford liegt bei $2 \cdot 10^{33}$ Photonen /s /mm² /mrad² /0.1% Bandbreite [20]. Im Vergleich dazu liegt die Brillanz eines Synchrotrons der 3. Generation bei 10^{21} Photonen /s /mm² /mrad² /0.1% Bandbreite. Dieser Wert entspricht in etwa auch der mittleren Brillanz des FEL's. Ein FEL für den Röntgenbereich unterscheidet sich von einem konventionellen Laser. Das aktive Medium besteht aus freien Elektronen, die z.B. mit dem Magnetfeld eines Undulators wechselwirken und nicht aus einem Atom- oder Molekülsystem, in dem eine Besetzungsinversion erzeugt wird [21]. Das hat zum Vorteil, dass die Energie eines FEL's veränderbar ist und nicht durch diskrete Energieübergänge festgelegt ist. Außerdem hat der FEL ideale Beugungseigenschaften, da die elektromagnetische Feldverstärkung im Vakuum stattfindet [22].

Der Aufbau und die Funktionsweise eines FEL's wird im folgenden beispielhaft für den LCLS (linac coherent light source) in Stanford beschrieben, da ein Teil der Polarimetriemessungen dieser Arbeit dort stattfanden. Abbildung 2.4 zeigt den schematischen Maschinenaufbau von LCLS. Die Elektronenpakete mit einer Ladung von bis zu 0.25 nC werden durch eine laserbetriebene RF-Elektronenkanone (im Bild e⁻I) mit einer

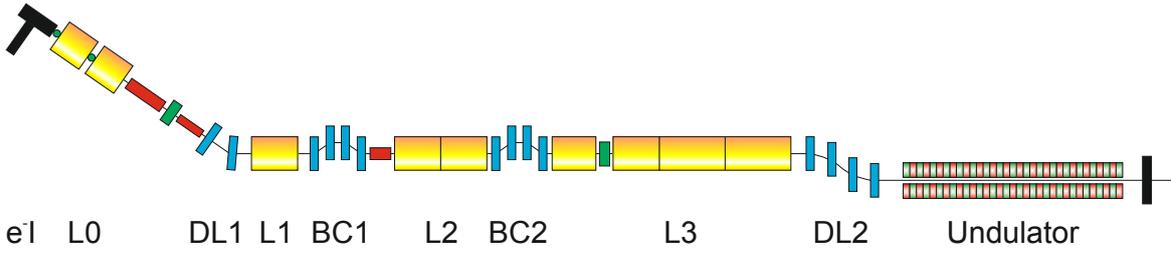


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung (nicht maßstabsgerecht) der wichtigsten Komponenten von LCLS.

Repetitionsrate von bis zu 120 Hz erzeugt. Anschließend werden sie über Linacs (L0, L1, L2, L3) in vier Stufen auf bis zu 14.35 GeV beschleunigt. Dazwischen verkürzen zwei Bunchkompressoren (BC1 und BC2), die jeweils aus 4 Dipolmagneten bestehen, die Elektronenpakete auf bis zu 1 μm , bei einem Peakstrom von 3 kA. Über das DL2 (high-energy **dog-leg** bend system) werden die Elektronenpakete schließlich in den 132 m langen, ebenen Undulator [23] mit fokussierenden Quadrupolmagneten geleitet. Die 33 Segmente des Undulators haben eine Periodenlänge von 30 mm und einen Abstand von 6.8 mm mit einem Magnetfeld von 1.25 T.

Im Undulator wechselwirken die emittierten Photonen mit den emittierenden Elektronen. Pro Undulatorperiode fallen dabei die Elektronen um λ_1 (Gl.2.24) gegenüber den Photonen zurück. Je nach Phase werden dadurch die Elektronen im Paket entweder langsamer oder schneller.

$$\lambda_1 = \frac{\lambda_U}{2\gamma^2} \left(1 + \frac{K_U^2}{2} \right) \quad (2.24)$$

Dies führt zu einer Mikromodulation der Elektronenpaketdichte mit λ_1 und damit zur kohärenten Abstrahlung für gewisse Randbedingungen. Die abgestrahlte Gesamtintensität ist damit proportional zum Quadrat der Summe über die E-Feldamplituden der einzelnen Elektronen und nicht nur zur Summe der einzelnen Intensitäten. Entlang des Undulators steigert sich die Gesamtintensität I der Welle exponentiell (Gl. 2.25), bis nach einer Wegstrecke L_S eine Sättigung eintritt.

$$I = I_0 \exp\left(\frac{x}{L_G}\right) \quad (2.25)$$

Der Abstand, bei dem die Intensität um den Faktor $e \approx 2.72$ steigt, wird als L_G (gain length) definiert (Gl. 2.26).

$$L_G = \frac{\lambda_U}{4\pi\sqrt{3}\rho} \quad (2.26)$$

Der dabei verwendete FEL-Parameter ρ , auch Pierceparameter genannt, wird zur Beschreibung der Effizienz eines FELs verwendet. Er ist folgendermaßen definiert [24]:

$$\rho = \frac{1}{2\gamma} \left[\frac{I_e \lambda_U^2 K_U^2 [JJ]^2}{I_A 8\pi^2 \sigma_x^2} \right] \sim \frac{\text{Strahlungsfeldenergie}}{\text{Elektronenenergie}} \quad (2.27)$$

I_e beschreibt dabei den Elektronenstrom, I_A den Alfvenstrom, σ_x den Strahlquerschnitt und $[JJ] = J_0(d) - J_1(d)$ lässt sich in Besselfunktionen ausdrücken mit $d = K^2/(4+2K^2)$. Es gibt verschiedene Konzeptionstypen von FELs. Der low-gain FEL mit einer Undulatorlänge kleiner als L_G benötigt Spiegel, um die elektromagnetische Strahlung mehrmals den Undulator passieren zu lassen und damit die Sättigung zu erreichen. Da Spiegel für senkrechten Lichteinfall im Röntgenbereich schwierig zu realisieren sind, verwendet LCLS das Prinzip des high-gain FEL. Bei diesem Konzept wird die Sättigung mit einem einzigen Durchlauf der elektromagnetischen Strahlung durch einen entsprechend langen Undulator erreicht. Beim SASE-Modus (self-amplified spontaneous emission) wird dabei die spontane Emission aus dem Schrotrauschen des Elektronenstrahls verstärkt [25]. Die Nachteile dieser Methode sind die schlechte zeitliche Kohärenz und das breite, von Puls zu Puls fluktuierende Spektrum.

Im Seeding-Modus wird ein Seedsignal zum Starten des Verstärkungsprozesses genutzt. Dazu wird beim LCLS die erste Hälfte des Undulators im SASE-Modus betrieben. Die dadurch erzeugten Röntgenstrahlen werden durch einen dünnen Diamantkristall, der zwischen erster und zweiter Undulatorhälfte positioniert ist, in Vorwärtsrichtung Bragg gebeugt. Dadurch entsteht eine zeitliche Wellenform von transmittierten Röntgenpulsen [25]. Die dadurch entstehende zeitliche Verzögerung der Röntgenpulse zum Elektronenbunch liegt im fs-Bereich und kann durch eine kompakte magnetische Schikane zwischen den beiden Undulatorhälften ausgeglichen werden. In der zweiten Hälfte der Undulatoren wird das geseedete Signal verstärkt. Durch das Seeding reduziert sich die Energiebandbreite um das 40 – 50-fache verglichen mit dem SASE-Modus [25]. Für die monochromatische Röntgenstrahlung stehen 2 – 4 mal so viele Röntgenphotonen pro Puls im Vergleich zum SASE-Modus zur Verfügung.

2.3 Wechselwirkung von Röntgenstrahlung mit Kristallen

Die Wechselwirkung von Röntgenstrahlung mit Kristallen findet hauptsächlich mit den Elektronen der Atomhülle statt. Nach der klassischen Dispersionstheorie lassen sich die Elektronen als Dipoloszillatoren mit Eigenfrequenzen, die den Absorptionsfrequenzen

2 Grundlagen der Röntgenpolarimetrie

der Atome entsprechen, beschreiben. Die nachfolgende Beschreibung der Dispersionstheorie richtet sich nach dem Buch von James [26]. Im elektrischen Feld $\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i\omega t}$ der elektromagnetischen Strahlung werden die Elektronen zu einer erzwungenen Schwingung angeregt. Dies lässt sich durch die folgende Bewegungsgleichung für ein Elektron beschreiben:

$$\ddot{\vec{x}} + k\dot{\vec{x}} + \omega_s^2 \vec{x} = \frac{e\vec{E}_0}{m_e} e^{i\omega t} \quad (2.28)$$

Darin bezeichnet \vec{x} die Auslenkung des Elektrons aus der Ruhelage, k den Dämpfungsfaktor, ω_s die Eigenfrequenz ohne Dämpfung und m_e die Masse des Elektrons. Die Lösung der Bewegungsgleichung ist durch Gl. 2.29 gegeben.

$$\vec{x} = \frac{e}{m} \frac{\vec{E}_0 e^{i\omega t}}{\omega_s^2 - \omega^2 + ik\omega} \quad (2.29)$$

Das oszillierende Elektron strahlt nun seinerseits Kugelwellen mit der Amplitude \vec{A} Gl. 2.30 in Fernfeldnäherung ab.

$$\vec{A} = \frac{e^2}{mc^2} \frac{\omega^2 \vec{E}_0}{\omega_s^2 - \omega^2 + ik\omega} \quad (2.30)$$

Das Verhältnis aus \vec{A} zur Amplitude eines freien oszillierenden Elektrons ($k = 0$, $\omega_s = 0$) lässt sich durch den Atomformfaktor f (Gl. 2.31) beschreiben.

$$f = \frac{\omega^2}{\omega^2 - \omega_s^2 - ik\omega} = \underbrace{\frac{\omega^2(\omega^2 - \omega_s^2)}{(\omega^2 - \omega_s^2)^2 + k^2\omega^2}}_{f'} + i \underbrace{\frac{k\omega^3}{(\omega^2 - \omega_s^2)^2 + k^2\omega^2}}_{f''} \quad (2.31)$$

Betrachtet man nun einen Kristall, der aus N Dipolen pro Einheitsvolumen besteht, so lässt sich der Zusammenhang zwischen Brechzahl und Atomformfaktor folgendermaßen darstellen:

$$n = 1 - \frac{2\pi N e^2}{m\omega^2} f = 1 - \delta + i\beta \quad (2.32)$$

Der zweite Teil der Gleichung 2.32 beschreibt die für Röntgenstrahlung oft genutzte vereinfachte Schreibweise.

Um auf eine weitere viel genutzte Schreibweise des atomaren Streufaktors zu kommen, wird das bisher genutzte klassische Modell durch eine halbklassische Beschreibung ersetzt. In dieser wird davon ausgegangen, dass es nur eine gewisse Wahrscheinlichkeit g_s gibt, das Elektron in einer bestimmten Schale s im Atom anzutreffen ($\sum_s g(s) = Z$).

2 Grundlagen der Röntgenpolarimetrie

Mit dieser sogenannten Oszillatorstärke lässt sich Gleichung 2.31 umschreiben zu:

$$f_n = \sum_s \frac{g(s)\omega^2}{\omega^2 - \omega_s^2 - ik\omega} \quad (2.33)$$

Der Realteil von Gl. 2.33 lässt sich für Frequenzen jenseits der Absorptionskanten und kleinem Dämpfungsfaktor in halbklassischer Beschreibung folgendermaßen vereinfachen:

$$f' = \sum_s \frac{g(s)\omega^2}{\omega^2 - \omega_s^2} = \sum_s g(s) + \sum_s \frac{g(s)\omega_s^2}{\omega^2 - \omega_s^2} = f_0 + \Delta f' \quad (2.34)$$

f_0 wird als normaler Streufaktor bezeichnet und $\Delta f'$ als anormale Dispersionskorrektur. Quantenmechanisch kann man nun noch jeder klassischen Dipolfrequenz ω_s eine Frequenz ω_{kn} zuordnen, die einem Übergang vom Energiezustand k zu n entspricht und der Oszillatorstärke den entsprechenden Koeffizienten für die Übergangswahrscheinlichkeit $g(k, n)$ zwischen den beiden Zuständen. Die Energiezustände k enthalten sowohl diskrete Zustände als auch das Kontinuum, sodass statt der Summierung in Gl. 2.34 eine Integration durchgeführt werden muss ($g_n = \int_{\omega_n}^{\infty} [dg]_n$).

2.3.1 Absorption

Um die Wechselwirkung der Röntgenstrahlung mit dem Kristall besser beschreiben zu können, ist es sinnvoll den lineare Absorptionskoeffizient μ_0 einzuführen. Dieser ist über die Abschwächung der Intensität der Strahlung beim Durchgang durch ein Medium definiert: $\frac{I}{I_0} = e^{-\mu_0 r}$. Durch Einsetzen der komplexen Dispersionsrelation $\frac{\omega}{k} = \frac{c}{n} = \frac{c}{1 - \delta + i\beta}$ in die ebene Welle $\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 e^{-i\omega(t-r/c)} e^{-i(2\pi\delta/\lambda)r} e^{-(2\pi\beta/\lambda)r}$ lässt sich der Zusammenhang zwischen Brechzahl und Absorptionskoeffizient herstellen:

$$\mu_0 = \frac{4\pi\beta}{\lambda} = \frac{4\pi N e^2}{mc} \frac{k\omega^2}{(\omega^2 - \omega_s^2) + k^2\omega^2} \quad (2.35)$$

Für die Absorption pro Dipol ergibt dies:

$$\mu_a = \frac{4\pi e^2 k}{mc} \frac{\omega^2}{(\omega^2 - \omega_s^2) + k^2\omega^2} \quad (2.36)$$

Der atomare Absorptionskoeffizient $\mu_a(\omega)$ ist definiert als Verhältnis aus pro Atom absorbiertes Energie und pro cm^2 einfallender Energie und ist sehr klein abseits von ω_s . Aus Gl. 2.32, Gl. 2.31 und Gl. 2.37 lässt sich der Zusammenhang zwischen atomaren

Absorptionskoeffizient und atomaren Streufaktor bestimmen:

$$\mu_a = \frac{e^2 2\lambda}{mc^2} f'' \quad (2.37)$$

Für die Wechselwirkung der Röntgenstrahlung mit Kristallen setzt sich dieser hauptsächlich aus Beiträgen der Photoabsorption, Comptonstreuung und thermisch diffusen Streuung zusammen.

$$\mu_a = \mu_a^{Ph} + \mu_a^{CS} + \mu_a^{TDS} \quad (2.38)$$

Photoabsorption in Kristallen

Wagenfeld berechnete 1966 die photoelektrische Absorption von Röntgenstrahlen in Kristallen mit Hilfe von wasserstoffähnlichen Eigenfunktionen [27]. Wenn für die Ausbreitungsrichtung der Röntgenstrahlung die x -Richtung und für die Polarisationsrichtung die y -Richtung gewählt wird, lässt sich der photoelektrische Absorptionskoeffizient folgendermaßen formulieren [28]:

$$\mu_a = \frac{4\pi e^2 \hbar^2}{m^2 c^2 K} \sum_{\rho} \sum_{\rho'} \left| \left\langle \rho' \left| \frac{\partial}{\partial y} e^{iKx} \right| \rho \right\rangle \right|^2 \quad (2.39)$$

Dabei steht $\rho = n, l, m$ für die Quantenzahlen des gebundenen Elektrons und $\rho' = n', l', m'$ für die Quantenzahlen des emittierten freien Elektrons. Durch Näherung des Exponentialterms in $e^{iKx} \approx 1 + iKx - \frac{1}{2}K^2x^2$ lässt sich das Problem in eine Überlagerung von Dipol-(D), Quadrupol-(Q) und Oktupolstreuung (O) umwandeln. Mit den Übergangsregeln eines Dipols: $l \rightarrow l' = l \pm 1$, Quadrupols: $l \rightarrow l' = l \pm 2, l = l'$ und Oktupols: $l \rightarrow l' = l \pm 1, l \pm 3$, wobei für $l = 0, l = l'$ verboten ist, ergibt dies beispielsweise für den Absorptionskoeffizient des Elektrons der K -Schale [28]:

$$\mu_{a,K} = \underbrace{\frac{2^7}{3} \pi r_0 \lambda \left(\frac{\lambda}{\lambda_K} \right)^3 \frac{e^{-4z_1/\cot(z_1)}}{1 - e^{-2\pi z_1}}}_{\mu_{a,K}^D} + \underbrace{\frac{2}{5} \mu_{a,K}^D \frac{\lambda_C}{\lambda} \frac{4 - 3\lambda}{\lambda_K}}_{\mu_{a,K}^Q} + \underbrace{\frac{2}{5} \mu_{a,K}^D \frac{\lambda_C}{\lambda} \frac{1 - 2\lambda}{\lambda_K}}_{\mu_{a,K}^{D,O}} \quad (2.40)$$

Die Absorptionskoeffizienten für die L und M -Schalen finden sich in [27]. Berücksichtigt man zusätzlich die Retardierungsfaktoren, ergibt sich folgende Polarisationsabhängigkeit der Multipolterme [29].

$$\begin{aligned} \mu_a^{(h)\sigma} &= \mu_a^D + \mu_a^{D,0} + \mu_a^Q |\cos 2\theta| \\ \mu_a^{(h)\pi} &= (\mu_a^D + \mu_a^{D,0}) |\cos 2\theta| + \mu_a^Q |\cos 4\theta| \end{aligned} \quad (2.41)$$

Comptonstreuung

Der Einfluss der Comptonstreuung auf die Abschwächung der Röntgenstrahlung wurde 1969 von Sano et al. ausführlich beschrieben [30]. Er berechnete sowohl den normalen, als auch den anomalen Absorptionskoeffizienten, indem er separat die Streuung von Röntgenstrahlung an den Valenz- und Kernelektronen betrachtete. Für die Berechnung des Beitrages der Valenzelektronen kann, auf Grund der hohen Energie der Röntgenphotonen, die Kristallstruktur vernachlässigt werden und das Modell des freien Elektronengases angewendet werden. Damit ergibt sich für den normalen Absorptionskoeffizient der Valenzelektronen [30]:

$$\mu_0^{CS} = N_V \frac{8}{3} \pi r_0^2 \left(1 - 2 \frac{\hbar \omega_{K,0}}{mc^2} - \frac{3}{10} \left(\frac{k_F}{K_0} \right)^2 + \frac{9}{70} \left(\frac{k_F}{K_0} \right)^4 \right) \quad (2.42)$$

N_V beschreibt die Dichte der Valenzelektronen, k_F ist die Fermiwellenzahl und r_0 der klassische Elektronenradius. Für den anomalen Absorptionskoeffizienten ergibt sich [30]:

$$\mu_h^{CS} = N_0 \Phi_0 f_h e^{-M(2\pi\vec{h})} \left(f(2\pi\vec{h}) - \frac{3}{8\pi} \int P(\vec{K}'; \vec{K}_0, \vec{K}_h) \sum_{ij} \left| f_{ij}(\vec{K}_0 - \vec{K}') f_{ji}(\vec{K}' - \vec{K}_h) \right| d\Omega \right) \quad (2.43)$$

N_0 ist die Anzahl der Atome im Einheitsvolumen, $\Phi_0 = \frac{8}{3} \pi r_0^2$, $f(\vec{K})$ ist der atomare Streufaktor, $P(\vec{K}'; \vec{K}_0, \vec{K}_h) = \sum_{\lambda=1,2} (\eta_{K,0,\lambda} \cdot \eta_{K',\lambda}) (\eta_{K',\lambda} \cdot \eta_{K,h,\lambda})$ mit dem Polarisations-einheitsvektor η , \vec{K}' dem gestreuten Wellenvektor, $d\Omega$ dem Öffnungswinkel in Richtung \vec{K}' , α_i dem Anfangszustand des Elektrons, α_f dem Endzustand des Elektrons und f_{ij} :

$$f_{ij}(\vec{K}) = \left\langle \alpha_i \left| \sum_i e^{-i\vec{K}\vec{R}_i} \right| \alpha_j \right\rangle \quad (2.44)$$

Der Beitrag der Comptonstreuung steigt mit sinkender Ordnungszahl und kleiner werdender Wellenlänge. Mit größer werdendem reziproken Gittervektor wird der anomale Absorptionskoeffizient kleiner. Sowohl der normale als auch anomale Absorptionskoeffizient ist proportional zur Anzahl der Elektronen im Kristall.

Thermisch diffuse Streuung

Für die Berechnung der thermisch diffusen Streuung wird angenommen, dass der angeregte Zustand des Kristalls sich aus der Anregung der Elektronen und des Gitters zusammensetzt. Unter der Annahme des Einsteinmodells ergibt sich für den normalen Absorptionskoeffizienten [30]:

$$\mu_0^{TDS} = N_0 r_0^2 \int P(\vec{K}'; \vec{K}_0, \vec{K}_0) f(\vec{K}_0 - \vec{K}') (1 - e^{-2M(\vec{K}_0 - \vec{K}')}) d\Omega. \quad (2.45)$$

Der anormale Absorptionskoeffizient lässt sich aus Gl. 2.46 berechnen [30].

$$\mu_h^{TDS} = N_0 r_0^2 f_h \int P(\vec{K}'; \vec{K}_0, \vec{K}_h) f(\vec{K}_0 - \vec{K}') f(\vec{K}' - \vec{K}_h) (e^{-M(2\pi h)} - e^{-M(\vec{K}_0 - \vec{K}') - M(\vec{K}' - \vec{K}_h)}) d\Omega \quad (2.46)$$

Dabei bezeichnet e^{-M} den Debye-Waller-Faktor, der die Temperaturabhängigkeit der Intensität der kohärent elastisch gestreuten Strahlung an einem Gitter beschreibt. Für steigende Temperaturen nimmt sowohl der normale als auch anormale thermische Absorptionskoeffizient zu. Außerdem steigt die Absorption mit größer werdender Ordnungszahl.

Vergleich der Absorptionskoeffizienten für Silizium

Tabelle 2.1 zeigt für zwei in der Arbeit relevanten, verschiedenen Photonenenergien die Absorptionskoeffizienten bei Raumtemperatur im Vergleich. Für die gewählten Photonenenergien sind die Absorptionskoeffizienten von thermisch diffuser - und Comptonstreuung nahezu vergleichbar. Den größten Beitrag zur Absorption trägt der Photoabsorptionskoeffizient bei. Für kürzere Wellenlängen wird dieser Anteil im Vergleich zur thermisch diffusen - und Comptonstreuung geringer.

Si (400)	$\mu^{Ph}[1/cm]$	$\mu_0^{TDS}[1/cm]$	$\mu_h^{TDS}[1/cm]$	$\mu_0^{CS}[1/cm]$	$\mu_h^{CS}[1/cm]$
1Å	37.5	0.18	0.14	0.28	0.085
2Å	286.2	0.175	0.075	0.19	0.003

Tabelle 2.1: Vergleich der Absorptionskoeffizienten für Si (400) für zwei verschiedene Photonenenergien (6.2 keV und 12.4 keV). Die Absorptionskoeffizienten für μ_0^{TDS} , μ_h^{TDS} , μ_0^{CS} , μ_h^{CS} wurden aus den Diagrammen von Sano et al. abgelesen [30], $\mu^{Ph}[1/cm]$ mit dem Programm „Suszept“ [31] berechnet.

2.3.2 Dynamische Theorie

Die Beugung von Röntgenstrahlung an perfekten Kristallen wird durch die dynamische Theorie beschrieben. Sie wurde voneinander unabhängig von Darwin (1914) [32] und Ewald (1917) [33] entwickelt und wird im nachfolgendem Kapitel nach dem Buch von Authier [34] dargestellt.

Ein Ansatz für die Beschreibung der Beugung nach der dynamischen Theorie besteht darin, die Maxwellgleichungen für die Ausbreitung einer elektromagnetischen Welle in einem dreidimensional periodischen Ladungspotential zu lösen. Unter der Annahme, dass keine freien Ladungen und keine freien Ströme vorhanden sind, vereinfachen sich die Gleichungen zu 2.47:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{H} &= \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} & \operatorname{div} \vec{B} &= 0 \\ \operatorname{rot} \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} & \operatorname{div} \vec{D} &= 0. \end{aligned} \quad (2.47)$$

Die dazugehörigen Materialgleichungen, unter Vernachlässigung der magnetischen Wechselwirkung, lauten im linearen Medium:

$$\begin{aligned} \vec{D} &= \epsilon_0(1 + \chi)\vec{E} \\ \vec{B} &= \mu_0\vec{H}. \end{aligned} \quad (2.48)$$

Der Zusammenhang zwischen dem elektrischen Feld der einfallenden Welle und der resultierenden Polarisation des Kristalles wird durch die Suszeptibilität χ beschrieben. Diese kann über Gleichung 2.49 aus den Atomformfaktoren berechnet werden.

$$\begin{aligned} \chi &= \sum_{\vec{h}} \chi_h e^{2\pi i \vec{h} \cdot \vec{r}} \\ \chi_h &= -\frac{R\lambda^2}{\pi V} \sum_j (f_j + f'_j + i f''_j) e^{-M_j - 2\pi i \vec{h} \cdot \vec{r}_j} \end{aligned} \quad (2.49)$$

Dabei beschreibt R den klassischen Elektronenradius, M_j den Debye-Waller-Faktor, \vec{h} einen reziproken Gittervektor, \vec{r}_j die Atomposition innerhalb der Elementarzelle im Realraum und V das Volumen der Elementarzelle. Aus den Gleichungen 2.47 und 2.48 ergibt sich die Wellengleichung für die Ausbreitung einer elektromagnetischen Welle im Medium:

$$\Delta \vec{D} + \operatorname{rot} \operatorname{rot}(\vec{D}\chi) + 4\pi^2 k^2 \vec{D} = 0. \quad (2.50)$$

Dabei wurde die Annahme gemacht, dass $\chi \ll 1$ ist. Die allgemeine Lösung der Wellengleichung besteht aus der Linearkombination der Einzellösungen, die dieselbe Periodizität

wie die Suszeptibilität aufweisen:

$$\vec{D} = e^{2\pi i \nu t} \sum_{\vec{h}} \vec{D}_h e^{-2\pi i \vec{K}_h \vec{r}} \quad (2.51)$$

Der Vektor $\vec{K}_h = \vec{K}_0 - \vec{h}$ beschreibt die Differenz zwischen dem auf den Kristall einfallenden Wellenvektor \vec{K}_0 und dem reziproken Gittervektor. Durch Einsetzen des Lösungsansatzes Gleichung 2.51 in die Wellengleichung 2.50 ergeben sich die Vorfaktoren \vec{D}_h zu:

$$\vec{D}_h = \frac{K_h^2}{K_h^2 - k^2} \sum_{\vec{h}'} \chi_{h-h'} \vec{D}_{h'[h]}. \quad (2.52)$$

Dabei wird mit $\vec{D}_{h'[h]}$ die Projektion von $\vec{D}_{h'}$ auf die Ebene senkrecht zu \vec{K}_h bezeichnet. Die Gleichungen 2.52 werden Fundamentalgleichungen der dynamischen Theorie genannt. Aus ihnen ist ersichtlich, dass nur die Vorfaktoren wesentlich beitragen, für die $K_h \approx k = 1/\lambda$ gilt. Mit $\vec{K}_h = \vec{K}_0 - \vec{h}$ bedeutet dies, dass die Laue-Bedingung erfüllt werden muss. Eine äquivalente Formulierung der Laue-Bedingung stellt die Bragggleichung (Gl. 2.53) dar.

$$2d_{hkl} \sin \theta_B = n\lambda \quad (2.53)$$

Der Winkel zwischen Kristalloberfläche und Einfallsvektor \vec{K}_0 wird als Braggwinkel θ_B bezeichnet. Der Abstand der beugenden Netzebenen wird durch d_{hkl} beschrieben.

Gl. 2.52 beschreibt eine Vektorgleichung, die sich aus 3 skalaren Gleichungen zusammensetzt. Auf Grund der Transversalität der dielektrischen Verschiebung lässt sich \vec{D}_h in zwei Polarisationskomponenten σ und π zerlegen:

$$\vec{D}_h = D_h^\sigma \vec{e}_h^\sigma + D_h^\pi \vec{e}_h^\pi \quad (2.54)$$

Die Einheitsvektoren \vec{e}_h^σ und \vec{e}_h^π stehen senkrecht zueinander und senkrecht zum zugehörigen Wellenvektor \vec{K}_h . Damit lassen sich die Fundamentalgleichungen auf zwei skalare Gleichungen reduzieren. Die Anzahl i , der relevanten Vorfaktoren in Gl. 2.52, bestimmt die Zahl der sich ausbreitenden Wellen. Man spricht vom i -Strahlfall. Im Zwei-strahlfall (zwei reziproke Gitterpunkte liegen simultan auf der Ewaldkugel) vereinfacht sich die Lösung der Wellengleichung(2.51) zu:

$$\vec{D} = (\vec{D}_0 e^{-2\pi i \vec{K}_0 \vec{r}} + \vec{D}_h e^{-2\pi i \vec{K}_h \vec{r}}) e^{2\pi i \nu t}. \quad (2.55)$$

Als dazugehörige Amplituden ergeben sich:

$$\begin{aligned}
 D_0^\sigma &= \frac{K_0^2}{K_0^2 - k^2} [\chi_0 D_0^\sigma (e_0^\sigma \cdot e_0^\sigma) + \chi_{\bar{h}} D_h^\sigma (e_0^\sigma \cdot e_h^\sigma)] \\
 D_0^\pi &= \frac{K_0^2}{K_0^2 - k^2} [\chi_0 D_0^\pi (e_0^\pi \cdot e_0^\pi) + \chi_{\bar{h}} D_h^\pi (e_0^\pi \cdot e_h^\pi)] \\
 D_h^\sigma &= \frac{K_h^2}{K_h^2 - k^2} [\chi_h D_0^\sigma (e_h^\sigma \cdot e_0^\sigma) + \chi_0 D_h^\sigma (e_h^\sigma \cdot e_h^\sigma)] \\
 D_h^\pi &= \frac{K_h^2}{K_h^2 - k^2} [\chi_h D_0^\pi (e_h^\pi \cdot e_0^\pi) + \chi_0 D_h^\pi (e_h^\pi \cdot e_h^\pi)]
 \end{aligned} \tag{2.56}$$

Im Zweistrahlfall sind die Polarisierungseinheitsvektoren bezüglich der Beugungsebene, die von \vec{K}_0 und \vec{K}_h aufgespannt wird, folgendermaßen definiert:

$$e_0^\sigma = e_h^\sigma = -\frac{\vec{K}_0 \times \vec{K}_h}{|\vec{K}_0 \times \vec{K}_h|}, \quad e_0^\pi = \frac{\vec{K}_0}{|\vec{K}_0|} \times e_0^\sigma, \quad e_h^\pi = \frac{\vec{K}_h}{|\vec{K}_h|} \times e_h^\sigma \tag{2.57}$$

Im Braggfall ist somit $e_0^\sigma \cdot e_h^\sigma = 1$, $e_0^\pi \cdot e_h^\pi = \cos 2\theta_B$ und $e_0^\sigma \cdot e_h^\pi = e_h^\sigma \cdot e_0^\pi = 0$. Damit liegen die σ -Komponenten senkrecht und die π -Komponenten parallel zur Beugungsebene. Über $e_0^\sigma \cdot e_h^\sigma = 1$, $e_0^\pi \cdot e_h^\pi = \cos 2\theta_B$ ergibt sich auch die Definition des Polarisationsfaktors C :

$$C = \begin{cases} 1 & \text{für } \sigma - \text{Polarisation} \\ \cos 2\theta_B & \text{für } \pi - \text{Polarisation} \end{cases} \tag{2.58}$$

Für den i -Strahlfall führt Definition 2.57 dazu, dass die σ - und π -Komponenten von unterschiedlichen Reflexen nicht mehr notwendigerweise senkrecht zueinander stehen. Dieser Punkt ist sehr wichtig, um die Limitation der Polarisation von Röntgenstrahlung mittels Kristallbeugung zu verstehen. Die Lösung des Gleichungssystems 2.56 ergibt mit Gl. 2.57, der Näherung $K_0^2 \approx k^2$ und $K_h^2 \approx k^2$ und der Einführung des Polarisationsfaktors C , die Gleichung der Dispersionsflächen:

$$\left[K_0 - k \left(1 + \frac{\chi_0}{2} \right) \right] \left[K_h - k \left(1 + \frac{\chi_0}{2} \right) \right] = \frac{k^2}{4} C^2 \chi_h \chi_{\bar{h}} \tag{2.59}$$

Diese beschreibt die Lage der Anregungspunkte P . In Abbildung 2.5 ist der Schnitt durch die Dispersionsflächen in der Beugungsebene für eine Polarisationskomponente dargestellt. Die Abbildung ist nur qualitativ und nicht maßstabsgetreu, um die Verbindungsflächen der Sphären um die reziproken Gitterpunkte O und H zu zeigen. Die Dispersionsflächen bestehen für eine Polarisationskomponente aus 2 Flächen, die rotationssymmetrisch um den reziproken Gittervektor zwischen Punkt O und Punkt H liegen. Nach der kinematischen Theorie treten gebeugter und reflektierter Strahl nur an einem Punkt - im Bild als Lauepunkt (L_a) dargestellt - auf. In der dynamischen Theorie

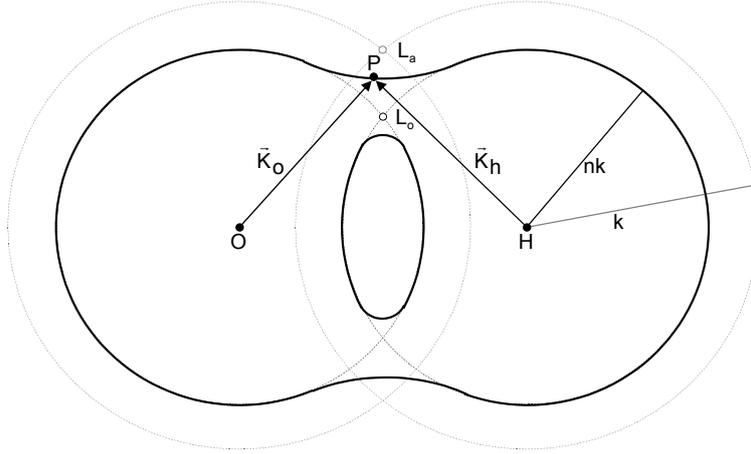


Abbildung 2.5: Dispersionsflächen (schwarze durchgezogene Linien) für den Zweistrahlfall

tritt Beugung in einem Winkelbereich auf, der durch die Größe der Verbindungsfläche zwischen den Sphären bestimmt ist. Liegt P außerhalb der Verbindungsflächen der beiden Sphären, tritt nur noch eines der beiden Wellenfelder \vec{K}_0 beziehungsweise \vec{K}_h auf. Dies entspricht dem Einstrahlfall.

Bis jetzt wurde die Ausbreitung der Wellenfelder in einem unendlich ausgedehnten Kristall beschrieben. Damit ist noch keine Lokalisation der Anregungspunkte und damit der sich ausbreitenden Wellen möglich. Durch die Einführung von Kristall-Vakuum-Grenzflächen, an der die Tangentialkomponenten der einfallenden Wellenvektoren stetig übergehen müssen, lassen sich die angeregten Wellen eindeutig bestimmen. Für die Intensität der gebeugten Strahlung in der Bragggeometrie ¹ ergibt die dynamische Theorie im Zweistrahlfall:

$$I(\Delta\theta) = |\gamma| \left| \frac{D_h}{D_0} \right|^2 = \left| \frac{\chi_h}{\chi_{\bar{h}}} \right| \frac{|\mathcal{E}_1 - \mathcal{E}_2|^2}{|\eta(\mathcal{E}_1 - \mathcal{E}_2) + \sqrt{\eta^2 - 1}(\mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2)|^2} \quad (2.60)$$

Dabei beschreibt t die Kristalldicke, Λ_B die Extinktionslänge,

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_1 &= e^{\pi i t / \Lambda} & \mathcal{E}_2 &= e^{\pi i t / \Lambda} & \Lambda &= \Lambda_B / \sqrt{\eta^2 - 1} \\ \eta &= \frac{\Delta\theta - \Delta\theta_{os}}{\delta_{os}} & \Delta\theta_{os} &= -\frac{\chi_0(1 - \gamma)}{2 \sin 2\theta_B} & \delta_{os} &= \frac{C \sqrt{|\gamma| \chi_h \chi_{\bar{h}}}}{\sin 2\theta_B} \end{aligned} \quad (2.61)$$

γ das Asymmetrieverhältnis, $2\delta_{os}$ die Breite des Totalreflexionsgebietes und der Realteil von $\Delta\theta_{os}$ beschreibt die Abweichung der Mitte des Reflektionsbereiches vom Braggwinkel.

¹Braggfall bedeutet, dass einfallender und gebeugter Strahl auf derselben Kristallseite liegen.

3 Methoden der Präzisionspolarimetrie

Es existieren mehrere Methoden, Röntgenstrahlung zu polarisieren. Eine Möglichkeit linear polarisierte Röntgenstrahlung zu erzeugen, besteht darin den Borrmanneffekt zu nutzen. Bei diesem führt die unterschiedliche Absorption der Polarisationskomponenten zu einer Polarisation der Röntgenstrahlung [35]. Der Vorteil dieser Methode liegt darin, dass sie in einem breiten Wellenlängenbereich anwendbar ist und es zu keinem Strahlversatz im Polarimeter kommt. Der Nachteil eines Borrmannpolarisators besteht im hohen Intensitätsverlust für hohe Polarisationsreinheitsgrade durch die immer größer zu wählende Dicke der Kristalle. Mit dieser Methode sind Polarisationsreinheitsgrade von $\delta_0 = 1.5 \cdot 10^{-5}$, gemessen an einer Drehanode, nachgewiesen worden [36].

Die Polarisation von Röntgenstrahlung kann verändert werden, indem die Phasendifferenz zwischen σ - und π -Komponente bei der Ausbreitung der gebeugten Strahlung im Kristall genutzt wird [6]. Mit diesen Phasenplatten, meist bestehend aus Diamant, Beryllium und Lithiumfluorid, lässt sich zirkular bzw. elliptisch polarisiertes Licht erzeugen. Der Vorteil dieser Methode besteht darin, die Polarisation leicht variieren zu können und damit eine vollständige Polarisationsanalyse durchführen zu können.

3.1 Braggreflexion nahe $\theta_B = 45^\circ$

Zur Erzeugung sehr hoher Polarisationsreinheitsgrade wird in dieser Arbeit die Methode der Braggreflexionen nahe einem Braggwinkel von 45° an perfekten Einkristallen verwendet. Dabei wird die Abhängigkeit der Rockingkurve vom Polarisationsfaktor C genutzt (Gl. 2.58), um die π -Komponente der einfallenden Strahlung nahezu vollständig zu unterdrücken. Abbildung 3.1 zeigt beispielhaft die Abhängigkeit der Rockingkurven für die σ - und π -Komponente vom Braggwinkel, für den Si(333)-Reflex und für unterschiedliche Wellenlängen. Die π -Komponente wird umso stärker unterdrückt, je geringer die Abweichung zum Braggwinkel $\theta_B = 45^\circ$ ist. Der Vorteil dieser Methode liegt darin, sehr hohe Polarisationsreinheitsgrade bei gleichzeitig geringem Intensitätsverlust zu erreichen. Der Nachteil ist, dass keine vollständige Polarisationsanalyse ohne Verwendung von Phasenplatten möglich ist und der verwendbare Wellenlängenbereich eingeschränkt ist, durch

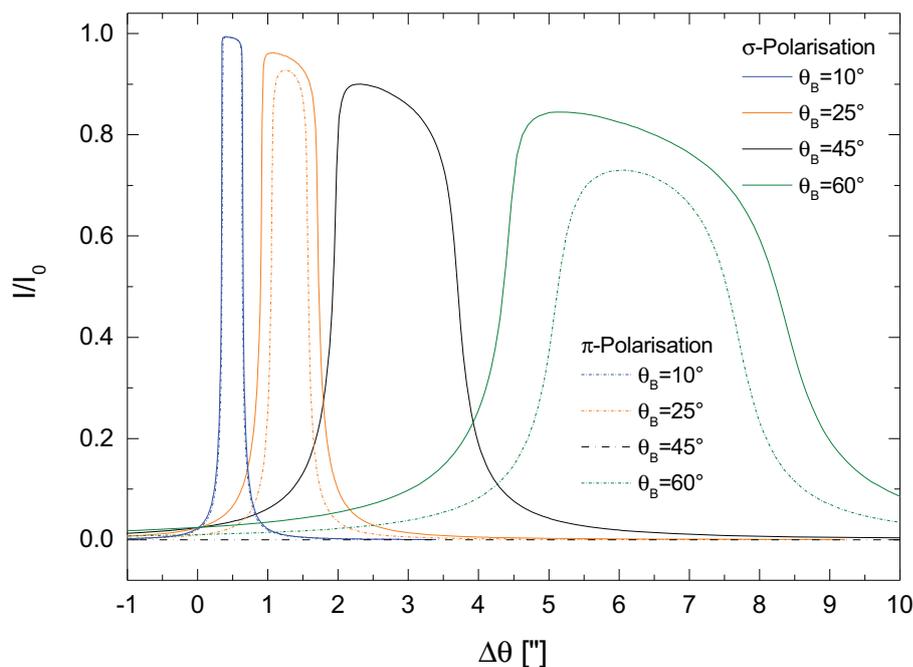


Abbildung 3.1: Polarisationsabhängigkeit der Rockingkurven vom Braggwinkel für Si (333) für $\lambda = 0.36 \text{ \AA}$ (blau), $\lambda = 0.88 \text{ \AA}$ (orange), $\lambda = 1.5 \text{ \AA}$ (schwarz) und $\lambda = 1.8 \text{ \AA}$ (grün).

die derzeit verfügbaren Einkristallmaterialien (Silizium, Germanium und Diamant). Abbildung 3.2 zeigt die theoretisch möglichen Polarisationsreinheitsgrade in Abhängigkeit von der Wellenlänge nach einer Braggreflexion für Silizium.

Durch die Kristallqualität, die Brillanz der Röntgenquellen und anderer Effekte, die in den nachfolgenden Kapiteln behandelt werden, ist es nicht möglich, den theoretisch un-

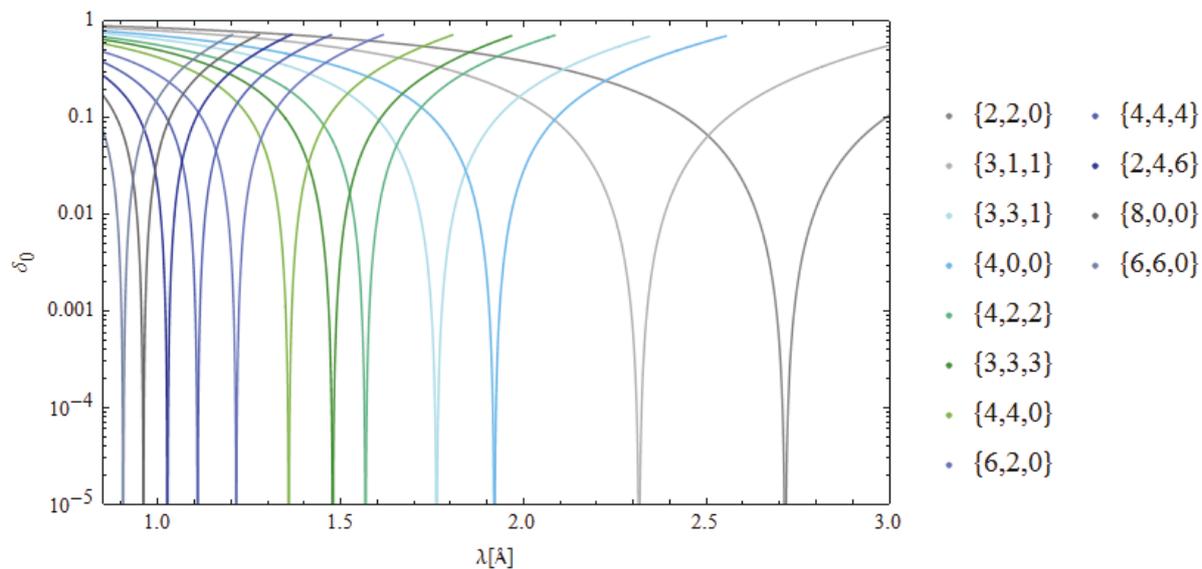


Abbildung 3.2: Theoretische Abhängigkeit des Polarisationsreinheitsgrades δ_0 von der Wellenlänge, für ausgewählte Reflexe von Silizium.

endlich guten Polarisationsreinheitsgrad bei $\theta_B = 45^\circ$ durch ausschließliches Wählen der geeigneten Wellenlänge nach einer Reflexion zu erreichen.

3.2 Mehrfachreflexionen

Eine Möglichkeit den linearen Polarisationsreinheitsgrad zu steigern besteht darin, mehrere Braggreflexionen (n Stück) hintereinander bei 45° zu nutzen [4]. Durch die geringere Peakreflektivität der π -Komponente im Vergleich zur σ -Komponente nahe 45° vergrößert sich das Verhältnis der Transmissionen der Polarisationskomponenten (Gl. 2.7, 2.8). Zum anderen reduzieren sich die Ausläufer der Rockingkurven mit $I^n(\Delta\theta) \approx \frac{1}{\eta^{2n}}$ und damit der Einfluss von Mehrstrahlfällen auf den Polarisationsreinheitsgrad. Abbildung 3.3 verdeutlicht diesen Sachverhalt für Si (840) bei einer Energie von 14.41 keV. Das ent-

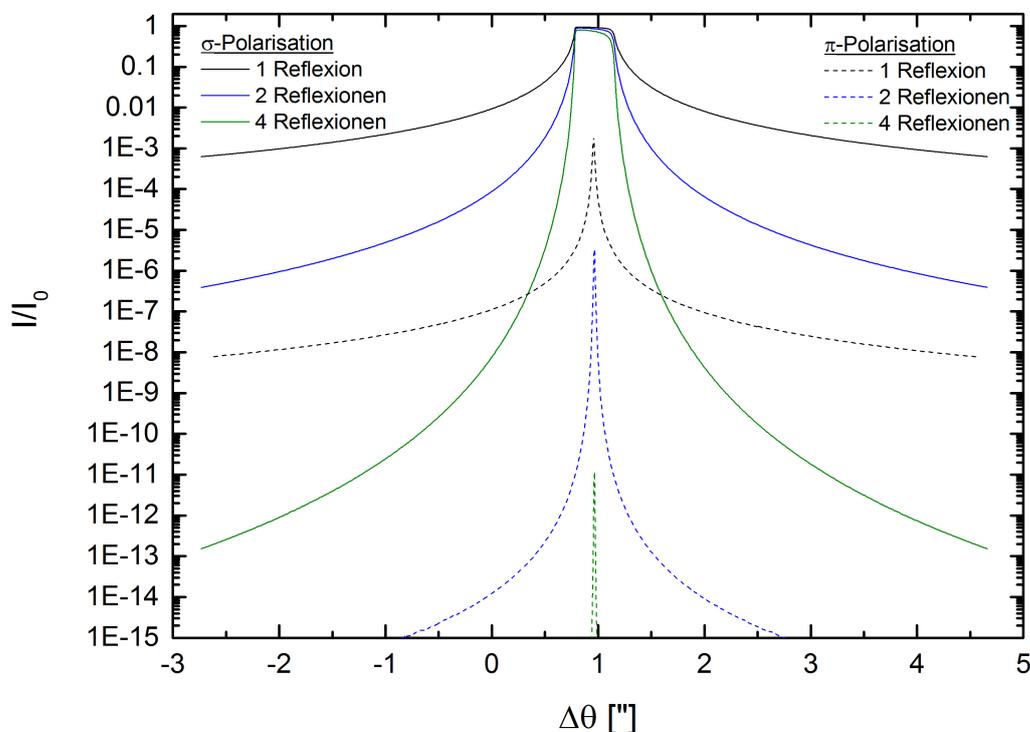


Abbildung 3.3: Rockingkurvenverlauf für 1, 2 und 4 Kristallreflexionen für Si (840) bei 14.41 keV im Vergleich.

spricht einem Braggwinkel von 45.1° . Die Peakintensität der σ -Komponente bleibt mit $I/I_0 = 0.95$ für eine Reflexion, $I/I_0 = 0.90$ für zwei Reflexionen und $I/I_0 = 0.81$ für vier Reflexionen nahezu erhalten, während sich der Polarisationsreinheitsgrad gleichzeitig um mehrere Größenordnungen verbessert. Für dieses Beispiel verbessert sich der Polarisationsreinheitsgrad von $\delta_0 = 1.1 \cdot 10^{-4}$ nach einer Reflexion auf $\delta_0 = 1.6 \cdot 10^{-7}$ nach zwei und $\delta_0 = 5.4 \cdot 10^{-13}$ nach vier Reflexionen. Abbildung 3.4 zeigt, wie sich die theoretisch

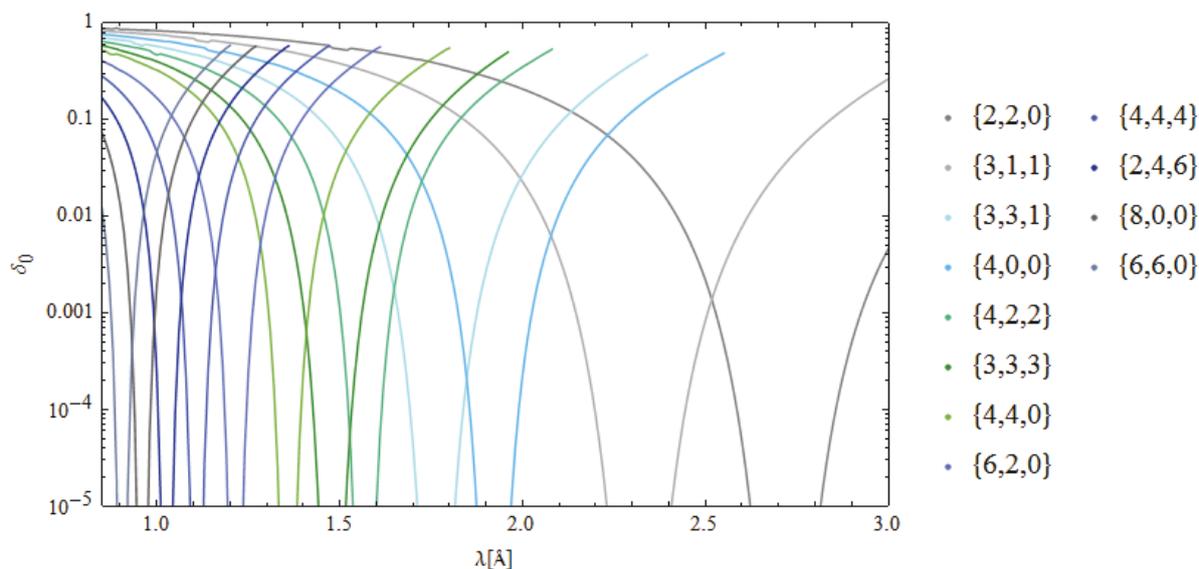


Abbildung 3.4: Theoretischer Polarisationsreinheitsgrad δ_0 in Abhängigkeit von der Wellenlänge λ für ausgewählte Reflexe eines 4-Reflexionen Silizium Channelcuts.

möglichen Reinheitsgrade in Abhängigkeit von der Wellenlänge für Silizium nach 4 Reflexionen verbessert. Die Umsetzung von Mehrfachreflexionen an perfekten Einkristallen lässt sich am einfachsten mit Channelcuts (Abb. 3.5) realisieren [37]. Als solche werden

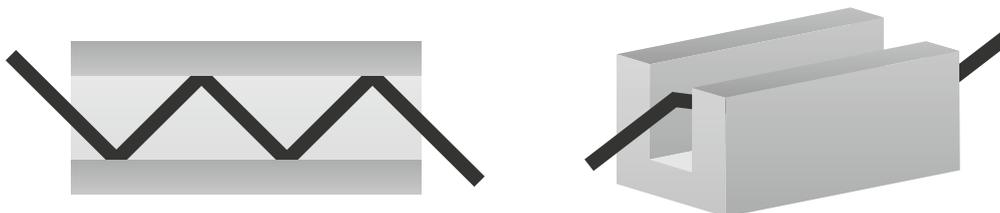


Abbildung 3.5: 4-Reflexionen Channelcut zur Verbesserung des Polarisationsreinheitsgrades.

Kristalle bezeichnet, in die ein Kanal gesägt oder geätzt worden ist. An den dadurch entstehenden Seitenwänden können Mehrfachreflexionen realisiert werden.

Da die Halbwertsbreite der π -Komponente nahe $\theta_B = 45^\circ$ sehr viel kleiner ist als die der σ -Komponente, lässt sich der Polarisationsreinheitsgrad durch ein Verstärken der Seitenwände des Channelcutkristalls zueinander, um weniger als die Halbwertsbreite der Rockingkurve der σ -Komponente, aber größer als die der π -Komponente, weiter verbessern. Dies wurde von Hart et al. [5, 38] durch einen durchstimmbaren Channelcut mit integrierter Siliziumblatfeder realisiert.

Für die Steigerung des Polarisationsreinheitsgrades mittels Mehrfachreflexionen wurden 4-, 6- und 8-Reflexionen Channelcuts für verschiedene Photonenenergien präpariert. Die Dimensionierung der Channelcuts erfolgte nach den folgenden Kriterien: Ein typischer Synchrotronstrahl mit einem Durchmesser von 2 mm sollte ohne großen Justieraufwand

3 Methoden der Präzisionspolarimetrie

in den Channelcut einfädelfähig sein. Es sollte die Möglichkeit bestehen, die azimutale Orientierung des Channelcuts um mindestens $\pm 2^\circ$ fein zu justieren. Der Strahl sollte für jeden Auftreffpunkt im Channelcut nur die vorgegebene Anzahl an Reflexionen erreichen. Die aus diesen Vorgaben folgenden Maße der Channelcuts befinden sich in Tabelle 3.1, die dazugehörige Erläuterung der Bemaßung in Abbildung 3.6. Als Kristallmateri-

n	a_i [mm]	a_a [mm]	b [mm]	c_i [mm]	c_a [mm]	Strahlversatz [mm]
4	6	3	33	5	14	17
6	6	3	45	4	13	25.5
8	6	3	57	4	12	34

Tabelle 3.1: Dimensionierung der Channelcuts.

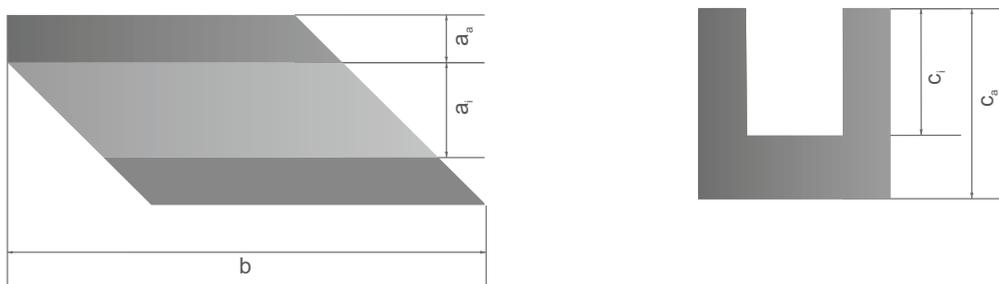


Abbildung 3.6: Skizze Bemaßung.

al wurde versetzungsfreies, mit dem Zonenschmelzverfahren hergestelltes, Bor-dotiertes Silizium mit einem Widerstand von $300 \Omega/\text{cm}$ verwendet. Vor der Bestimmung des Polarisationsreinheitsgrades am Synchrotron wurden die Channelcuts am Doppelkristalldiffraktometer mit FeK_α -Strahlung bei einer Spannung von 30 kV und einem Strom von 30 mA charakterisiert. Abbildung 3.7 zeigt die gemessenen im Vergleich zu den theo-

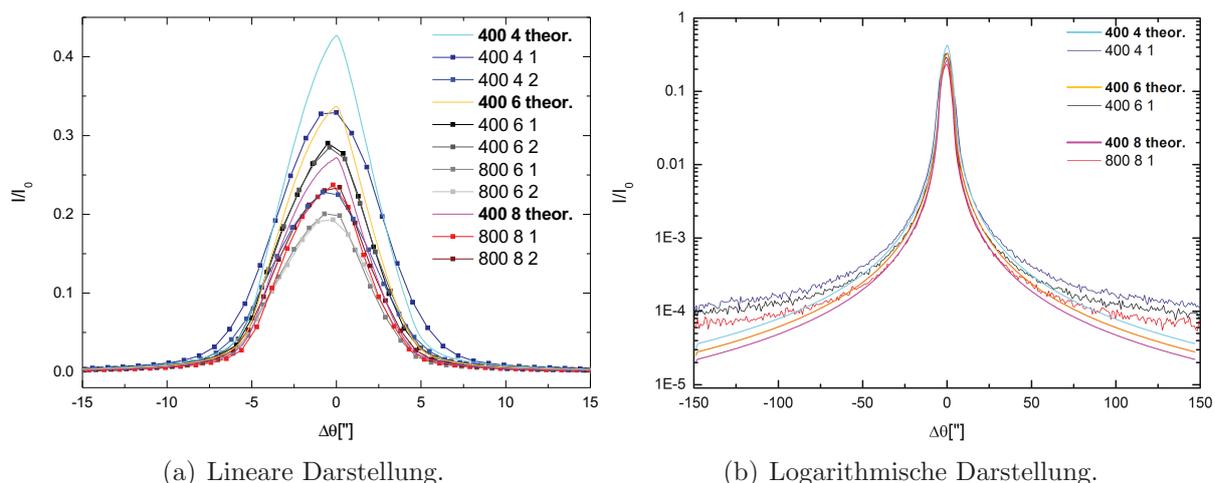


Abbildung 3.7: Vergleich der am Doppelkristalldiffraktometer gemessenen Rockingkurven für 4-, 6- und 8-Reflexionen Channelcuts verschiedener Orientierung (400, 800).

retischen Rockingkurven in linearer und logarithmischer Darstellung. Tabelle 3.2 stellt die aus den Rockingkurven ermittelten Werte für die Peakintensität I/I_0 , dem integralen Reflexionsvermögen R und der Halbwertsbreite FWHM dar. Als Bezeichnung der

n	Nummer	Orientierung	I/I_0	R	FWHM ["]
4	theoretisch	400	0.43	1.39E-5	5.94
4	1	400	0.33	1.35E-5	7.2
4	2	400	0.23	8.97E-6	7.0
6	theoretisch	400	0.34	1.08E-5	5.82
6	1	400	0.29	1.00E-5	6.2
6	2	400	0.29	1.02E-5	6.2
6	1	800	0.20	6.94E-6	6.1
6	2	800	0.19	6.98E-6	6.5
8	theoretisch	400	0.27	8.62E-6	5.82
8	1	800	0.24	7.66E-5	5.6
8	2	800	0.23	8.26E-5	6.3

Tabelle 3.2: Ergebnisse der Charakterisierungsuntersuchung der Channelcuts am Doppelkristalldiffraktometer bei einer Photonenenergie von 6.4 keV.

Channelcuts werden die Ziffern 1 und 2 für die Unterscheidung zwischen den Kristallen gleicher Orientierung, von Polarisator und Analysator verwendet. Die Anzahl der Reflexionen wird mit $n=4, 6, 8$ bezeichnet. Die azimuthale Orientierung der beugenden Netzebenen zum einfallenden Strahl (siehe Kapitel 3.4) wird mit Si(400) für $E= 6.5$ keV und Si(800) für $E= 12.9$ keV angegeben. Die Werte, der mit früheren Bearbeitungsmethoden hergestellten 4-Reflexionen Channelcuts weichen am stärksten von den theoretischen Werten ab. Die Peakintensität erreicht nur 77% bzw. 53% des theoretisch möglichen Wertes und die Halbwertsbreiten der Rockingkurven sind um 21% bzw. 17% gegenüber dem theoretischen Wert verbreitert. Durch eine Verbesserung des Säge- und Ätzprozesses konnte die Oberflächenbearbeitung der Channelcuts verbessert werden. Die als letztes hergestellten 8-Reflexionen Channelcuts erreichen damit nahezu die theoretisch möglichen Peakintensitäten und Halbwertsbreiten.

3.3 Asymmetrische Reflexionen

Eine weitere Möglichkeit den Polarisationsreinheitsgrad zu verbessern, besteht darin asymmetrische Reflexe zu nutzen. Asymmetrisch bedeutet, dass im Braggfall die beugenden Netzebenen nicht parallel zur Kristalloberfläche liegen. Zur Quantifizierung der Asymmetrie wird in Gl. 3.1 der Asymmetrieparameter b eingeführt.

$$b = \frac{\sin(\theta_B + \alpha)}{\sin(\theta_B - \alpha)} \quad (3.1)$$

3 Methoden der Präzisionspolarimetrie

Dieser hängt vom Asymmetriewinkel α ab, der den Winkel zwischen Kristalloberfläche und beugender Netzebene bezeichnet. Er wird per Definition bei streifenden Einfall negativ. Der asymmetrische Einfall führt zu einer Veränderung der Rockingkurvenbreite des

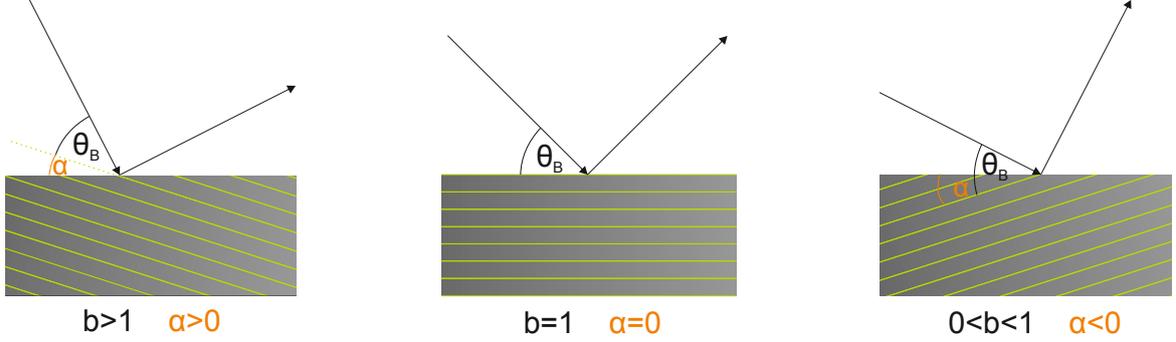


Abbildung 3.8: Darstellung der verschiedenen Einstrahlfälle. Von links nach rechts ist der steile Einfall, der symmetrische Einfall und der streifende Einfall dargestellt.

einfallenden Strahls D_- und des gebeugten Strahles D_+ bezüglich des Totalreflexionsgebietes (aus $2\delta_{os}$ Gl. 2.61) des symmetrisch gebeugten Strahls, das sich näherungsweise durch die Darwinbreite D in Gleichung 3.3 beschreiben lässt.

$$D_- = \frac{D}{\sqrt{b}} \quad D_+ = D\sqrt{b} \quad (3.2)$$

$$D = \frac{2r_e\lambda^2}{\sin(2\theta)\pi V} C |F_{hr}| f_{DW} \quad (3.3)$$

Außerdem kommt es durch die Brechung zu einer eingangs- und ausgangseitigen Verschiebung Δ_- bzw. Δ_+ (s. Gl. 3.5) des Braggwinkels bezüglich der Brechkorrektur Δ_s der symmetrischen Reflexion (aus $\Delta\theta_{os}$ Gl. 2.61) [11].

$$\Delta_s = \frac{1}{\sin(2\theta)} \frac{r_e\lambda^2}{\pi V} F_{0r} \quad (3.4)$$

$$\Delta_+ = \frac{\Delta_s}{2} \left(1 + \frac{1}{b}\right) \quad \Delta_- = \frac{\Delta_s}{2} (1 + b) \quad (3.5)$$

Ein weiterer geometrischer Effekt der asymmetrischen Reflexion ist die räumliche Verbreiterung bzw. Verkleinerung der Strahlbreite S , die sich durch Gl. 3.6 beschreiben lässt.

$$S_- = S_+ |b| \quad (3.6)$$

Zur Illustration des Sachverhaltes zeigt Abbildung 3.9 Rockingkurven für verschiedene Asymmetriewinkel α im Vergleich. Als Beispielenergie wurde die in Kapitel 5.2 behandelte, kernresonanzstreuungsrelevante Energie von 14.4 keV gewählt. Für die (840) Reflexion an Silizium beträgt der Braggwinkel $\theta_B = 45.1$. Mit steigendem Asymme-

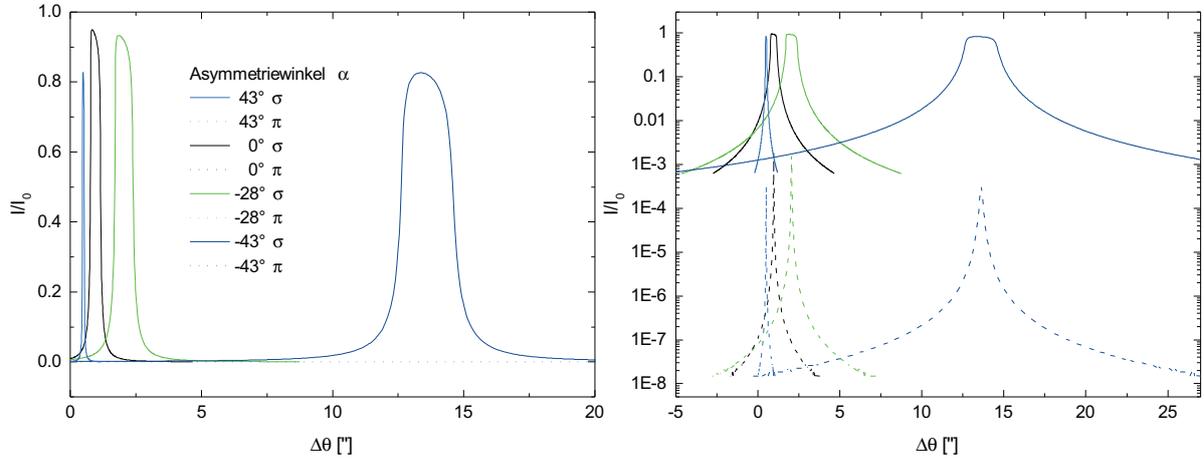


Abbildung 3.9: Rockingkurven für verschiedene Asymmetriewinkel α an Si (840) bei einer Photonenenergie von 14.4 keV.

triawinkel sinkt das integrale Reflexionsvermögen der π -Komponente gegenüber dem der σ -Komponente. Im gewählten Beispiel verbessert sich dadurch der Polarisationsreinheitsgrad von $\delta_{0,\alpha=0^\circ} = 1.1 \cdot 10^{-4}$ auf $\delta_{0,\alpha=-28^\circ} = 9.2 \cdot 10^{-5}$, $\delta_{0,\alpha=-43^\circ} = 4.5 \cdot 10^{-5}$ und $\delta_{0,\alpha=43^\circ} = 4.4 \cdot 10^{-5}$ für die unterschiedlichen Asymmetriewinkel. Die Kombination von asymmetrischen Reflexen mit Mehrfachreflexionen in einem Channelcutkristall verstärkt diesen Effekt. Abbildung 3.10 verdeutlicht den Sachverhalt für zwei verschiedene Channelcuts. Die Berechnung der Rockingkurven für einen n -Reflexionen Channelcut, beliebiger Asymmetrie erfolgte nach [39]. Auf der linken Seite sind die Rockingkurven für einen Channelcut mit parallelen Seitenwänden dargestellt. Die Asymmetriewinkel betragen $\alpha = -28^\circ$ bzw. $\alpha = 28^\circ$. Die rechten Diagramme zeigen einen Channelcut, dessen erste Seitenwand dieselbe Asymmetrie von $\alpha = -28^\circ$ aufweist. Die zweite Seitenwand ist um 3° zur ersten Seitenwand verschnitten. Die Rockingkurven sind in linearer Darstellung (obere Diagramme) und logarithmischer Darstellung (untere Diagramme) für σ - (Graustufenlinie) und π -Komponente (Graustufen gepunktet) dargestellt. Tabelle 3.3 zeigt den dazugehörigen Polarisationsreinheitsgrad nach 1, 2, 3 und 4 Reflexionen für die beiden Channelcuts links und rechts im Vergleich. Der keilförmige Channelcut weist einen um fast 6 Größenordnungen höheren Polarisationsreinheitsgrad im Vergleich zum parallel geschnittenen Channelcut auf. Das Intensitätsmaximum verändert sich dabei nur geringfügig von $I/I_0 = 0.76$ auf $I/I_0 = 0.71$.

Da die höheren Harmonischen einen limitierender Faktor für den Polarisationsreinheits-

3 Methoden der Präzisionspolarimetrie

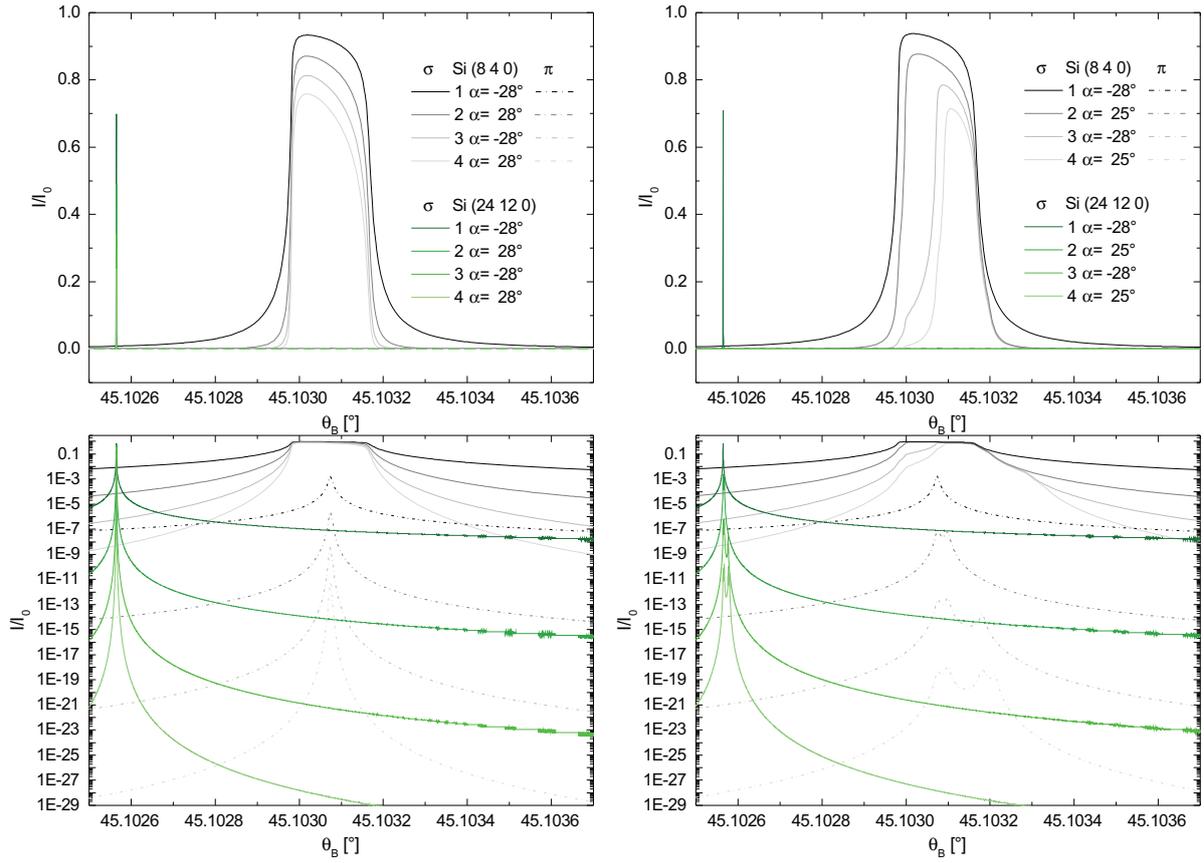


Abbildung 3.10: Rockingkurven für Channelcuts mit asymmetrischen Reflexionen. Die Photonenenergie beträgt 14.1 keV.

grad darstellen (siehe Kap. 3.7.3), wird an dieser Stelle der Einfluss des Channelcut-designs auf die 3. Harmonische betrachtet. Die Auswirkungen des Channelcutschnittes auf die 3. Harmonische sind im Diagramm grün dargestellt. Das integrale Reflexionsvermögen bei der 3. Harmonischen des keilförmigen Channelcuts verringert sich um 9 Größenordnungen im Vergleich zum parallelen Channelcut (Tabelle 3.3, mittlere Spalte). Die Rockingkurvenausläufer der 3. Harmonischen im Peakbereich der 1. Har-

n	Reflex	α [°]	δ_0	Si (24 12 0) R_r/R_l	δ_0	α [°]	Reflex	n
1	Si (840)	-28.0	9.1E-5	1.0	9.5E-5	-28.0	Si (840)	1
2	Si (840)	28.0	1.1E-7	$1 \cdot 10^{-2}$	1.1E-8	25.0	Si (840)	2
3	Si (840)	-28.0	1.5E-10	$5 \cdot 10^{-6}$	8.0E-14	-28.0	Si (840)	3
4	Si (840)	28.0	2.3E-13	$3 \cdot 10^{-9}$	5.3E-19	25.0	Si (840)	4

Tabelle 3.3: Polarisationsreinheitsgrade für die in Abbildung 3.10 dargestellten Rockingkurven. Das Verhältnis des Reflexionsvermögens der 3. Harmonischen von rechts und links dargestellten Channelcuts ist in der mittleren Spalte angegeben.

nischen unterscheiden sich nur geringfügig. Dies liegt daran, dass sich der Verschnitt hauptsächlich auf die Intensität in der Peakumgebung auswirkt. Durch eine hohe Asym-

metrie ist der Unterschied in der Brechzahlkorrektur zwischen 1. und 3. Harmonischer sehr viel größer als ein Detuning oder ein Verschnitt der Seitenflächen des Channelcuts bei ausreichendem Photonfluss sein kann. Abbildung 3.11 verdeutlicht dies. Im

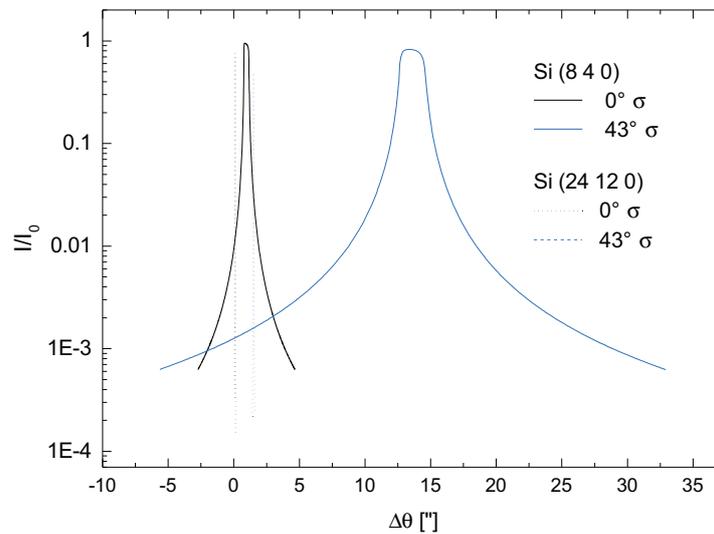


Abbildung 3.11: Einfluss der Höheren Harmonischen bei symmetrischer (schwarz) und asymmetrischer (blau) Beugung im Braggfall. Die durchgezogene Linie entspricht einer Photonenenergie von $E = 14.4 \text{ keV}$, die gestrichelte Linie von $E = 43.2 \text{ keV}$.

gewählten Beispiel liegt die Intensität des Rockingkurvenausläufers der Fundamentalen im Peakbereich der 3. Harmonischen bei $1.2 \cdot 10^{-2}$ im symmetrischen Fall. Bei einem asymmetrischen Reflex ($\alpha = -43^\circ$) liegt dagegen die Intensität bei $1.6 \cdot 10^{-3}$. Der Unterschied in der Brechzahlkorrektur beträgt $0.85''$ im symmetrischen und $12.12''$ im asymmetrischen Fall. Trotzdem beträgt in Abbildung 3.10 der Intensitätsunterschied zwischen 3. Harmonischer und Fundamentaler nach 4 Reflexionen am Messpunkt $\theta = 45.10312$, $I_{840}^4/I_{24120}^4 = 3 \cdot 10^{28}$!

Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass sich mit asymmetrischen Reflexen der Polarisationsreinheitsgrad steigern lässt. Zusätzlich ist es möglich mit streifendem Einfall, durch die größere Winkelakzeptanz der Rockingkurve, den Photonfluss im Polarimeter bei divergenten Quellen zu erhöhen. Diese größere Winkelakzeptanz geht mit einem größeren Einfluss von Umweganregungen (siehe Kap. 3.4) einher. Die unterschiedliche Brechzahlkorrektur von 1. und 3. Harmonischer führt andererseits auch zu einer stärkeren Unterdrückung der Höheren Harmonischen. Das wirkt sich wiederum positiv auf die Unterdrückung von Umweganregungen aus, die durch die 3. Harmonische erzeugt werden könnten. Eine noch stärkere Unterdrückung der Höheren Harmonischen lässt sich bei asymmetrischen Reflexionen nur über eine Erhöhung der Anzahl von Reflexionen im Channelcut erzielen. Ein Verschnitt der Seitenflächen sowie ein Detuning der Netzebenen der Seitenflächen führen bei hohen Asymmetrien nur zu einer geringfügigen Steigerung

3 Methoden der Präzisionspolarimetrie

der Unterdrückung Hoher Harmonischer. Für Kernresonanzstreuungsexperimente wurden für die Arbeit ein Si (840) 4-Reflexionen Channelcutpaar mit einer Asymmetrie von $\alpha = -28^\circ$ hergestellt (Kap. 5.2). Zur Messung von, aus Laser-Festkörperwechselwirkungen erzeugten, selbstgenerierten Magnetfeldern wurde ein Si (400) 2-Reflexionen Channelcutpaar mit einer Asymmetrie von $\alpha = 42^\circ$ gefertigt (Kap. 5.3). Tabelle 3.4 gibt einen Überblick über die angefertigten asymmetrischen Channelcuts. Die Vermessung der 2-Reflexionen Si(400)-Channelcuts erfolgte in DKD-Anordnung an einer Röntgenröhre mit $\text{FeK}\alpha$ -Strahlung. Der Si(840)-Channelcut Nr.2 wurde am Synchrotron hinter dem Polarisator-Si(840) Channelcut Nr. 1 bei 14.4125 keV vermessen.

n	Nummer	Material	Orientierung	α [°]	I/I_0	FWHM ["]	R
4	theoretisch	Si	840	-28.0	0.66	0.67	2.1E-6
4	1	Si	840	-28.0	-	-	-
4	2	Si	840	-28.0	0.57	0.71	2.1E-6
2	theoretisch	Si	400	-42.0	0.68	26.3	1.0E-4
2	1	Si	400	-42.0	0.43	19.7	3.77E-5
2	2	Si	400	-42.0	0.34	20.0	1.83E-5

Tabelle 3.4: Übersicht der hergestellten asymmetrischen Channelcuts.

3.4 Mehrstrahlfall

Bisher wurde bei der Berechnung des Polarisationsreinheitsgrades vom 2-Strahlfall ausgegangen, d.h. zwei Wellen wurden zur Berechnung des Wellenfeldes im Kristall berücksichtigt. Für die Präzisionspolarimetrie ist diese Näherung nicht mehr ausreichend. Anhand der Definition der Einheitsvektoren (siehe Gl. 2.57) ist ersichtlich, dass bei Berücksichtigung von mehr als zwei Wellen (Mehrstrahlfall), die σ - und π -Komponenten der verschiedenen Reflexe nicht mehr notwendigerweise senkrecht aufeinander stehen. Dies wird in Abbildung 3.12 veranschaulicht.

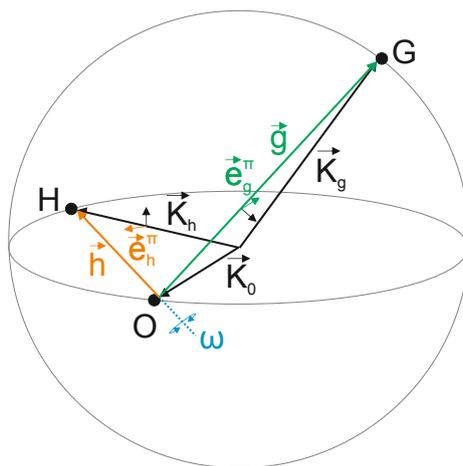


Abbildung 3.12: Darstellung eines 3-Strahlfalles mit der Ewaldkugel. Drei reziproke Gitterpunkte (O,G,H) liegen simultan auf der Ewaldkugel. Die beugenden Netzebenen stehen senkrecht auf den reziproken Gittervektoren (\vec{g}, \vec{h}). Im Beispiel liegt e_h^π nicht senkrecht auf e_g^π

Die Beiträge von anderen Reflexen werden daher im Allgemeinen den Polarisationsreinheitsgrad verschlechtern. Um den Einfluss der anderen Reflexe zu minimieren, gibt es die Möglichkeit den Kristall azimuthal, das heißt senkrecht zur beugenden Netzebene (Drehachse ω in Abb.3.12), zu rotieren. Dadurch lässt sich der Abstand unerwünschter reziproker Gitterpunkte zur Ewaldkugel maximieren und damit deren Intensitätsstärke reduzieren. Nachfolgend wird, für die in der Arbeit genutzten Reflexe, die verwendete azimuthale Orientierung sowie der Winkelabstand in der gewählten Orientierung zum nächsten Nebenreflex (NR) aufgelistet:

Reflex	Energie [keV]	Einfallsvektor	Winkelabstand NR [°]
Si(400)	6.457	(0.71, 0.50, -0.50)	3.87
Si(800)	12.91	(0.71, 0.68, -0.18)	0.59
Si(840)	14.41	(0.33, 0.92, -0.2)	0.3
Ge(333)	8.048	(0.01, 0.97, 0.25)	0.72
C(400)	9.832	(0.71, 0.50, -0.50)	3.87

Tabelle 3.5: Orientierung der Channelcutkristalle für verschiedene Reflexe.

3.5 Präparation der Channelcutkristalle

Die Performance eines Channelcuts hängt entscheidend von der Qualität des Ausgangskristallmaterials und den Bearbeitungsschritten zur Herstellung des Channelcuts ab.

3.5.1 Ausgangsmaterial

Durch die Forschung in der Halbleiterindustrie ist heutzutage die Herstellung von perfekten Siliziumeinkristallen mit sehr wenigen Verunreinigungen (Reinheit = 99.999 999 999% [40]) mit dem Zonenschmelzverfahren (FZ) möglich. Ingotdurchmesser von bis zu 20 cm sind mit der FZ-Methode möglich. Auch Germanium lässt sich mit einer Reinheit von 99.999 999 999 9% [41] fast ohne Verunreinigungen herstellen. Allerdings sind die Kosten von Germanium höher, als die von Silizium. Durch die Entwicklung des chemischen Gasphasenabscheidungsverfahrens (CVD) für die künstliche Diamantherstellung ist es mittlerweile auch möglich, relativ große Diamanteinkristalle kostengünstig herzustellen. Allerdings ist die Größe der käuflich verfügbaren Diamanten auf $10 \text{ mm} \times 10 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$ beschränkt. Außerdem ist die Kristallqualität durch hohe Versetzungsdichten von $\approx 10^5 \text{ cm}^{-2}$ [42] und Defekte nicht mit der von Germanium und Silizium vergleichbar. Es existieren auch Diamanten mit versetzungs- und fast defektfreien Gebieten von $\approx 4 \times 4 \text{ mm}^2$ [43, 44]. Diese Diamanten sind allerdings extrem teuer und praktisch nicht verfügbar. Aufgrund dessen ist Silizium das perfekte Ausgangsmaterial für ein hochauflösendes Röntgenpolarimeter. Als Material für die Channelcutkristalle wurde deswegen nach dem FZ-Verfahren hergestelltes Silizium großer Reinheit, geringstmöglich dotiert und versetzungsfrei, gewählt. Zusätzlich angebrachte Flats, das heißt eine gerade Kante an der Seite des Ingots zur Positionierung desselben, erleichtern die nachfolgende Channelcutpräparation.

3.5.2 Kristallorientierung

Für die Herstellung der Channelcuts aus dem Ausgangsmaterial ist vor und nach jedem Sägeschnitt die Orientierung des Kristalles zu bestimmen. Die experimentelle Überprüfung von Asymmetrie und Azimut der Kristalloberfläche erfolgte mit dem in Abbildung 3.13 gezeigten Kristallorientierungsaufbau. Im ersten Schritt wird mit einem optischen Autokollimationsfernrohr die Kristalloberfläche durch die Neigungssegmente senkrecht zur Drehachse des Azimutgoniometers justiert. Dies ist mit einer Genauigkeit von $< \pm 0.1^\circ$ für polierte Oberflächen möglich. Für gesägte Oberflächen muss z.B. eine reflektierende Glasplatte an die Oberfläche angebracht werden. Dadurch vergrößert sich der Fehler zum einen durch die Parallelität von Oberseite zu Unterseite der Glasplat-

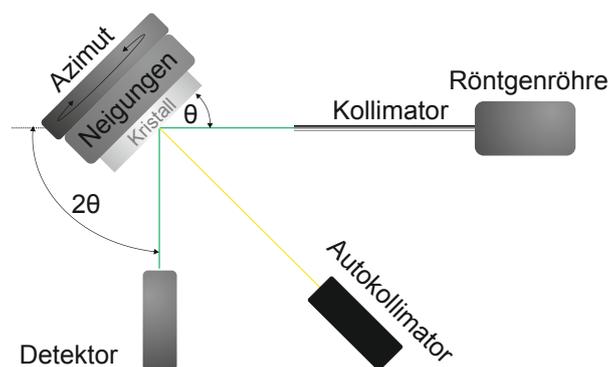


Abbildung 3.13: Schematischer Aufbau zur Kristallorientierung.

te und zum anderen, durch den Winkel zwischen Glasplatte und Kristalloberfläche. Im zweiten Schritt erfolgt die Justage der Kristalloberfläche ins Drehzentrum vom θ -, 2θ -Kreis. Durch die Rotation des Azimutes um die Oberflächennormale des Kristalles wird im letzten Schritt eine eventuelle Verkippung der beugenden Netzebene zur Kristalloberfläche bestimmt. Die Festlegung der azimutalen Stellung erfolgt, je nach Kristallform, mittels Lot oder Wasserwaage. Somit ist die Richtung der Kristalloberflächenverkippung mit einer Genauigkeit von $< \pm 0.5^\circ$, die abhängig von der Flatgröße ist, ermittelbar.

3.5.3 Sägen der Kristalle

Das Zusägen der Kristalle erfolgte mit einer Trennschleifmaschine der Firma Naicotec. Das Kristallausgangsmaterial wird dazu durch vorsichtiges Erwärmen auf 130°C auf eine Platte mittels optischen Kit geklebt. Diese Platte kann auf einer Justierhalterung, bestehend aus einem Goniometer mit einer Genauigkeit von 0.2° , und Neigungselementen befestigt werden. Durch einen Laser ist es damit möglich, den Flat oder eine andere Oberfläche parallel zum Sägeblatt auszurichten. Die Größe der Trennschleifmaschine begrenzt die Trennscheibendurchmesser auf maximal 350 mm. Durch die Einspannung der Trennscheibe war die maximal bearbeitbare Kristallgröße auf 125 mm eingeschränkt. Die Translation des Tisches ermöglicht eine Schnittlänge von 110 mm. Es wurden extragroße Flansche, welche das Sägeblatt beidseitig festspannen, angefertigt (Abb. 3.14 rechte Seite). Auf diese Weise wurde das Schwingen der Trennscheibe, das zu einer Vergrößerung der Störschicht beim Sägen führt [45], reduziert. Für das Sägen der Kristalle aus dem Siliziumingot wurden zwei verschiedene Diamant-trennscheibentypen verwendet: Kunstharzbindung (K) und Bronzebindung (Bz). Die

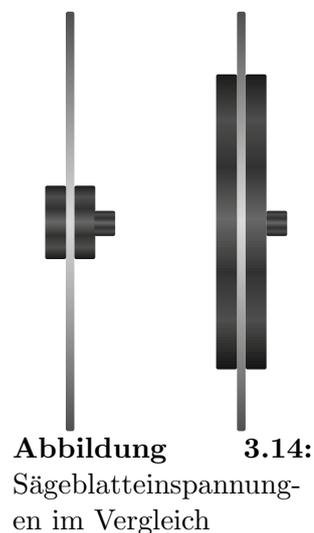
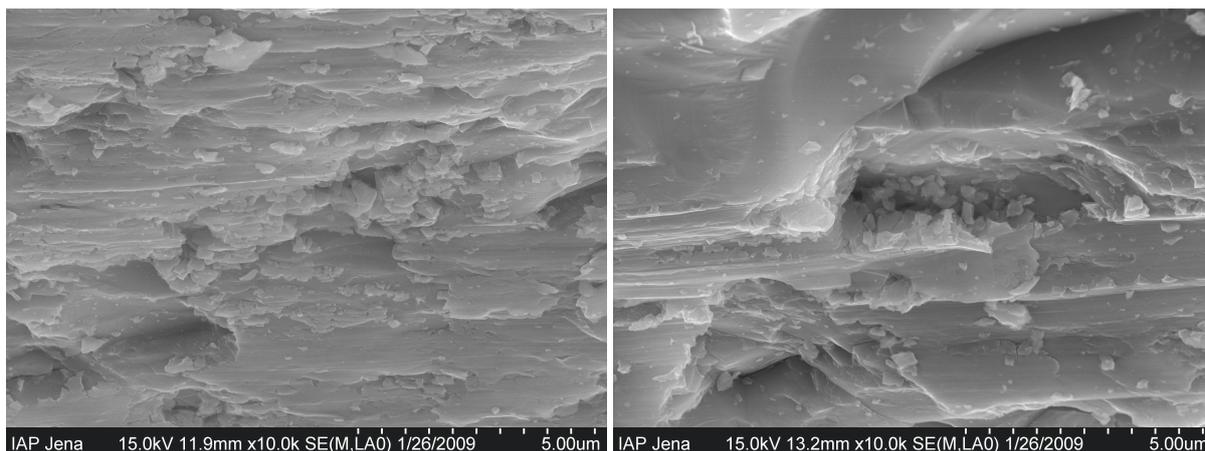


Abbildung 3.14: Sägeblatteinspannungen im Vergleich

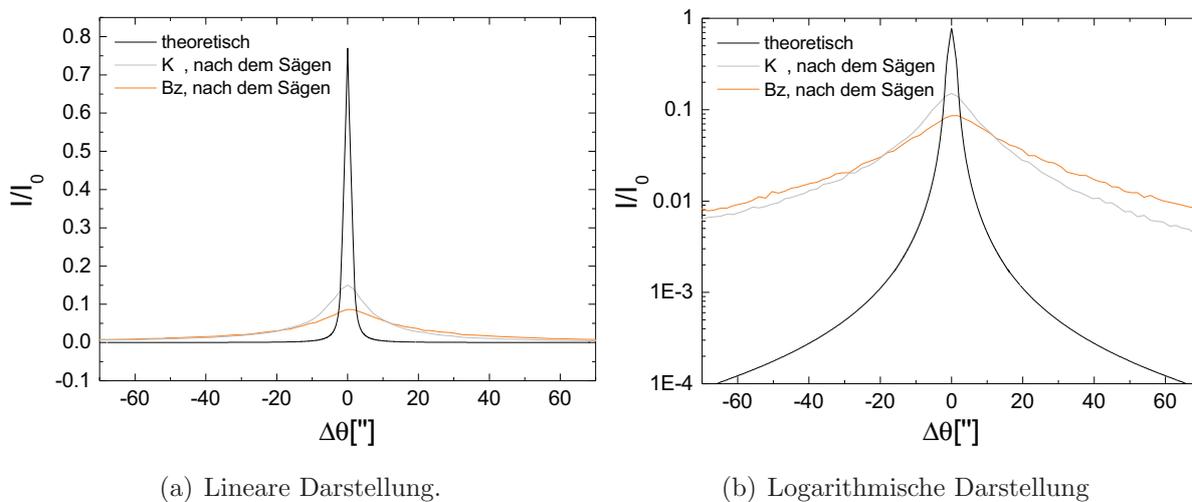


(a) Kunstharzbindung

(b) Bronzebindung

Abbildung 3.15: Seitenwand des Channelcuts unter 20° im Rasterelektronenmikroskop (Aufnahmen T. Käsebier, IAP).

Kunststoffbindung ermöglicht feinere Schnitte als die Bronzebindung. Der Vorteil der Bronzebindung liegt darin, dass sich das Sägeblatt weniger schnell abnutzt und größere Sägeblattdurchmesser und somit höhere Schubgeschwindigkeiten zur Verfügung stehen.



(a) Lineare Darstellung.

(b) Logarithmische Darstellung

Abbildung 3.16: Am Doppelkristalldiffraktometer gemessene Rockingkurven für Si (333) nach dem Sägen mit Kunststoff gebundenem (K) bzw. Bronze gebundenem (Bz) Schleifkorn. Die Rockingkurven stellen eine Kristallreflexion bei $E_{\text{Photon}} = 8.0 \text{ keV}$ dar.

Abbildung 3.15 zeigt die Seitenflächen eines Siliziumchannelcuts nach dem Sägen für die unterschiedlichen Trennscheibenbindungsarten im Rasterelektronenmikroskop. Die Oberflächenrauigkeit des Channelcuts durch das Sägen mit (K) Schleifkorn ist sehr viel geringer und feiner strukturiert, als die Oberfläche des mit (Bz) gesägten Channelcuts. Abbildung 3.16 zeigt für Si (333) nach dem Sägen gemessene Rockingkurven am Dop-

pelkristalldiffraktometer im Vergleich zu einer Rockingkurve für einen perfekten Siliziumkristall in linearer und logarithmischer Darstellung. Die durch das Sägen zerstörte Oberfläche führt zu einer Verringerung der Peakintensität von theoretisch 77% auf 15% für das Sägen mit kunststoffgebundenen Schleifkorn und 8% für das bronzegebundene Schleifkorn. Neben einer Verbreiterung der Halbwertsbreite kommt es auch zu einer Vergrößerung der Rockingkurvenausläufer um 2 Größenordnungen.

3.5.4 Bearbeitung der Oberflächen

Um die theoretische Performance der Channelcutkristalle zu erreichen sind die durch das Sägen gestörten Oberflächen bestmöglich zu entfernen. Auf Grund der Form des Channelcuts ist aus den etablierten Prozessen der Waferindustrie, bestehend aus Läppen, Ätzen und Polieren, nur der Ätzvorgang anwendbar. Als erstes werden dafür im Acetonbad die Kitrückstände vom Sägen und im Schwefelsäurebad die organischen Rückstände zur Reinigung der Oberflächen entfernt. Für das anschließende isotrope Ätzen der Kristalle wurde ein Gemisch aus Salpetersäure zur Oxidation des Siliziums, Flusssäure zum Ätzen des entstandenen Siliziumdioxids und Essigsäure zur besseren Benetzung der Oberflächen [46] verwendet. Damit kann eine Störschichttiefe von $\approx 80 \mu\text{m}$ abgetragen werden. Die Strukturierung der Oberfläche durch das Sägeblatt lässt sich allerdings mit dem Ätzprozess alleine nicht entfernen. Um diese Strukturierung zu reduzieren und die Oberflächenbearbeitung zu verbessern, wurde ein Läppvorgang für die Channelcuts entwickelt. Dazu wurde die Dimensionierung der zu läppenden Seitenwände des Channelcuts von 3 mm auf 5 mm vergrößert, um eine Nut von 4 mm Länge \times 1 mm Tiefe in der Seitenwand des Channelcuts zum gleichmäßigen Läppen zu schaffen (siehe Abb. 3.17). Für den Läppvorgang wurde feines Korundpulver ($40 \mu\text{m}$, $28 \mu\text{m}$ und $14 \mu\text{m}$) verwendet. Die Führung des Kristalls erfolgte per Hand am Rand einer speziell für die Channelcuts angefertigten 4 mm dünnen Drehscheibe von 70 mm Durchmesser. Für den Test des Verfahrens wurden ein Paar Channelcuts der Orientierung Si(400) für 6 Reflexionen und ein Paar Channelcuts der Orientierung Si(800) für 8 Reflexionen präpariert. Abbildung 3.18 zeigt die am DKD (30 kV, 30 mA, FeK_α , 1. Kristall Si(400) 1 Reflexion) gemessenen Rockingkurven für die geläppten und nur geätzten Kristalle im Vergleich. Tabelle 3.6 listet die daraus ermittelten Charakterisierungsparameter auf. Es ist ersichtlich, dass für den 6-Reflexionen Si(400)-1L Channelcut eine leichte Ver-

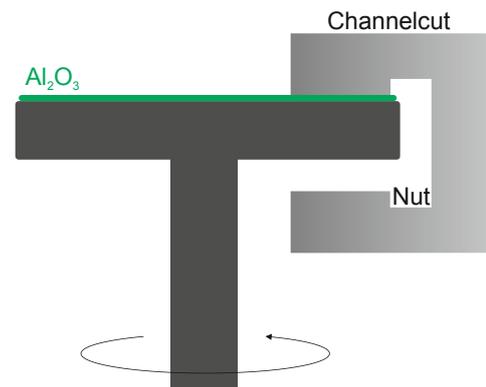


Abbildung 3.17: Läppvorgang.

größerung der Peakintensität von theoretisch 77% auf 15% für das Sägen mit kunststoffgebundenen Schleifkorn und 8% für das bronzegebundene Schleifkorn. Neben einer Verbreiterung der Halbwertsbreite kommt es auch zu einer Vergrößerung der Rockingkurvenausläufer um 2 Größenordnungen.

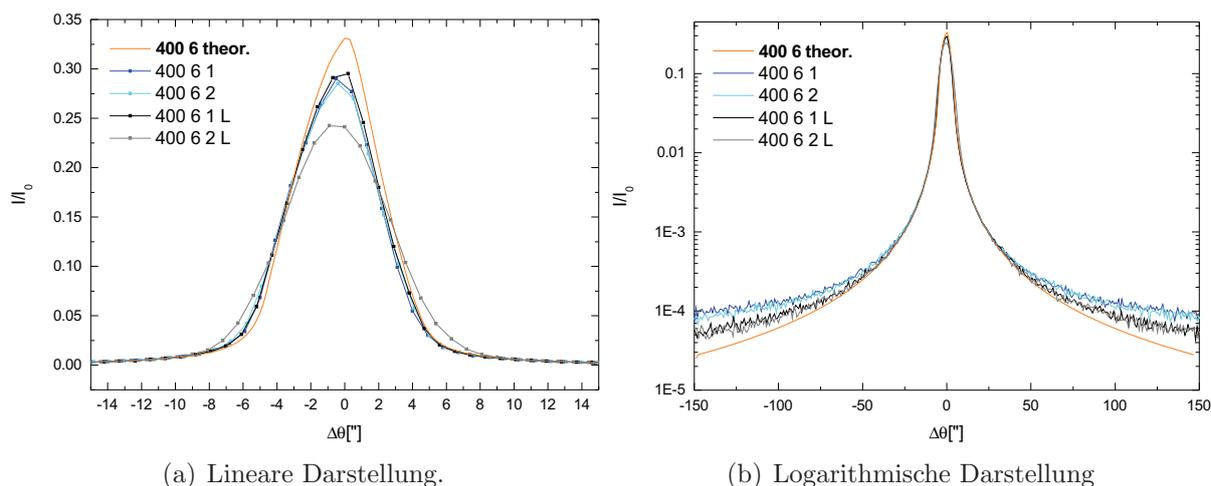


Abbildung 3.18: Vergleich der am Doppelkristalldiffraktometer gemessenen Rockingkurven für geläppte (L) und ungeläppte 6-Reflexion Si (400) Channelcuts. Die Versuchsparameter betragen: $U=30$ kV, $I=30$ mA, FeK_{α} , erster Kristall Si(400) 1 Reflexion.

n	Nummer	Orientierung	I/I_0	R	FWHM ["]
6	theoretisch	400	0.34	1.08E-5	5.82
6	1	400	0.29	1.00E-5	6.2
6	2	400	0.29	1.02E-5	6.2
6	1L	400	0.30	1.02E-5	6.1
6	2L	400	0.24	1.00E-5	7.4

Tabelle 3.6: Ergebnisse der Charakterisierungsuntersuchung der Channelcuts am Doppelkristalldiffraktometer bei einer Photonenenergie von 6.4 keV für geläppte und ungeläppte Kristalle. I/I_0 beschreibt die Peakreflexion, R das integrale Reflexionsvermögen und FWHM die Halbwertsbreite der Rockingkurven.

besserung der Peakintensität, FWHM und der Rockingkurvenausläufer gegenüber den ungeläpften Channelcuts erzielt werden konnte. Die Ergebnisse sind für die 6-Reflexionen Channelcuts für eine horizontale und vertikale Verschiebung des einfallenden Strahls auf der Seitenwand reproduzierbar, was für einen homogenen Läppprozess spricht. Für die 8-Reflexionen Channelcuts konnte keine mit dem DKD-nachweisbare Verbesserung der Ausläufer erzielt werden (Abb. 3.19). Der 8-Reflexionen Si(400)-1 Channelcut weist sogar gegenüber den ungeläpften Kristallen eine Verschlechterung der Peakintensität auf (Tab. 3.7). Die mögliche Ursache könnte im grenzwertigen Durchmesser der Läppscheibe für die großen 8-Reflexionen Channelcuts gelegen haben, was eine gleichmäßigen Führung auf der Läppscheibe erschwerte. Die Rockingkurven für die laterale Verschiebung des Röntgenstrahls im Channelcut um ± 1.5 mm für den 8-Reflexionen Si(400)-1 Channelcut sprechen allerdings für einen gleichmäßigen Abtrag. Die Ursachen für die Abweichungen der gemessenen Transmissionen von den theoretischen Werten, können auch durch

3 Methoden der Präzisionspolarimetrie

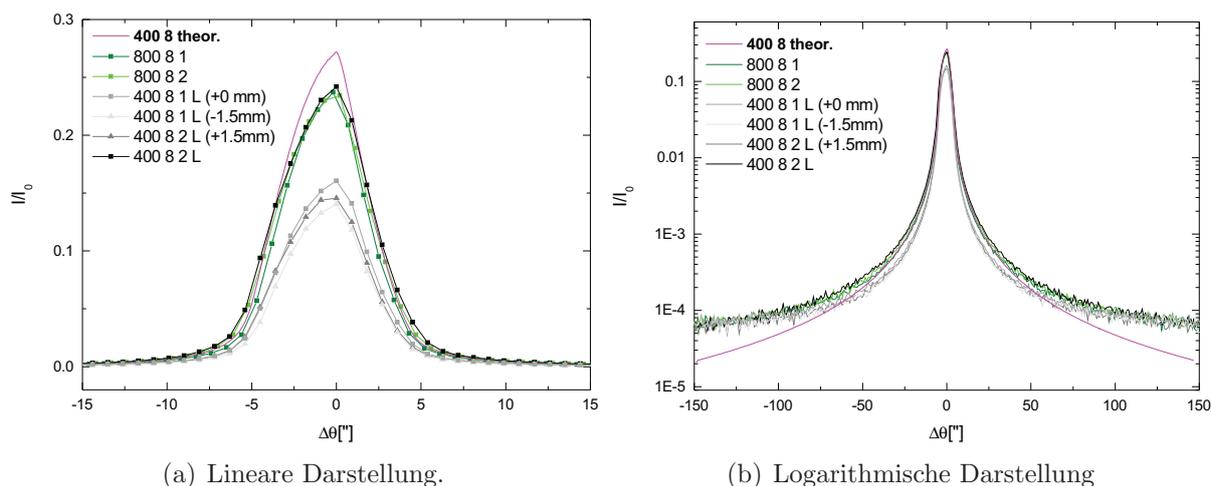


Abbildung 3.19: Vergleich der am Doppelkristalldiffraktometer gemessenen Rockingkurven für geläppte (L) und ungeläppte 8-Reflexion Si (400) Channelcuts. Die Versuchsparameter betragen: $U=30$ kV, $I=30$ mA, $\text{FeK}\alpha$, erster Kristall Si(400) 1 Reflexion.

n	Nummer	Orientierung	I/I_0	R	FWHM ["]
8	theoretisch	400	0.27	8.62E-6	5.82
8	1	800	0.24	7.7E-5	5.6
8	2	800	0.23	8.3E-5	6.3
8	1L	400	0.16	5.4E-6	5.9
8	2L	400	0.24	8.7E-6	6.4

Tabelle 3.7: Ergebnisse der Charakterisierungsuntersuchung der Channelcuts am Doppelkristalldiffraktometer bei einer Photonenenergie von 6.4 keV für geläppte und ungeläppte Kristalle. I/I_0 beschreibt die Peakreflexion, R das integrale Reflexionsvermögen und FWHM die Halbwertsbreite der Rockingkurven.

Inhomogenitäten der Szintillationszähler verursacht worden sein. Eine weitere Fehlerquelle liegt im zu großen Abtrag der Läppscheibe. Dies führte zur Verbreiterung des optimal berechneten Einschnittes zwischen den reflektierenden Kristallflächen und damit möglicherweise zur Abschattung des Röntgenstrahls.

Eine zukünftige Verbesserung des Läppprozesses könnte für die 8-Reflexionen Channelcuts in einer Vergrößerung der Läppscheibe und der Verbreiterung der reflektierenden Kristallwände liegen.

3.5.5 Messung der präparierten Channelcutkristalle

Die Bestimmung des Polarisationsreinheitsgrades der Channelcutkristalle wurde an Undulatorbeamlines der Synchrotrons Petra III und ESRF durchgeführt. Diese Röntgenquellen ermöglichen es, im Gegensatz zur charakteristischen Strahlung einer Laborröntgenquelle, die Wellenlänge genau für einen Braggwinkel von $\theta_B = 45^\circ$ einzustellen. Gleichzeitig bieten sie mit bis zu 10^{13} Photonen/s genügend Röntgenphotonen, um auch hohe Polarisationsreinheitsgrade in einer realistischen Zeitspanne zu messen.

Bei allen Polarisationsreinheitsgradmessungen ist die exakte Einstellung der Photonenenergie entscheidend. Dies erfolgte bei den Messungen mit einem Si(111) Doppelkristallmonochromator. Für die Energie von 6.457 keV erreichen diese eine Energiebandbreite von 0.83 eV und für die Energie von 12.914 keV eine Energiebandbreite von 1.7 eV. Die Unterdrückung der höheren Harmonischen konnte, durch deren schmalere Rockingkurvenhalbwidths, über das Verstellen der Neigung vom zweiten Monochromatorkristall erzielt werden. Die eingestellte Energie wurde mit einem Siliziummonolith, bestehend aus zwei senkrecht zueinander stehenden (100) und (010) Oberflächen (n,+n), überprüft. Da die Beugung an den Netzebenen nur stattfindet, wenn der Braggwinkel der (100) Netzebene bei 45° liegt, kann mit dieser Methode die Wellenlänge für $\theta_B = 45^\circ$ bei Si(400) auf 0.15 eV und für Si(800) auf 0.075 eV genau eingestellt werden. Für die Mes-

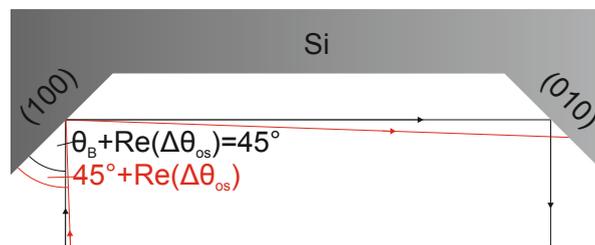


Abbildung 3.20: Strahlengang im Wellenlängenüberprüfungsmonolith nach der dynamischen Theorie. Die Mitte des Reflexionsgebietes ist gegenüber dem kinematischen Braggwinkel von 45° um die Brechungskorrektur $Re(\Delta\theta_{os})$ verschoben (rot). Transmittiert wird vom Monolithen der kinematische Braggwinkel von $45^\circ - Re(\Delta\theta_{os})$ (schwarz).

sung des linearen Polarisationsreinheitsgrades des Polarimeters wird der Analysatorchannelcut um den gebeugten Strahl (Winkel η , Abb.3.21) des Polarisatorchannelcuts von der Durchlassposition, d.h. Beugungsebenen von Polarisator und Analysator sind parallel zueinander, in die Auslöschungsposition gedreht (Beugungsebenen der Channelcuts stehen senkrecht zueinander). Für jede Winkelposition von η wird eine Rockingkurve aufgenommen (siehe Abb. 3.21). Je nach Photonenzahl erfolgt die Detektion der Röntgenphotonen von 6.457 keV und 12.914 keV mit einer Si-Photodiode (> 15.000 Photonen/s) oder einer Avalanche Photodiode (APD) (< 100.000 Photonen/s). Der Abgleich der beiden Detektoren erfolgt bei ≈ 50.000 Photonen/s. Die Intensität der Strahlung vor und nach dem

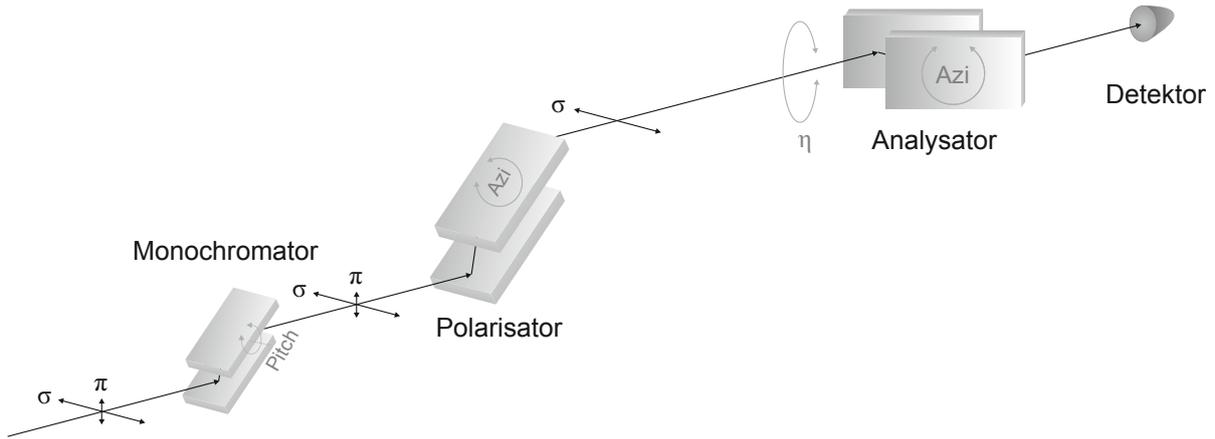


Abbildung 3.21: Schematischer Aufbau zur Messung des Polarisationsreinheitsgrades.

Polarisator wird mit Ionisationskammern überwacht. In der Auslöschungsposition des Polarimeters wurde die azimuthale Orientierung von Polarisator- und Analysatorkristall zum Synchrotronstrahl in 0.1° Schritten bis zur bestmöglichen Auslöschung variiert. Für die niedrige Energie von 6.457 keV wurde außerdem eine Vakuumeinhausung des Strahlweges zwischen den Polarimeterkristallen verwendet, um die Absorption an der Luft zu minimieren.

4-Reflexionen Channelcuts

Der Test der 4-Reflexionen Channelcuts fand im Rahmen der Diplomarbeit ([14]) statt und soll hier nur kurz zur Vollständigkeit wiederholt werden. Die Messung des Polarisationsreinheitsgrades der 4-Reflexionen Channelcuts erfolgte am Synchrotron der ESRF (Grenoble), an Beamline ID06. Zum Zeitpunkt der Messung lief das Synchrotron im 16-Bunchmodus mit einem Ringstrom < 90 mA. Für die niedrige Energie von 6.5 keV lieferte der verwendete U32 $2 \cdot 10^{10}$ Photonen/s. Für die höhere Energie von 12.9 keV wurde ein im Vakuum gekühlter U18 genutzt, der $2 \cdot 10^{12}$ Photonen/s bereitstellte.

Für die niedrige Photonenenergie konnte ein Polarisationsreinheitsgrad von $\delta_0 = (1.5 \pm 0.3) \cdot 10^{-9}$, für die höhere Energie von $\delta_0 = (9.0 \pm 1.8) \cdot 10^{-9}$ ermittelt werden [47]. In Tabelle 3.8 sind neben dem Polarisationsreinheitsgrad, auch das Verhältnis der Peaks der gemessenen Rockingkurven in Durchlass- und Auslöschungsposition dargelegt.

Energie [keV]	Orientierung	δ_0	δ_{Peak}	Beamline
6.457	400	$(1.5 \pm 0.3) \cdot 10^{-9}$	$(1.1 \pm 0.2) \cdot 10^{-9}$	ID06
12.914	800	$(9.0 \pm 1.8) \cdot 10^{-9}$	$(1.3 \pm 0.3) \cdot 10^{-9}$	ID06

Tabelle 3.8: Ergebnisse der Polarisationsreinheitsgradmessungen mit 4-Reflexionen Channelcuts.

6-Reflexionen Channelcuts

In einer weiteren Messzeit an Beamline ID06 wurde die Performance der 6-Reflexionen Channelcuts untersucht. Für die Dauer der Experimente wurde das Synchrotron mit gleichmäßiger Multibunchfüllung, bei einem Ringstrom kleiner als 200 mA, betrieben. Abbildung 3.22 zeigt für die Energie von 6.5 keV die gemessenen Rockingkurven in Durchlassrichtung (grün) und gekreuzter Position der Polarisatoren (schwarz). Die Mess-

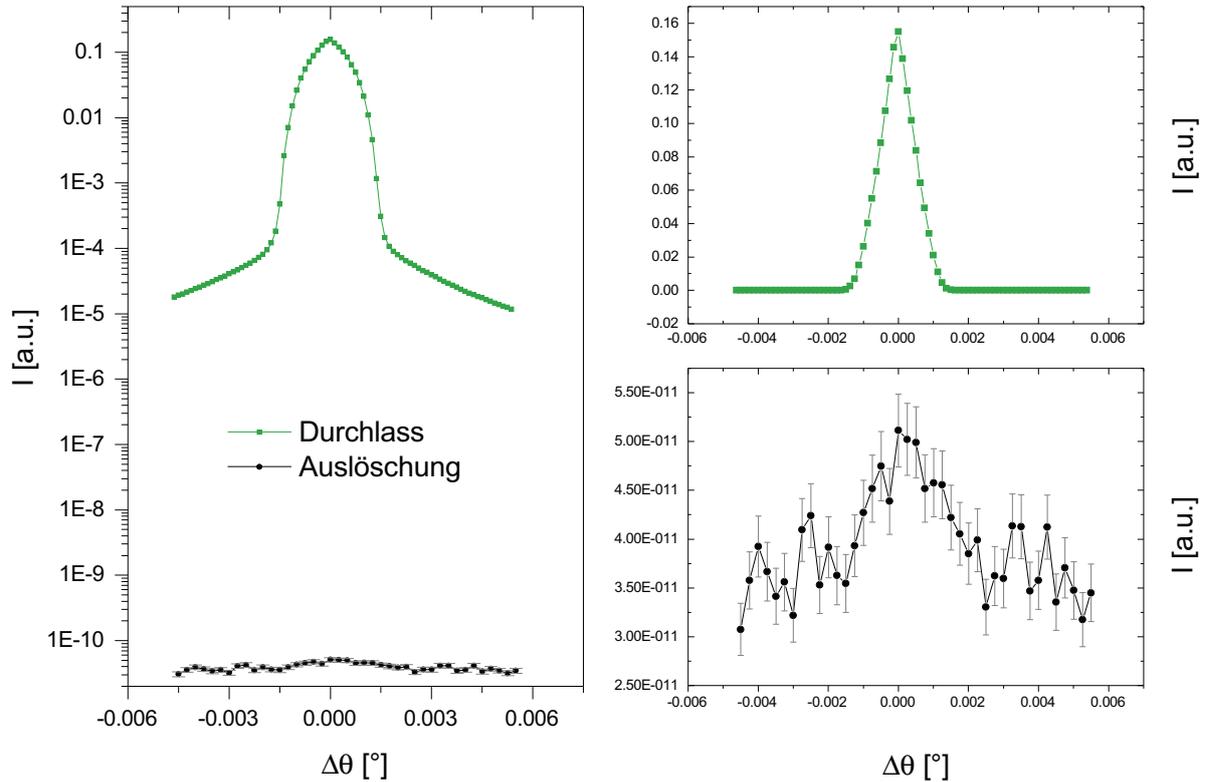


Abbildung 3.22: Rockingkurven in Durchlass- und Auslöschungposition für 6-Reflexionen Channelcuts bei 6.457 keV.

dauer betrug 1 s pro Messpunkt in Durchlassrichtung und 210 s pro Messpunkt in der Auslöschungposition. Dies entspricht einer totalen Messdauer der Rockingkurven von 1.5 min im Durchlass, beziehungsweise 2.5 h in der Auslöschung. Die Fehlerbalken der Auslöschungskurve setzen sich aus der mittleren zufälligen Abweichung des Messwertes und einem Kalibrierungsfehler, durch den Abgleich von Diode und APD zusammen. Der Fehlerbalken der Durchlasskurve ist kleiner als die Messpunktgröße. Auf Grund der Drehung des Analysatorkristalles um die Dispersionsebene des Polarisatorkristalles, kommt es zur Änderung der Halbwertsbreite der Messkurven, infolge der horizontalen Divergenz des Photonenstrahls. Diese beträgt theoretisch $3.6''$ vertikal und $5.9''$ horizontal bei 6.5 keV [48]. Die Halbwertsbreite der Rockingkurve verbreitert sich von $(4.3 \pm 0.04)''$ in Durchlassposition auf $(8.6 \pm 0.5)''$ in der Auslöschung. Abbildung 3.23 zeigt die vollständige Messreihe zur Bestimmung des linearen Polarisationsreinheitsgra-

des. Dargestellt sind die Transmissionen T in verschiedenen η -Positionen des Analysa-

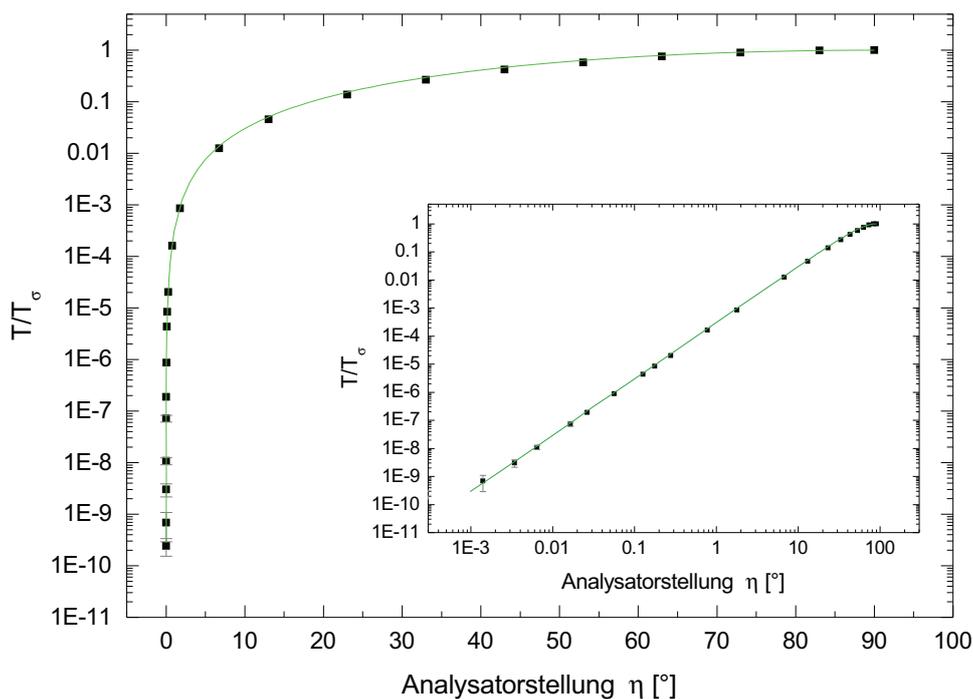


Abbildung 3.23: Messung des linearen Polarisationsreinheitsgrades für 6-Reflexionen Si(400) Channelcuts bei einer Photonenenergie von 6.457 keV [49]. Die grüne Kurve stellt die theoretische Abhängigkeit des linearen Polarisationsreinheitsgrades zu $\cos^2 \eta$ dar.

tors, d.h. das Integral über die gemessenen Rockingkurven, normiert auf die Transmission in der Durchlassposition T_σ ($\eta = 90^\circ$) in einfacher und doppelt logarithmischer Darstellung (Inset). Die Messpunkte stimmen ausgezeichnet mit der theoretischen Abhängigkeit des linearen Polarisationsreinheitsgrades zu $\cos^2 \eta$ (grüne Linie) überein. Fehlerbalken, die kleiner als die Messpunktgröße sind, werden nicht dargestellt. Es ergibt sich ein linearer Polarisationsreinheitsgrad von $(2.4 \pm 0.9) \cdot 10^{-10}$ für die 6-Reflexionen Channelcuts bei einer Energie von 6.5 keV [49]. Dies stellt eine Verbesserung von nahezu einer Größenordnung zu den 4-Reflexionen Channelcuts bei derselben Energie dar.

Die Messung des linearen Polarisationsreinheitsgrades bei der Energie von 12.914 keV erfolgte mit einem Si(800) Channelcut als Polarisator und einem Si(400) Channelcut als Analysator. Abbildung 3.24 zeigt die Rockingkurven in Durchlass- und Auslöschungsposition in linearer und logarithmischer Darstellung. Die Durchlasskurve wurde mit einer Schrittweite von $\Delta\theta = 0.09''$ gefahren. Durch den Mikroschrittbetrieb kam es, wie im Kurvenverlauf zu sehen, zu einem nicht ganz gleichmäßigen Durchfahren der Rockingkurve. Die Messdauer für einen Punkt der Rockingkurve im Durchlass betrug 1 s pro Messpunkt und 5 s pro Messpunkt in der Auslöschung. Die Halbwertsbreite der Rockingkurven verbreiterte sich von $(0.6 \pm 0.02)''$ auf $(5.3 \pm 1.0)''$ in Richtung gekreuzter Stellung der Polarisatoren. Als linearer Polarisationsreinheitsgrad konnte ein

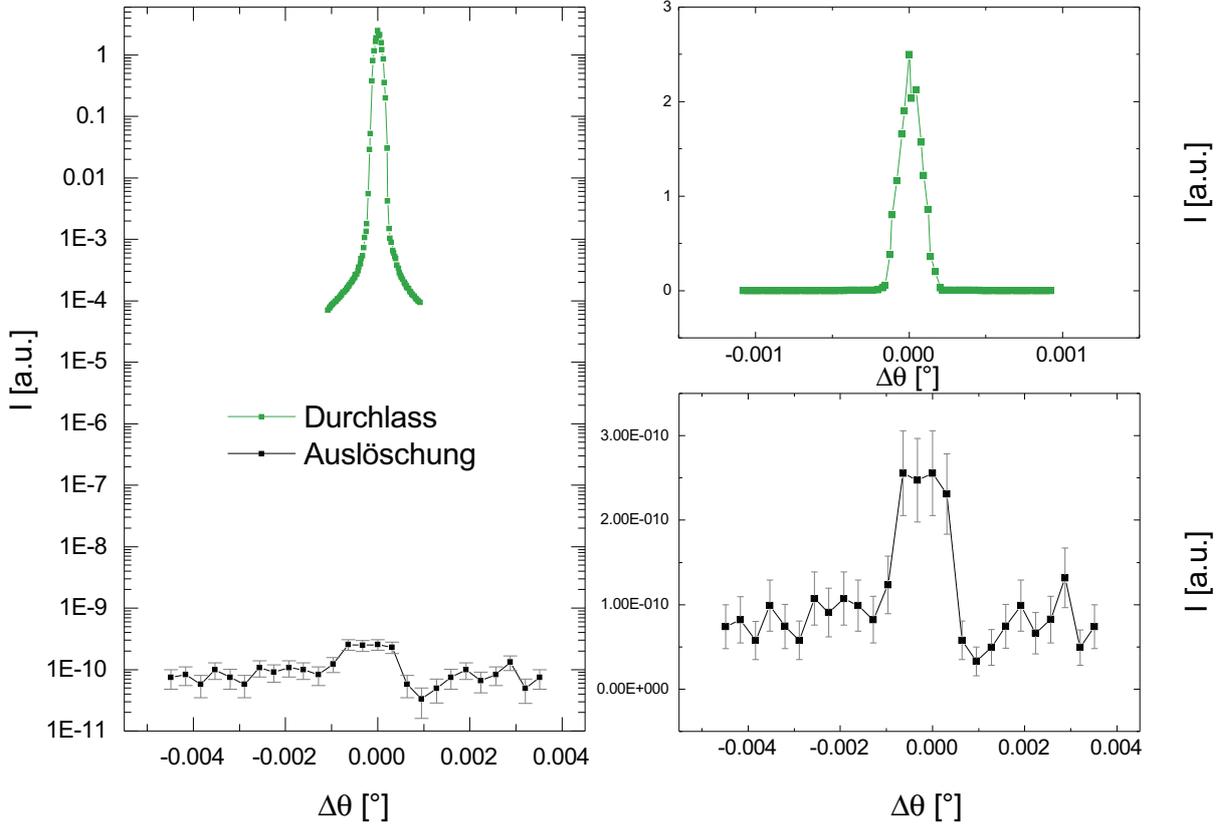


Abbildung 3.24: Rockingkurven in Durchlass- und Auslöschungposition für einen 6-Reflexionen Si(800) und einen 6-Reflexionen Si(400) Channelcut bei 12.9 keV.

Wert von $\delta_0 = (5.7 \pm 2.1) \cdot 10^{-10}$ bestimmt werden. Dies ist eine Verbesserung von 1.5 Größenordnungen gegenüber den 4-Reflexionen Channelcuts bei derselben Energie.

Energie [keV]	Orientierung	δ_0	δ_{Peak}	Beamline
6.457	400	$(2.4 \pm 0.9) \cdot 10^{-10}$	$(1.0 \pm 0.2) \cdot 10^{-10}$	ID06
12.914	800+400	$(5.7 \pm 2.1) \cdot 10^{-10}$	$(7.1 \pm 4.8) \cdot 10^{-11}$	ID06

Tabelle 3.9: Ergebnisse der Polarisationsreinheitsgradmessungen mit 6-Reflexionen Channelcuts.

8-Reflexionen Channelcuts

Die Performance der 8-Reflexionen Si(800) Channelcuts wurde in derselben Messzeit, bei einer Energie von 12.914 keV getestet. Die Messdauer einer Rockingkurve betrug 1 s pro Messpunkt im Durchlass und 60 s in der Auslöschung. Die Halbwertsbreite der Rockingkurven vergrößerte sich von $(0.6 \pm 0.02)''$ in der parallelen Ausrichtung der Polarisatoren zu $(3.7 \pm 0.4)''$ in der gekreuzten Stellung. Die Intensitätsunterdrückung in verschiedenen η -Positionen ist in Abbildung 3.25 dargestellt. Als beste Intensitätsunterdrückung konnte ein Wert von $\delta_0 = (7.6 \pm 3.3) \cdot 10^{-10}$ bestimmt werden. Somit konnte keine weitere

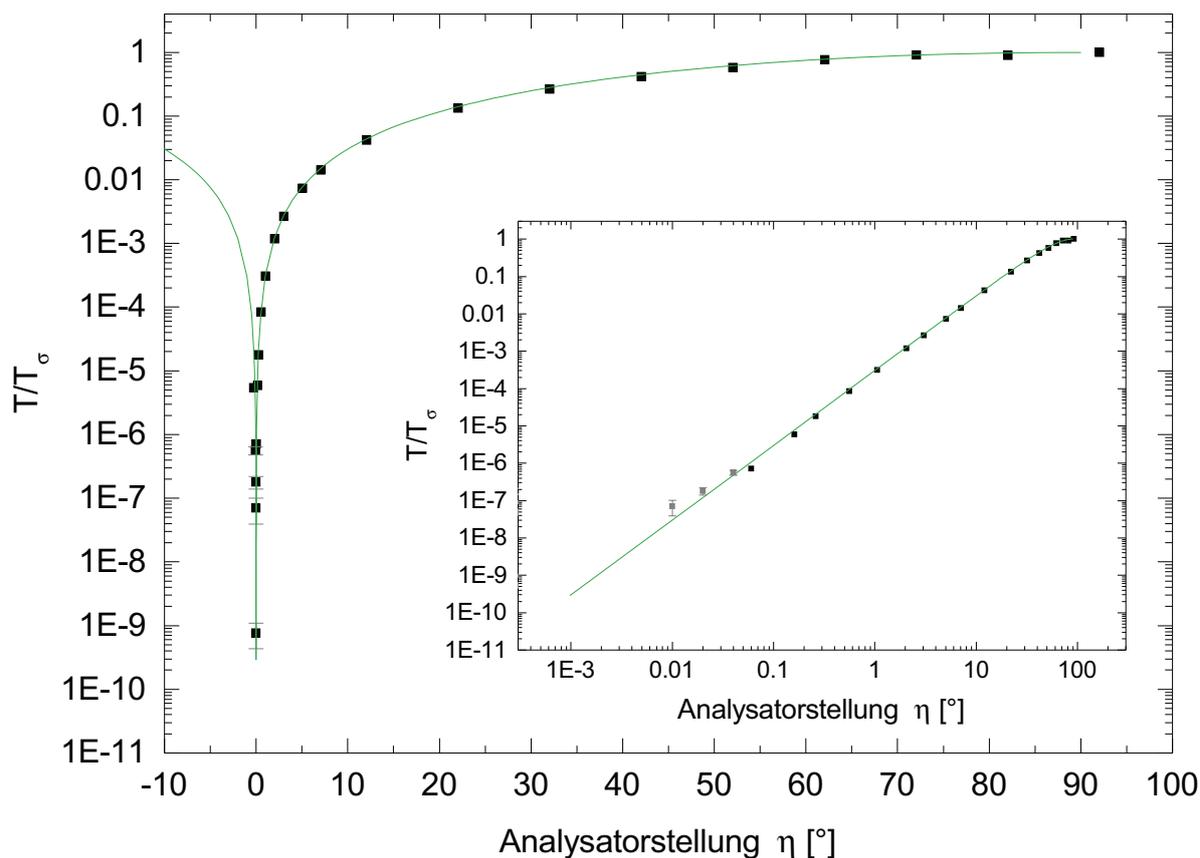


Abbildung 3.25: Messung des linearen Polarisationsreinheitsgrades für 8-Reflexionen Si(800) Channelcuts bei einer Photonenenergie von 12.914 keV. Die grauen Messpunkte in der doppelt logarithmischen Darstellung wurden für die Grafik zu 0° gespiegelt.

Verbesserung des linearen Polarisationsreinheitsgrades, gegenüber des besten Wertes von $5.7 \cdot 10^{-10}$ bei 12.9 keV, über die Erhöhung der Reflexionenanzahl im Channelcut erzielt werden.

Die Überprüfung der geläpften Channelcutkristalle fand an Beamline P01 von Petra III in Hamburg bei einer Photonenenergie von 6.5 keV statt. Zur Detektion der Röntgenphotonen hinter dem Analysator wurde im gesamten Messbereich eine APD mit wahlweise vier $50 \mu\text{m}$ -Aluminiumfolien verwendet. Abbildung 3.26 zeigt die in Durchlass- und Auslöschungsposition gemessenen Rockingkurven. Die Messdauer betrug 1 s pro Messpunkt im Durchlass und 150 s pro Messpunkt in der Auslöschung. Die Halbwertsbreite der Rockingkurven vergrößerte sich von $(3.9 \pm 0.1)''$ in der parallelen Stellung auf $(8 \pm 1)''$ in der gekreuzten Stellung der Polarisatoren. Es konnte ein linearer Polarisationsreinheitsgrad von $\delta_0 = 6.8 \cdot 10^{-9}$ bestimmt werden. Dies stellt eine Verschlechterung von einer Größenordnung gegenüber den in Grenoble vermessenen ungeläpften Channelcuts dar. Um auszuschließen, dass höhere Harmonische das Messergebnis verschlech-

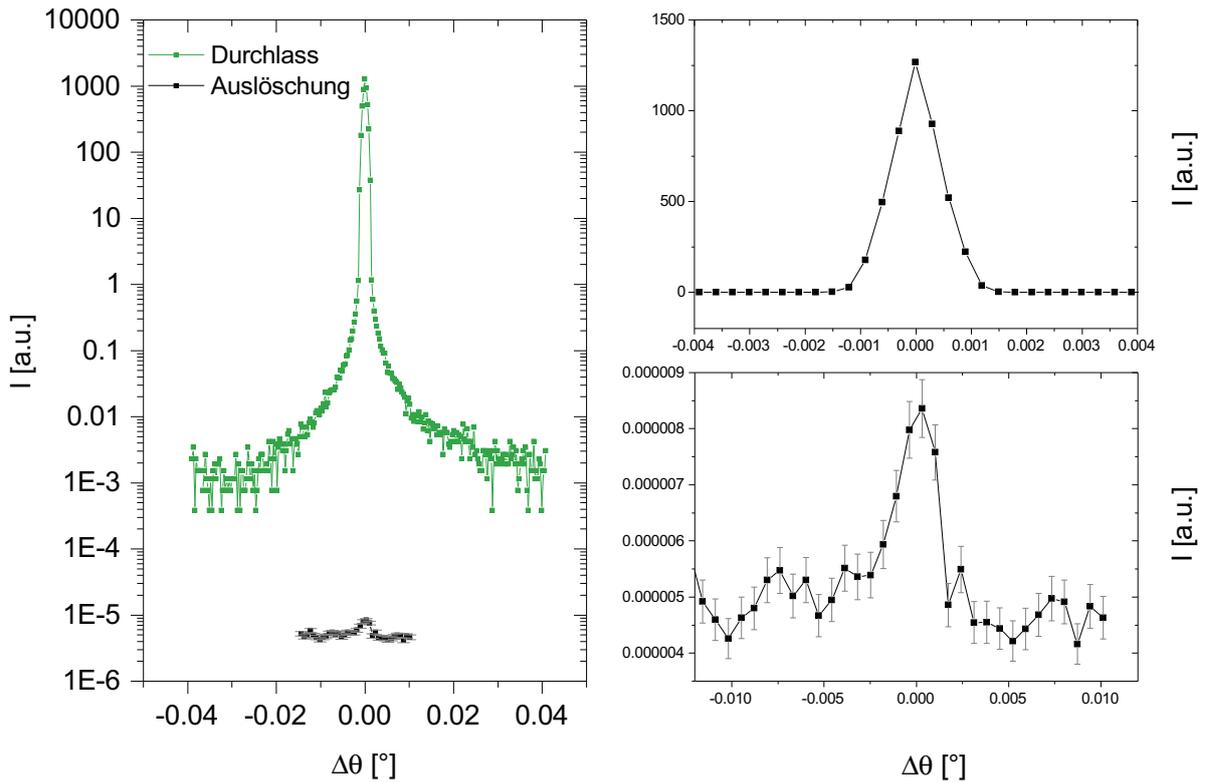


Abbildung 3.26: Rockingkurven für die Bestimmung des linearen Polarisationsreinheitsgrades in Durchlass- (schwarz) und Auslöschungsposition (grün) für geläppte 8-Reflexionen Si(400) Channelcuts, bei einer Photonenenergie von 6.5 keV.

tern, wurde in einer zweiten Messreihe mit den geläpften Kristallen ein Detuning des Monochromators um 0.004° durchgeführt. Dies verschlechterte allerdings den Polarisationsreinheitsgrad auf einen Wert von $\delta_0 = 2.1 \cdot 10^{-8}$ noch weiter, sodass die Ursache nicht in den höheren Harmonischen lag. Alle weiteren Messungen in Hamburg an P01 wurden daraufhin ohne ein Detuning des Monochromators durchgeführt.

Um Strahlparameter an P01 als mögliche Ursache für den schlechteren Polarisationsreinheitsgrad auszuschließen, wurde die Messung des linearen Polarisationsreinheitsgrades mit den schon an ID06 vermessenen ungeläpften 6-Reflexionen Si(400) Channelcut und dem ungeläpften 8-Reflexionen Si(400) Channelcut bei einer Photonenenergie von 6.5keV wiederholt. Es ergab sich eine Reinheit von δ_0 von $8.3 \cdot 10^{-9}$. Auch dieser Wert stellt eine Verschlechterung von über einer Größenordnung zum Messwert in Grenoble dar und eine leichte Verschlechterung zum linearen Polarisationsreinheitsgrad der geläpften Kristalle. Abschließend lässt sich zusammenfassen, dass die geläpften Kristalle zu einer leichten Verbesserung des Polarisationsreinheitsgrades geführt haben, den besten Wert der in Grenoble vermessenen ungeläpften 6-Reflexionen Channelcuts aber, vermutlich auf Grund der Strahlparameter an P01, nicht übertreffen konnten.

Energie [keV]	Orientierung-n	δ_0	δ_{Peak}	Beamline
12.914	800-8	$(7.6 \pm 3.3) \cdot 10^{-10}$	$(1.1 \pm 0.1) \cdot 10^{-10}$	ID06
6.457	400L-8	$(6.8 \pm 0.4) \cdot 10^{-9}$	$(2.8 \pm 0.1) \cdot 10^{-9}$	P01
6.457	400-6+400-8	$(8.3 \pm 2.4) \cdot 10^{-9}$	$(3.1 \pm 0.4) \cdot 10^{-9}$	P01

Tabelle 3.10: Ergebnisse der Polarisationsreinheitsgradmessungen mit 8-Reflexionen Channelcuts. L steht für geläppter Kristall und n für die Anzahl der Reflexionen im Channelcut.

Zur Ursachenfindung der schlechteren Polarisationsreinheitsgrade an P01 listet Tabelle 3.11 die Halbwertsbreiten der in Durchlass und Auslöschung gemessenen Rockingkurven auf. Theoretisch sollte die Divergenz der Undulatorstrahlung an P01 mit $0.7''$ vertikal

Beamline	n	Energie [keV]	Orientierung	δ_0	HWB D [$''$]	HWB A [$''$]
ID06	4	6.5	400+400	$1.5 \cdot 10^{-9}$	4.5 ± 0.1	6.4 ± 0.5
ID06	6	6.5	400+400	$2.4 \cdot 10^{-10}$	4.3 ± 0.04	8.6 ± 0.5
ID06	6	12.9	400+800	$5.7 \cdot 10^{-10}$	0.6 ± 0.02	5.3 ± 1.0
ID06	8	12.9	800+800	$7.6 \cdot 10^{-10}$	0.6 ± 0.02	3.7 ± 0.4
P01	6+8	6.5	400+400	$8.3 \cdot 10^{-9}$	4 ± 0.2	11 ± 2
P01	8	6.5	400L+400L	$6.8 \cdot 10^{-9}$	3.9 ± 0.1	8 ± 1
P01	8	6.5 Detuning	400L+400L	$2.1 \cdot 10^{-8}$	3.7 ± 0.1	12 ± 2

Tabelle 3.11: Vergleich der Rockingkurvenhalbwertsbreiten in Durchlass- (D) und Auslöschungsposition (A) für die Polarisationsreinheitsgradmessungen an ID06 und P01.

und $3.4''$ horizontal besser als die Divergenz der Undulatorstrahlung an ID06 mit $3.6''$ vertikal und $5.9''$ horizontal sein. Die Halbwertsbreiten der Rockingkurven von P01 in der Auslöschung zeigen allerdings deutlich breitere Werte und damit einhergehend schlechtere Polarisationsreinheitsgrade als die von ID06.

Abschließend zeigt Abbildung 3.27 die im Durchlass gemessenen Rockingkurven für 4-, 6- und 8-Reflexionen Channelcuts, für Si(400) im Vergleich. Um die an unterschiedlichen Beamlines und in unterschiedlichen Messzeiten gemessenen Kurven darstellen zu können, wurden die Rockingkurven auf das Peakmaximum normiert. Der in grau dargestellte theoretische Verlauf berechnet sich aus der Faltung der Rockingkurven von Polarisator- und Analysatorkristall. Es ist ersichtlich, dass die Ausläufer der Rockingkurven mehrere Größenordnungen über den theoretischen Erwartungen liegen. Weder eine Erhöhung der Reflexionenanzahl n im Channelcut noch das Läppen der Kristalloberflächen (P01 8 Reflexionen) führt zu einer signifikanten Verbesserung der Ausläufer. Dieses sogenannte „Wingproblem“ ist in der Literatur durch umfangreiche USANS/USAXS-Studien (ultra-small angle neutron scattering/ultra small angle x-ray scattering) bekannt [50, 51, 52, 53]. Für die Neutronenstreuung konnte die Ursache auf die Streuung an der Oberfläche, der Beugung an der Rückseite des Channelcuts, der thermisch diffusen Streuung, Streuung an der Cadmiumabschirmung und der Beugung an den Kristallkanten zurückgeführt

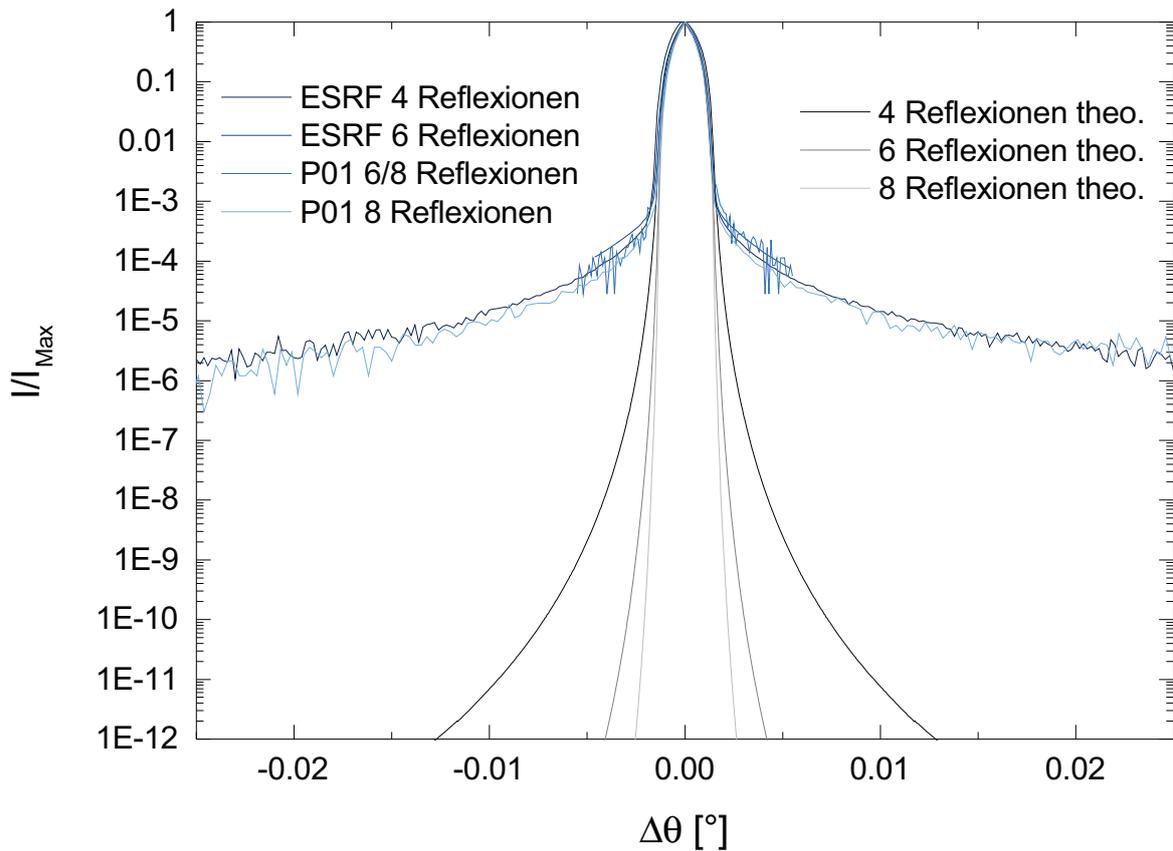


Abbildung 3.27: Vergleich der im Durchlass gemessenen Rockingkurven für Si(400). Die theoretisch berechneten Rockingkurven sind grau dargestellt.

werden [54]. Für den Röntgenbereich konnte die Erhöhung der Rockingkurvenausläufer durch parasitären Effekte noch nicht vollständig geklärt werden.

Mit Hilfe der Präzisionspolarimetrie konnte die dynamische Interferenztheorie über mehr als 10 Größenordnungen der gebeugten Intensität nachgewiesen werden. Trotzdem scheint es Grenzen zu geben, deren Ursachen nicht geklärt sind, aber mit deren Hilfe die Ursachen gefunden werden können. Eine detaillierte Untersuchung dieses Effektes und Einflüsse auf die Rockingkurvenausläufer könnten die Verbesserung von Polarisatoren entscheidend beeinflussen.

3.6 Präparation der Quasichannelcutkristalle

Für die weitere Unterdrückung der parasitären Strahlung wird im nächsten Schritt die Relevanz der Kristalloberflächen durch industriell präparierte Kristalle getestet. Außerdem wird der Einfluss der thermisch diffusen Streuung durch eine Reduktion des Kristallvolumens untersucht.

3.6.1 Dicke Kristalle

Agamalian konnte die Rockingkurvenausläufer durch tiefes Ätzen (0.2 mm), Polieren und erneutes Ätzen der Kristalloberflächen um eine Größenordnungen für die Neutronenstreuung reduzieren [55]. Da die bisherigen Verbesserungsmethoden der Oberflächen in den Channelcuts für den Röntgenbereich nur eine geringfügige Verbesserung der Ausläufer zur Folge hatte, soll im nächsten Schritt ein Channelcut aus zwei separaten Kristallen (Quasi-Channelcut) aufgebaut werden. Damit können die aus der Waferindustrie etablierten Poliermethoden zur Bearbeitung der Oberflächen Anwendung finden. Als Ausgangsmaterial wurde deswegen ein chemisch polierter Siliziumwafer von 100.0 mm Durchmesser und einer Dicke von 11.7 mm bestellt. Das Material wurde nach dem Zonenschmelzverfahren hergestellt, ist niedrig mit Phosphor dotiert und weist einen Widerstand von 6000–10000 Ωcm auf. Als Kristallgröße wurde eine Breite von 1 cm und eine Länge von 4.64 cm gewählt. Mit diesen Parametern lassen sich mühelos 8 Reflexionen realisieren und die Comptonstreuung an den Rändern (siehe Kap. 3.7.2) vermeiden. Tabelle 3.12 listet die Abstände und den Überlapp der beiden Kristalle des Quasi-Channelcuts für die jeweilige Anzahl an Reflexionen, sowie den einfädelbaren Strahldurchmesser auf. Für das Zersägen des dicken Siliziumwafers wurde die polierte Oberfläche mit einer dicken Schicht optischen Kit überzogen. Abbildung 3.28 zeigt einen der 4 präparierten Kristalle. Auf der rechten Seite ist die zugehörige Halterung des Kristalls für das Polarimeter zu sehen. Sie wurde komplett aus Invar gefertigt. Der Kristall liegt aus Stabilitätsgründen auf der Rückseite und auf einer der Seitenflächen auf. Zusätzlich wird er durch 2 Schrauben, die mit PVC-Kappen versehen sind, in der Halterung fixiert. Die azimutale Orientierung der dicken Kristalle wurde für den Si(400) Reflex bei einer Photonenenergie von 6.5 keV optimiert.

Anzahl Reflexionen	Abstand [cm]	Überlapp [cm]	Strahldurchmesser [cm]
2	1.5	1.5	1
4	1.16	3.48	1
6	0.77	3.86	1
8	0.58	4.06	0.82

Tabelle 3.12: Parameter zum Einbau der Kristalle in die Quasichannelcuthalterung.

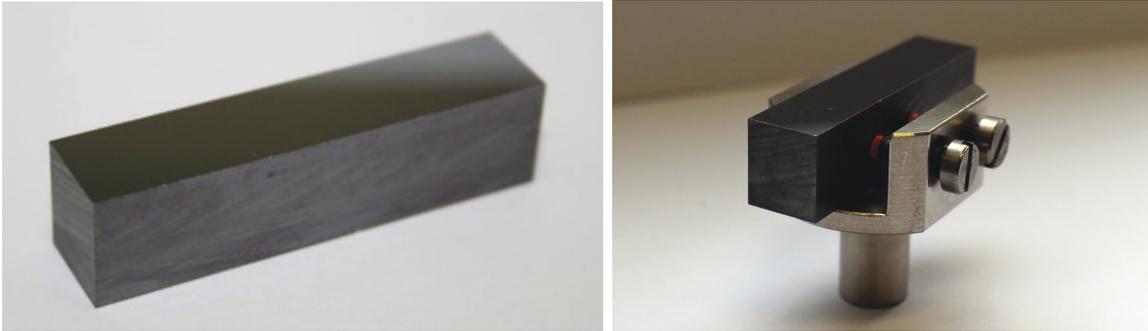


Abbildung 3.28: Links: 46 mm x 10 mm x 11.7 mm Siliziumkristall mit chemisch geätzter und polierter Oberfläche. Rechts: Siliziumkristall in Invarhalterung.

3.6.2 Dünne Kristalle

1995 beschreibt Sanchez del Rio eine Möglichkeit, die Rockingkurvenausläufer durch dünne Kristalle zu verbessern. Durch eine geeignete Wahl der Kristalldicke zwischen Extinktionslänge und Absorptionstiefe lässt sich theoretisch die thermisch diffuse Streuung, die proportional zum Streuvolumen ist, reduzieren [56]. Außerdem bietet die Wahl eines dünnen Kristalls für die Polarimetrie einen zweiten Vorteil: Die Extinktionslänge für die π -Komponente ist sehr viel größer als die der σ -Komponente. Abbildung 3.29 zeigt beispielhaft für Si(400) und FeK_α -Strahlung den Einfluss der Kristalldicke auf die Rockingkurven. Der Polarisationsreinheitsgrad verbessert sich für eine Reflexion von $\delta_0^{d=7\text{mm}} = 1.5 \cdot 10^{-3}$ auf $\delta_0^{d=15\mu\text{m}} = 9.8 \cdot 10^{-4}$ und $\delta_0^{d=4\mu\text{m}} = 4.0 \cdot 10^{-4}$ im gewählten Beispiel. Für zwei Reflexionen würde sich der Polarisationsreinheitsgrad von $\delta_0^{d=7\text{mm}} = 1.9 \cdot 10^{-5}$ auf $\delta_0^{d=15\mu\text{m}} = 3.2 \cdot 10^{-6}$ und $\delta_0^{d=4\mu\text{m}} = 2.1 \cdot 10^{-7}$ verbessern.

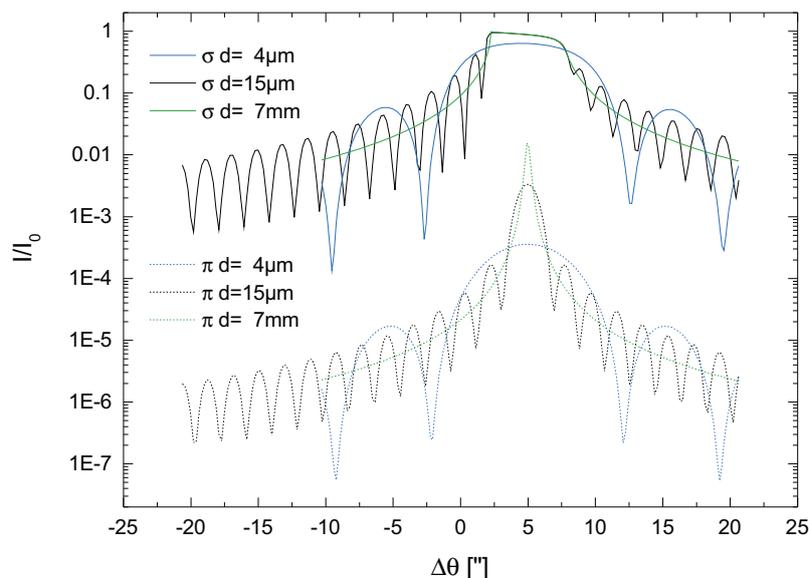


Abbildung 3.29: Vergleich der Rockingkurven für unterschiedliche Kristalldicken von Si(400) bei einer Energie von $E=6.404 \text{ keV}$ (FeK_α , $\theta_B = 45.48$, $l_{ext\sigma} = 3.6 \mu\text{m}$, $l_{ext\pi} = 213 \mu\text{m}$) [57].

Tabelle 3.13 listet die Absorptionstiefen und Extinktionslängen für 6.5 keV und 12.9 keV auf. Um möglichst viel Intensität durch den Quasi-Channelcut zu bekommen, wurde eine

Energie [keV]	Reflex	$l_{ext\sigma}$ [μm]	$l_{ext\pi}$ [μm]	l_{abs}	gewählte Kristalldicke [μm]
6.46	Si (400)	3.6	3887	37	15
12.91	Si (800)	15.7	15562	284	60

Tabelle 3.13: Parameter zum Einbau der Kristalle in die Quasichannelcuthalterung.

Kristalldicke gewählt, die der 4-fachen Extinktionslänge entspricht. Beim Herstellungsprozess solch dünner Kristalle besteht die Schwierigkeit, die Netzebenen parallel zur Oberfläche zu bekommen. Dies lässt sich nur durch das Abdünnen eines dicken Wafer erreichen. Die zweite Schwierigkeit besteht in der Halterung solch dünner Kristalle. Aus diesen Gründen wurden die Kristalle aus SOIs (silicon on insulator) hergestellt. Beim Herstellungsprozess eines SOIs wird die Oberfläche eines Wafers A (der Ausgangswafer des dünnen Kristalls, Deviceschicht) oxidiert und eine dünne Schicht mit Wasserstoffionen implantiert. Dieser Wafer A wird dann an einen zweiten Wafer B (Handle Wafer) gebonded und erhitzt. Dadurch zerteilt sich Wafer A an der mit Wasserstoffionen implantierten Schicht [58]. Man erhält einen dünnen Kristall auf einer Oxidschicht, die sich wiederum auf einem dicken Substrat (Wafer B) befindet (Abb. 3.30). Die SOIs wur-

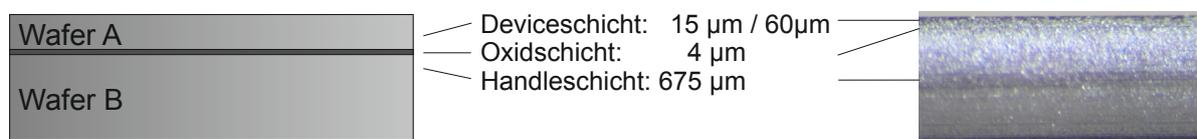


Abbildung 3.30: Querschnitt eines SOI-Wafers

den bei der Firma Si-Mat bestellt. Der Durchmesser der Wafer beträgt 76 ± 2 mm. Die Deviceschicht ist nach dem Zonenschmelzverfahren hergestellt, gering mit P/B dotiert ($R \geq 1000\Omega$), poliert und 60 ± 1 μm bzw. 15 ± 1 μm dünn. Die Oxidschicht ist 4 ± 0.2 μm dünn. Der Handlewafer ist 675 ± 15 μm dick, poliert und auch P/B-dotiert $R=1 - 30\Omega$. Bei den Untersuchungen der gelieferten Wafer wurde festgestellt, dass die Wafer unter Spannung stehen und verbogen sind. Der Krümmungsradius wurde auf $R=12 \pm 3$ m bestimmt. Es wurde versucht, die Wafer an ein ansprengfähiges Glas zu sprengen. Auf Grund der großen Spannungen war dies allerdings nicht möglich. Um die Spannungen zu reduzieren, wurden im nächsten Schritt 14 mm x 39 mm große Kristalle aus den SOI Wafern gesägt. Abbildung 3.31 zeigt den zersägten SOI-Wafer auf der linken Seite. Zur Vermeidung von Sägeschäden wurde dieser zwischen zwei 1 cm dicke Glasplatten gekittet. Die rechte Abbildung zeigt die durch das Sägen verursachten Ausbruchstellen an den Rändern des Wafers unter dem Mikroskop. Durch das Verkleinern des SOI-Wafers gelang

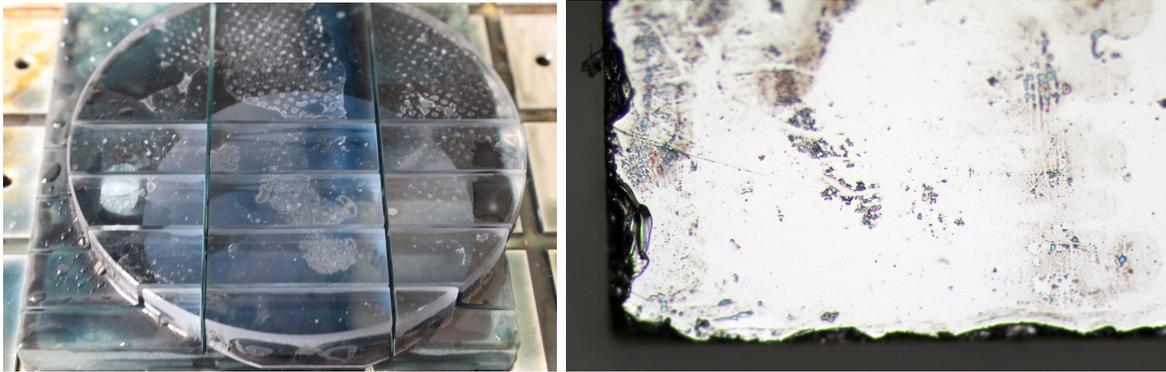


Abbildung 3.31: SOI-Wafer nach dem Sägen. Der Wafer wurde zum Sägen zwischen zwei 1 cm dicke Glasplatten gekittet (links). Das rechte Bild zeigt die Ränder der Kristalle nach dem Sägen unter dem Mikroskop.

das Ansprenge an ein Glassubstrat (oberste Zeile Abb. 3.32). Allerdings verursachen die durch das Sägen zerstörten Oberflächen an Kanten und Ecken starke Anspengfehler. Die Untersuchung des Kristalles mit der Langkamera ergab, dass trotz der Anspengfehler homogene Bereiche von 1 cm Länge auftreten, in der sich der Braggreflex nicht verschiebt (bei einer Genauigkeit der Apparatur von $0.3'$). Durch Polieren der Ränder

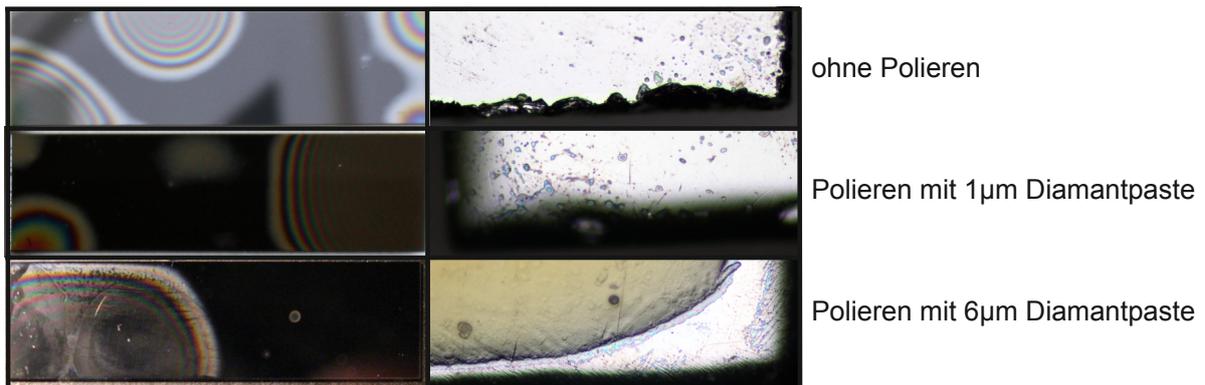


Abbildung 3.32: Ansprenge der SOI-Wafers ohne und mit Bearbeitung der Ränder im Vergleich. Die linke Seite zeigt die an das Substrat angesprengten Wafer. Die rechte Seite der Abbildung zeigt die Kanten des Wafers unter dem Mikroskop.

mit Diamantpaste ließen sich die Anspengfehler reduzieren, aber nicht vollständig beseitigen (Abb. 3.32, 2., 3. Zeile). Unter dem Mikroskop konnten an den Stellen der Anspengfehler auch keine weiteren Ausbruchstellen der Ränder ausgemacht werden. Um das Problem der Ränder zu umgehen, wurden bei Hellma Optik GmbH Jena kleine anspengfähige Substrate aus N-BK7 der Größe 10 mm x 35 mm bestellt. Mit diesen Substraten steht der Rand des SOIs auf dem Substrat über und muss nicht mehr mit angesprengt werden. Mit dieser Methode ließen sich die Wafer nahezu fehlerfrei ansprengen und die Krümmung der Wafer reduzieren. Abbildung 3.33 zeigt die Verspannung

des SOI-Kristalls mittels Interferometer auf der linken Seite. Es ist deutlich zu erkennen,

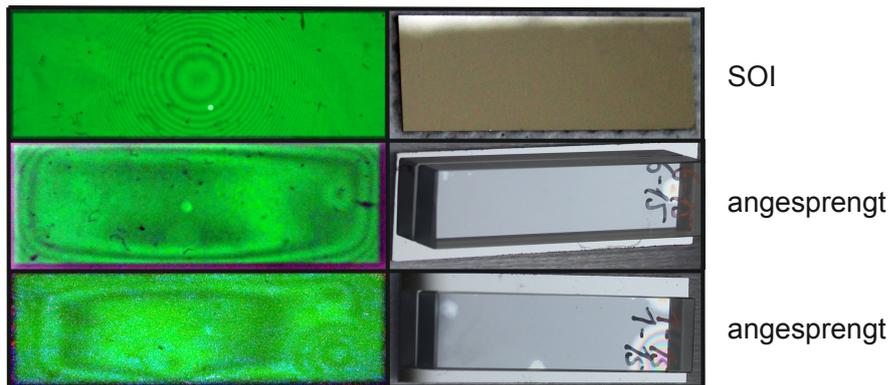


Abbildung 3.33: SOI-Wafer vor und nach dem Ansprengen an das Substrat. Auf der linken Seite sind die Interferogramme dargestellt. Die rechte Seite zeigt Fotos des angesprengten SOI an das Substrat.

dass sich die Krümmung verbessert und hauptsächlich am überstehenden Rand verbleibt. Auf der rechten Seite der Abbildung sind schon mit bloßen Auge die kleinen Ansprengefehler sichtbar, die zu einer nicht ganz krümmungsfreien Ansprengefläche führen. Beim Verkleinern der Ansprengefehler hat es sich als hilfreich erwiesen mit Druck zu arbeiten

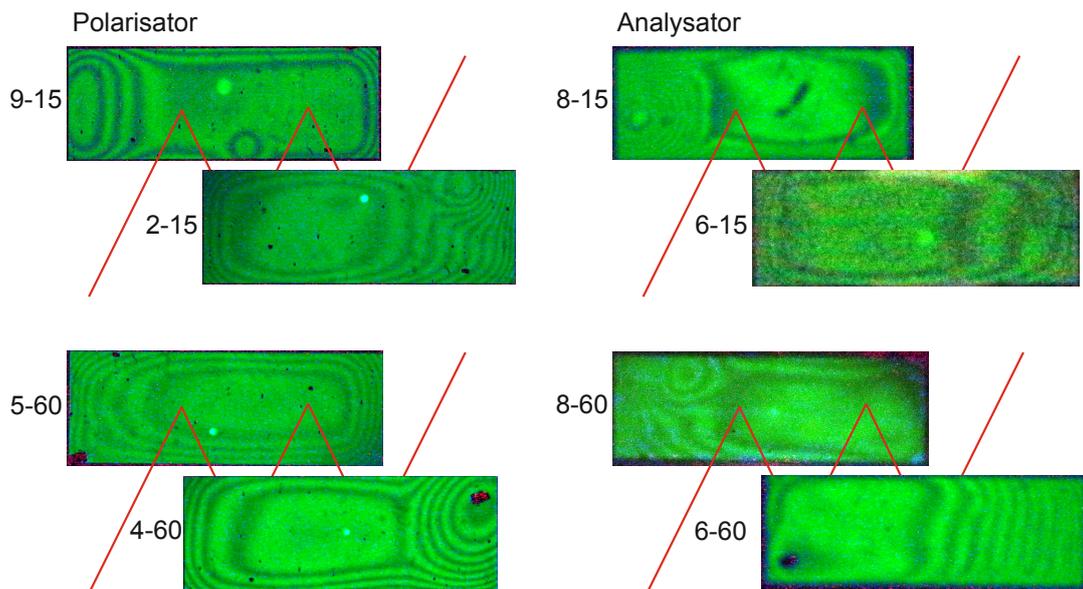


Abbildung 3.34: Prinzipskizze für den Strahlengang der für das Polarimeter verwendeten SOI-Kristalle. Die erste Zahl der SOI-Beschriftung ist die Nummerierung. Die zweite Zahl gibt die Dicke der Deviceschicht in μm wieder.

und eine schlecht angesprengte Stelle mit einem Wassertropfen zu benetzen. Schlecht angesprengte Kristalle wurden mehrmalig versucht besser anzusprengen, wiesen aber jedesmal ein ähnliches Endergebnis auf. Umgekehrt ließ sich auch ein gutes Ansprengeergebnis bei einem Kristall wiederholen. Ein Zusammenhang zwischen der Position der

Kristallprobe auf den Wafer beim Zersägen und der Ansprengefähigkeit auf das Substrat, konnte nicht hergestellt werden. Abbildung 3.33 zeigt die Kristalle mit der homogensten Ansprengefläche. Die für das Polarimeter verwendeten Kristalle sind in Abb. 3.34 dargestellt. Entscheidendes Auswahlkriterium waren neben der größten ungekrümmten Fläche auch die Position derselben auf dem Kristall. Eine gut angesprengte Fläche in Randnähe ist für das Einfädeln des Röntgenstrahls aus geometrischen Gründen wichtig.

Abschließend wurde die Orientierung von Handle- und Deviceschicht an der Kristallorientierung mit CuK_α -Strahlung bei einer Röhrenspannung von $U=25$ kV und einem Strom von $I=25$ mA bestimmt. In Abbildung 3.35 sind die in verschiedenen azimutalen Positionen gemessenen Reflexe des $15\ \mu\text{m}$ SOI-Kristalls für $\text{CuK}_{\alpha 1,2}$ dargestellt. Der

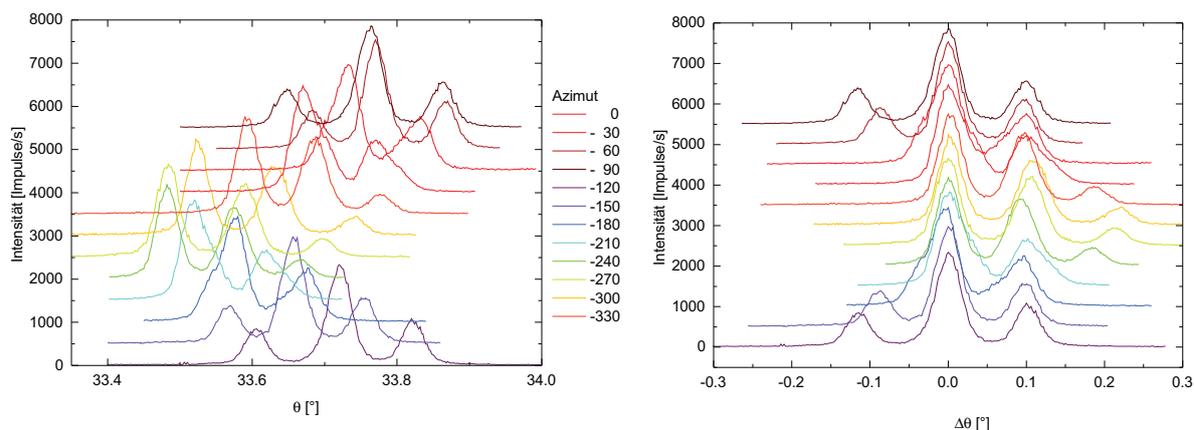


Abbildung 3.35: Azimutale Orientierung der SOI-Wafer der Deviceschicht von $15\ \mu\text{m}$. Für die Messung wurde CuK_α -Strahlung verwendet, mit den Braggwinkeln von $\theta_{B,K_{\alpha 1}} = 34.57^\circ$, $\theta_{B,K_{\alpha 2}} = 34.66^\circ$.

stärkste Reflex ist der von $\text{CuK}_{\alpha 1}$ von der dünnen Deviceschicht. 0.1° rechts davon befindet sich der Reflex von $\text{CuK}_{\alpha 2}$ an derselben Schicht. Überlagert werden diese in verschiedenen azimutalen Positionen von den intensitätsschwächeren $\text{CuK}_{\alpha 1,2}$ -Reflexen vom Handlewafer. Die Oberfläche des Wafers ist um 0.15° zu (100) verkippt. Zur besseren Darstellung der Orientierung des Handlewafers bezüglich der Deviceschicht wurde in der Grafik rechts die Position des Hauptreflexes auf 0° gesetzt. In der azimutalen Orientierung von $(-90^\circ, -270^\circ)$, der Ausrichtung wie sie später im Polarimeter genutzt wird, beträgt die Winkeldifferenz der Hauptreflexe beider Schichten 0.11° . Für den SOI-Wafer der Devicedicke von $60\ \mu\text{m}$ wurde eine Orientierung der (100)-Netzebenen um 0.15° zur Oberfläche bestimmt. Die Winkeldifferenz der Hauptreflexe beider Schichten beträgt in der späteren Orientierung der Kristalle 0.1° . Die Halterung der SOI-Kristalle erfolgte in derselben Invarhalterung, wie die dicken Kristalle (Abb. 3.36).



Abbildung 3.36: Fertig präparierter SOI-Kristall für das Quasi-Channelcut Polarimeter.

3.6.3 Performance der Quasichannelcutkristalle

Die Performance der präparierten Kristalle für das Quasi-Channelcutpolarimeter wurden in einer dritten Messzeit am Synchrotron der ESRF in Grenoble gemessen. Zum Zeitpunkt der Messung lief das Synchrotron im 7/8+1 Füllmodus, bei einem Ringstrom von 200 mA. Aufbau und Energieeinstellung erfolgte wie in Kap. 3.5.5 bei den Channelcuts beschrieben. Zur Unterdrückung der Höheren Harmonischen wurde der Pitch des Monochromators bei der Energieeinstellung von 6.45699 keV um 0.001° verstellt. Für die Justage eines Quasi-Channelcuts wurde zunächst separat der Reflex vom ersten Kristall eingestellt. Im nächsten Schritt wurde der zweite Kristall dazu eingebaut. Die Überprüfung der Reflexeinstellung des 1. Kristalls nach dem Einbau des zweiten Kristalls konnte über eine schmale Si-Photodiode (aktive Fläche: 10 mm x 10 mm x 380 μm), die zwischen die beiden Kristalle geschoben werden konnte, überprüft werden. Anschließend konnte der Braggwinkel des zweiten Kristalls justiert werden. Nach Justage der Braggreflexe wurde die Neigung des zweiten Channelcuts optimiert.

Performance der dicken Kristalle

Die Ergebnisse der Polarisationsreinheitsgradmessung sind in Tabelle 3.14 dargestellt. Es ist ersichtlich, dass sich der bisher beste Polarisationsreinheitsgrad mit den dicken

n	Energie [keV]	Orientierung	δ_0	HWB D ["]	HWB A ["]
2	6.5	400	$(2.0 \pm 0.1) \cdot 10^{-9}$	5.6 ± 0.1	10.1 ± 0.2
6	6.5	400	$(3.0 \pm 1.2) \cdot 10^{-10}$	4.5 ± 0.1	10 ± 1
2	12.9	400	$(4.0 \pm 1.6) \cdot 10^{-6}$	0.7 ± 0.05	5.9 ± 0.1

Tabelle 3.14: Vergleich der gemessenen linearen Polarisationsreinheitsgrade und Halbwertsbreiten HWB in Durchlass D und Auslöschung A für unterschiedliche Anzahlen n an Reflexionen und Energien.

Quasi-Channelcuts reproduzieren ließ. Die 6-Reflexionen Quasi-Channelcuts weisen im Fehlerintervall dasselbe Ergebnis von $\delta_0 = (3.0 \pm 1.2) \cdot 10^{-10}$ wie das bisher beste erzielte Ergebnis von $\delta_0 = 2.4 \cdot 10^{-10}$ mit den 6-Reflexionen Channelcuts auf. Für den

Vergleich der Rockingkurvenausläufer stellt Abbildung 3.37 die Rockingkurven von den 6-Reflexionen Channelcuts und Quasi-Channelcuts im Durchlass, hinter dem Analysator, dar. Es ist ersichtlich, dass das Polieren der Oberfläche vom Quasi-Channelcut zu

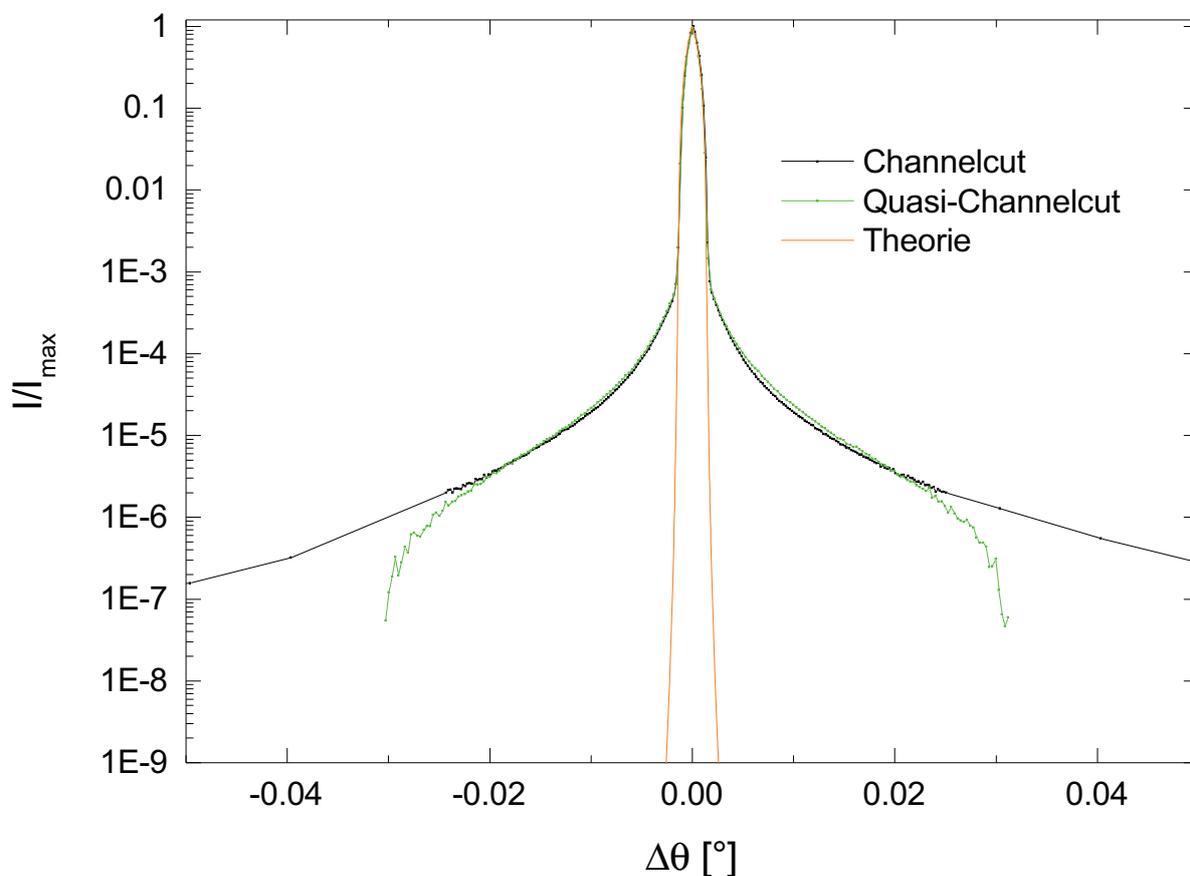


Abbildung 3.37: Vergleich der im Durchlass gemessenen Rockingkurven für die 6-Reflexionen Polarimeter, bei einer Photonenenergie von 6.5 keV.

keiner Verbesserung der Rockingkurvenausläufer gegenüber der nur geätzten Oberfläche im Channelcut führt.

Tabelle 3.14 zeigt außerdem, dass mit den 2-Reflexionen Quasi-Channelcuts ein fast so guter Reinheitsgrad $\delta_0 = (2.0 \pm 0.1) \cdot 10^{-9}$ wie mit den 4-Reflexionen Channelcuts ($\delta_0 = 1.5 \cdot 10^{-9}$) bei einer Energie von 6.5 keV erreicht werden kann. Bei der Energie von 12.9 keV ließ sich nur ein Reinheitsgrad von $(4.0 \pm 1.6) \cdot 10^{-6}$ erreichen. Verursacht wird diese schlechte Reinheit durch die nicht für den Energiebereich optimierte azimuthale Orientierung. Beim Einbau der Kristalle wurde das Azimut jedes Kristalls um 6.5° bezüglich der optimalen Orientierung von 6.5 keV gedreht, um möglichst weit entfernt von Umweganregungen für die Energie von 12.9 keV zu sein. Die gemessene Rockingkurve in der Auslöschung in Abbildung 3.38 zeigt die Überlagerung des (800)-Reflexes mit Umweganregungen.

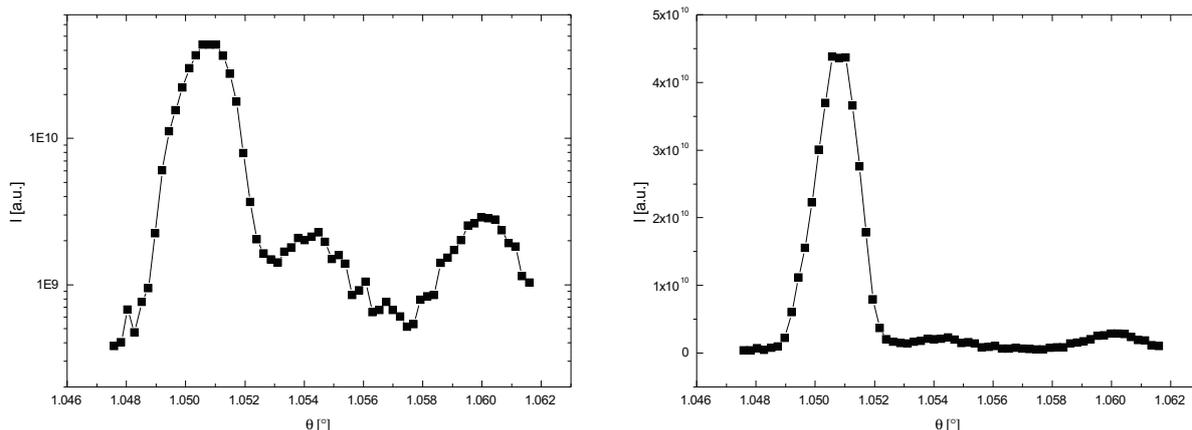


Abbildung 3.38: Rockingkurve der dicken Silizium Quasi-Channelcuts in linearer und logarithmischer Darstellung in der Auslöschungsposition. Die Messung fand bei einer Photonenenergie von 12.9 keV statt.

Performance der dünnen Kristalle

Die Vermessung der dünnen 15- μm SOI-Kristalle erfolgte zunächst bei einer Energie von 6.5 keV und 2 Reflexionen pro Quasi-Channelcut. Abbildung 3.39 zeigt die gemessenen Rockingkurven hinter dem Analysator für das SOI-Polarimeter im Vergleich zum dicken Kristall-Polarimeter. Die SOI-Rockingkurve (HWB=18.9'') ist gegenüber der der

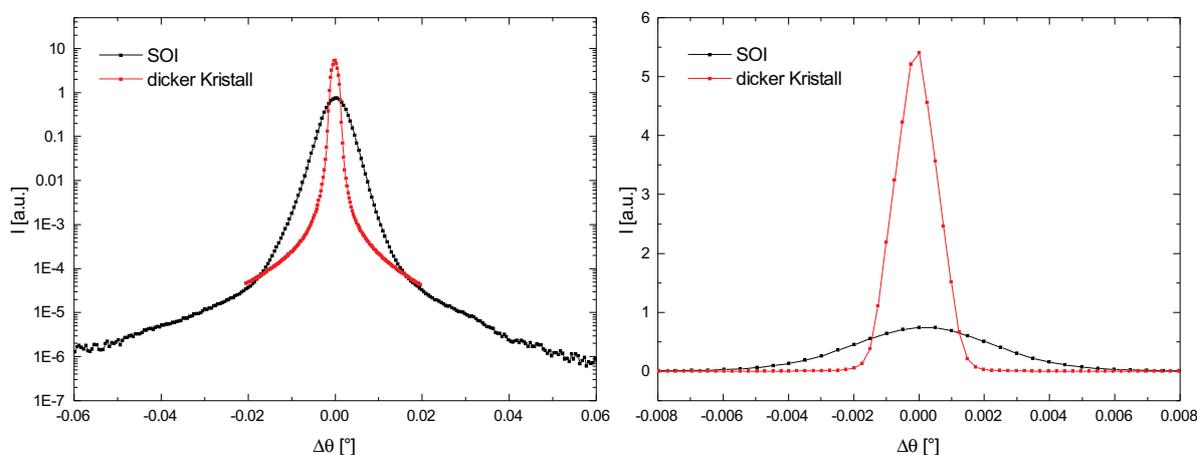


Abbildung 3.39: Rockingkurven vom 2-Reflexionen SOI-Polarimeter und dickem Kristall Polarimeter bei einer Energie von 6.5 keV im Vergleich. Die Rockingkurven wurden auf die Intensität, die vor dem Analysator mit einer zweiten Diode gemessen wurde, normiert.

dicken Kristalle (HWB=5.6'') um das 3.4-fache verbreitert und um das 7.2-fache intensitätsschwächer ist. Es konnte ein Polarisationsreinheitsgrad von $(4.2 \pm 1.9) \cdot 10^{-9}$ bestimmt werden. Dies entspricht im Fehlerintervall dem Polarisationsreinheitsgrad von $(2.0 \pm 0.1) \cdot 10^{-9}$, der mit den dicken 2-Reflexionen Quasi-Channelcuts gemessen wurde. Da die vierfache Extinktionslänge nicht zur gewünschten Verbesserung des Polarisati-

onsreinheitsgrades geführt hat, wurden dieselben Quasi-Channelcuts bei der Energie von 12.9 keV vermessen. Als nicht trivial gestaltete sich bei dieser Energie, die Indizierung der Reflexe. Die Beugung der Röntgenstrahlung am Handle ist bei dieser Energie um das 3.1-fache stärker als die Beugung an der Deviceschicht. Zusätzlich führten Umweganregungen zu weiteren Reflexionen im Channelcutkristall. Abbildung 3.40 zeigt die gemessenen Rockingkurven hinter dem Analysator für die dicken und dünnen Quasi-Channelcuts im Vergleich.

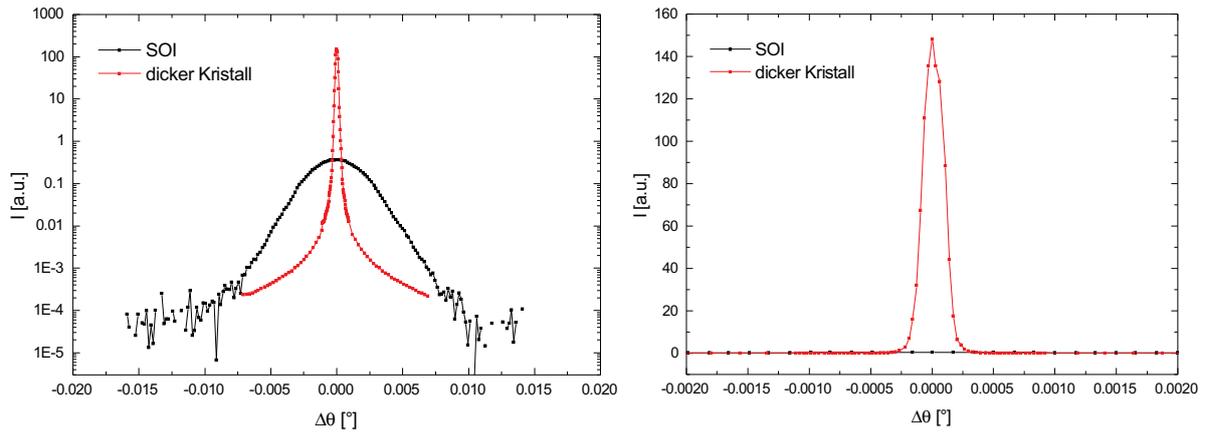


Abbildung 3.40: Rockingkurven von 2-Reflexionen SOI-Polarimeter und dickem Kristall Polarimeter bei einer Energie von 12.9 keV im Vergleich. Die Rockingkurven wurden auf die Intensität, die vor dem Analysator mit einer zweiten Diode gemessen wurde, normiert.

Die Halbwertsbreite der Rockingkurve der dünnen Kristalle ist mit $14.3''$ um das 20.4-fache gegenüber der Halbwertsbreite der dicken Kristalle ($\text{HWB} = 0.7''$) verbreitert. Die Peakintensität ist um das 405-fache intensitätsschwächer. Die geringe Reflektivität der SOI's limitierte die Bestimmung des Polarisationsreinheitsgrades. Die Messdauer in der Auslöschung betrug 50s pro Messpunkt. Für diese Messdauer wurde kein Signal im Messbereich erfasst. Damit konnte ein linearer Polarisationsreinheitsgrad von $< (2.5 \pm 6.1) \cdot 10^{-7}$ bestimmt werden. Dieser ist damit um mindestens eine Größenordnung besser, als der bei selbiger Energie und Anzahl an Reflexionen bestimmte Reinheitsgrad für die dicken Kristalle. Tabelle 3.15 zeigt nochmals übersichtlich die gemessenen Polarisationsreinheitsgrade für die dünnen Kristalle im Vergleich. Insgesamt sind die Messungen durch die Spannungen und Verbiegungen im Kristall leider sehr sensitiv auf die thermisch diffuse Streuung gewesen. Die Ausläufer in Abbildung 3.39 und 3.40 scheinen tendenziell leicht besser als die der dicken Kristalle zu sein. Der Effekt verstärkt sich allerdings nicht zu kleineren Extinktionslängen. Der gewünschte Effekt, den Einfluss an Umweganregungen durch eine Verringerung der thermisch diffusen Streuung zu reduzieren, konnte durch die Rockingkurvenverbreiterung nicht zu Stande kommen. Zur Verbesserung des Polarisationsreinheitsgrades sollten dann die unterschiedlichen Extink-

3 Methoden der Präzisionspolarimetrie

tionslängen von σ - und π -Komponente geführt haben.

n	Energie [keV]	Orientierung	δ_0	HWB D ["]	HWB A ["]
2	6.5	400	$(4.2 \pm 1.9) \cdot 10^{-9}$	18.9 ± 3.4	32 ± 1
2	12.9	400	$< (2.5 \pm 6.1) \cdot 10^{-7}$	14.3 ± 0.1	—

Tabelle 3.15: Vergleich des linearen Polarisationsreinheitsgrades der dünnen Kristalle für zwei Reflexionen bei verschiedenen Photonenenergien.

Zusammenfassend lässt sich über die SOIs sagen, dass die Methodik für 12.9 keV und eine Kristalldicke von $15\mu\text{m}$ zu einer Verbesserung des Polarisationsreinheitsgrades gegenüber dicken Kristallen geführt hat. Zukünftiges Verbesserungspotential besteht in der SOI-Herstellung und der Wahl der SOI-Parameter.

3.7 Einfluss der Röntgenquelle auf den Polarisationsreinheitsgrad

3.7.1 Einfluss der Polarisation der Quelle

Der Einfluss der Polarisation der Quelle auf die Messung des Polarisationsreinheitsgrades des Polarimeters kann durch den Jones-Formalismus bestimmt werden. Daraus ergibt sich folgende Gleichung:

$$\delta_{0out} = \frac{\delta_{0Pol}(1 + \delta_{0Quelle})}{1 + \delta_{0Pol}^2 \delta_{0Quelle}} \quad (3.7)$$

Dabei beschreibt $\delta_{0Quelle}$ den Polarisationsreinheitsgrad der Quelle, δ_{0Pol} den zu bestimmenden Polarisationsreinheitsgrad des Polarimeters und δ_{0out} den gemessenen Polarisationsreinheitsgrad hinter dem Polarimeter. Im Fall einer vollständig polarisierten Quelle ($\delta_{0Quelle} = 0$) ergibt sich aus Gl.3.7:

$$\delta_{0out} = \delta_{0Pol} \quad (3.8)$$

Im Falle einer unpolarisierten Quelle ($\delta_{0Quelle} = 1$) ergibt sich:

$$\delta_{0out} = \frac{2\delta_{0Pol}}{\delta_{0Pol}^2 + 1} \approx 2\delta_{0Pol} \quad (3.9)$$

Für die Näherung wurde $\delta_{0Pol}^2 \ll 1$ angenommen. Vergleicht man Gleichung 3.8 mit 3.9, so ist der gemessene Polarisationsreinheitsgrad δ_{0out} , bei gleichem Polarisationsreinheitsgrad der Polarimeterkristalle, mit der polarisierten Quelle doppelt so gut wie mit der unpolarisierten Quelle. In der Arbeit wurde der Polarisationsreinheitsgrad einer Undulatorbeamline am Synchrotron auf $\delta_{0Quelle} \approx 10^{-4}$ am Freie-Elektronen-Laser auf $\delta_{0Quelle} \approx 10^{-6}$ bestimmt. Dies entspricht in guter Näherung dem Fall der vollständig polarisierten Quelle. Streng genommen müssten also die in der Arbeit bestimmten Polarisationsreinheitsgrade δ_{0out} um einen Faktor zwei verschlechtert werden. Allerdings werden die Polarimeter in aller Regel an Röntgenquellen der 3. Generation eingesetzt, so dass die angegebenen Reinheiten mit dem Polarimeter erzielt werden können.

Zusammenfassend zeigt Gl. 3.7, dass für eine korrekte Bestimmung des Polarisationsreinheitsgrades des Polarimeters immer zusätzlich der Polarisationsreinheitsgrad der Quelle gemessen werden muss.

3.7.2 Divergenz und Energiebandbreite

Aus Gl. 2.8 ist ersichtlich, dass neben der Rockingkurve des Kristalls, auch die Brillanz der Röntgenquelle den Polarisationsreinheitsgrad beeinflusst. Da Röntgenquellen stets eine gewisse Energiebandbreite und Divergenz aufweisen, ist es nicht möglich einen beliebig guten Polarisationsreinheitsgrad zu erreichen.

Zur Simulation des Einflusses von Divergenz und Energiebandbreite der Quelle auf den theoretisch messbaren Polarisationsreinheitsgrad wurde in der Arbeit das Programm PLEDOX (Polarization purity limited by energybandwidth and divergence of the x-ray source) geschrieben. Für die Berechnungen des Einflusses der Strahldivergenz wurde der Auslenkwinkel des Einfallsvektors K_0 in der horizontalen Ebene zum zentralen Einfallsvektor des Strahlbündels der Röntgenquelle als Parameter α definiert. β wurde als Auslenkwinkel in der vertikalen Ebene festgelegt. Dadurch lässt sich der Einfallswinkel θ auf die Netzebene des Kristalls berechnen. Die Energiebandbreite für eine zentrale Energie E_0 der Quelle wird mit ΔE beschrieben. Damit lässt sich Gl.2.8 umschreiben zu:

$$T_{(\pi,\sigma)}^{Peak} = \int \int \int I_{(\pi,\sigma)}(\theta(\alpha, \beta), \Delta E, E_0) B(\alpha, \beta, \Delta E) d\alpha d\beta d\Delta E. \quad (3.10)$$

Führt man zusätzlich σ_α als Divergenz der Röntgenquelle in horizontaler Richtung und σ_β als Divergenz der Röntgenquelle in vertikaler Richtung ein, lässt sich die Brillanz B der Röntgenquelle am Synchrotron für die Berechnung proportional zu folgender Gleichung schreiben:

$$B \sim \exp\left(-\frac{\Delta\alpha^2}{2\sigma_\alpha^2}\right) \exp\left(-\frac{\Delta\beta^2}{2\sigma_\beta^2}\right) \exp\left(-\frac{\Delta E^2}{2\sigma_E^2}\right) \quad (3.11)$$

In der nachfolgenden Tabelle 3.16 sind beispielhaft für die Divergenzen an den Beamlines ID06 (Zeile 1-4) und P01 (Zeile 5-6) die theoretisch möglichen Polarisationsreinheitsgrade berechnet worden. Für die Integration wurde Gl. 3.10 über die 10-fache Energieband-

	Reflex	Energie [keV]	n	$\sigma_{vert} [\mu rad]$	$\sigma_{horiz} [\mu rad]$	ΔE [eV]	δ_0^{Peak}
1	Si(400)	6.457	1	5.9	11.3	0.83	$1.29 \cdot 10^{-10}$
2	Si(400)	6.457	≥ 2	5.9	11.3	0.83	$1.28 \cdot 10^{-10}$
3	Si(800)	12.914	1	5.9	11.3	1.7	$1.29 \cdot 10^{-10}$
4	Si(800)	12.914	≥ 2	5.9	11.3	1.7	$1.28 \cdot 10^{-10}$
5	Si(400)	6.457	≥ 2	1.5	7.1	0.83	$5.0 \cdot 10^{-11}$
6	Si(800)	12.91	≥ 2	1.5	7.1	1.7	$5.0 \cdot 10^{-11}$

Tabelle 3.16: Ergebnisse der Peakpolarisationsreinheitsgrade δ_0^{Peak} in Abhängigkeit vom Kristallreflex, der Zentralenergie der Röntgenquelle, der Anzahl Reflexionen im Channelcut n , der vertikalen Strahldivergenz σ_{vert} , der horizontalen Strahldivergenz σ_{horiz} und der Energiebandbreite ΔE der Röntgenquelle, berechnet mit dem Programm PLEDOX.

breite ΔE , 10-fache vertikale Divergenz σ_{vert} und 10-fache horizontale Divergenz σ_{horiz}

integriert. Als zentraler Einfallsvektor des Strahlbündels ($\alpha = 0, \beta = 0$) wurde der dynamische Braggwinkel ($\theta_B + \Delta\theta_{os}$) gewählt. Hierfür wurde die Mitte der Darwin Kurve, die i.a. nicht dem Maximum der Rockingkurve entspricht, festgelegt. Die berechneten Reinheitsgrade stellen somit die Reinheit im Intensitätsmaximum der Rockingkurve dar. Für die Messung des besten Polarisationsreinheitsgrades an ID06 mit 6-Reflexionen Channelcuts, zeigt Zeile 2 der Tabelle den theoretisch möglichen Peakpolarisationsreinheitsgrad von $\delta_0^{Peak} = 1.3 \cdot 10^{-10}$. Der experimentell bestimmte Polarisationsreinheitsgrad in der Peakposition der Rockingkurve betrug $1.0 \cdot 10^{-10}$. Unter Berücksichtigung der Vorpolarisation der Quelle ergibt sich damit als Vergleichswert für das Programm $\delta_0^{Peak} = 2.0 \cdot 10^{-10}$.

Eine Verbesserung der Quelldivergenzen, wie in Hamburg an P01, bringt für dieselben Channelcuts, bei gleicher Photonenergie eine Verbesserung des theoretisch möglichen Polarisationsreinheitsgrades um mehr als eine halbe Größenordnung. Weiterhin ist zu den numerischen Simulationen zu bemerken, dass die berechneten Polarisationsreinheitsgrade in der Tabelle sich auch bei einer besseren Energiebandbreite ($\Delta E = 10^{-8} \text{eV}$) nicht verändern.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass für zukünftige Präzisionsmessungen die Divergenz der Quelle bestimmt und gegebenenfalls eingeschränkt werden sollte (z.B. über Spiegel, Linsen, Spalt).

3.7.3 Höhere Harmonische

Neben der Divergenz und Energiebandbreite der Röntgenstrahlung an Synchrotrons und FEL's besteht für die Polarimetrie das Problem, dass die an den Undulatoren zur Verfügung stehende Strahlung höhere Harmonische der gewählten Grundenergie beinhaltet.

Um den Einfluss der Undulatorstrahlung auf die Polarimeterperfomance zu bestimmen, wurde in einem Experiment an der „High Resolution and Dynamics Beamline“ P01 von Petra III in Hamburg das Spektrum hinter dem Polarimeter gemessen. Abbildung 3.41 zeigt den Aufbau des Experimentes. Der Undulator an P01 besteht aus zwei 5 m langen

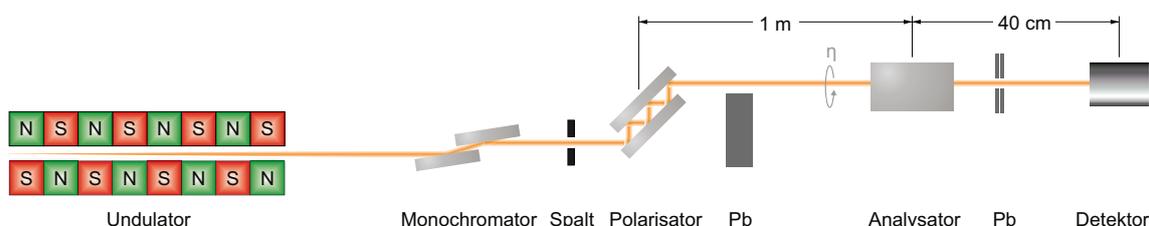


Abbildung 3.41: Experimenteller Aufbau zur Messung des Polarimeterspektrums.

Segmenten mit einem Minimalabstand von 12.5 mm. Für das Experiment wurde mit der 3. Harmonischen des Undulators bei einer Photonenenergie von 12913.97 eV gearbeitet. Als Monochromator wurde ein Si (111) Doppelkristall verwendet. Dieser war nicht, zur Unterdrückung der Harmonischen, verstimmt. Als Polarimeterkristalle wurden zwei 6-Reflexionen Si (800) Channelcutkristalle verwendet. Die Dimensionierung der Kristalle betrug 45 mm (Länge) \times 12 mm (Breite) \times 12 mm (Höhe), mit einer Wanddicke von 3 mm. Zur Abschirmung der transmittierten Strahlung vom Polarisator wurde ein Bleiklotz verwendet. Die transmittierte Strahlung vom Analysator wurde durch zwei 0.5 mm dicke Bleifolien abgeschirmt. Für die Aufnahme des Spektrums wurde ein Stickstoff-gekühltes mit Lithium dotiertes Silizium (SiLi) Photonen Spektrometer verwendet. Die Detektionsfläche hatte einen Durchmesser von 6 mm, die lichtempfindliche Tiefe betrug 5.4 mm. Für die Messung befand sich der Analysator 0.3° weg von der Auslöschungsposition. Das Synchrotron arbeitete zum Zeitpunkt des Experimentes im 240-Bunchmodus, bei einem Ringstrom von weniger als 100 mA.

Abbildung 3.42 zeigt das gemessene Spektrum hinter dem Analysator nach einer Integrationszeit von 1 h. Deutlich erkennbar sind die scharfen Peaks an den Positionen

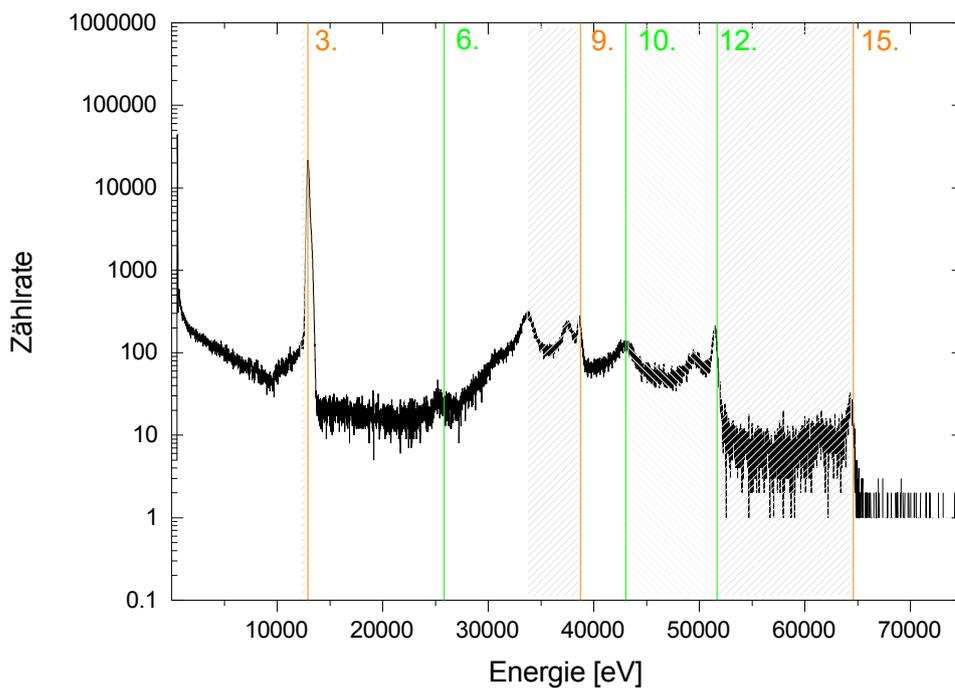


Abbildung 3.42: Spektrum nach dem Polarimeter. Die Positionen der ungeraden Harmonischen sind orange dargestellt, die der geraden Harmonischen grün. Die schraffierten Gebiete kennzeichnen den Bereich, in dem Comptonstreuung stattfinden kann [59].

der 3., 9., 12. und 15. Harmonischen der Undulatorstrahlung. Eine mögliche Ursache für die Herkunft der geraden Harmonischen auf der Strahlachse, könnte auf zufällige

3 Methoden der Präzisionspolarimetrie

Magnetfeldfehler des Undulators zurückzuführen sein [60, 61]. Die starke Intensität der 12. Harmonischen ist darauf zurückzuführen, dass sie im Gegensatz zu den anderen geradzahligen Harmonischen vom Monochromator durchgelassen wird. Neben den höheren Harmonischen sind im Spektrum auch Comptonpeaks zu erkennen. Über die Comptonverschiebung Gleichung 3.12 mit dem Streuwinkel Φ lassen sich die Peaks der 9., 12. und 15. Harmonischen zuordnen.

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_e c}(1 - \cos(\Phi)) \quad (3.12)$$

Zur Verdeutlichung sind in Abbildung 3.42 die möglichen Energiebereiche der Comptonstreuung für die 9., 12. und 15. Harmonische grau schraffiert gekennzeichnet. Tabelle 3.17 listet zu den Comptonpeaks die entsprechenden Comptonstreuwinkel auf. Es ist ersichtlich, dass die Comptonpeaks für die verschiedenen Harmonischen im ähnlichen Winkelbereich auftreten. Bei allen ist die Intensität der Rückstreupeaks im Vergleich zu den Vorwärtsstreupeaks stärker. Durch den Bleiziegel hinter dem Polarisator ist es ausgeschlossen, dass die direkte Strahlung vom Monochromator in den Detektor gelangt. Der einzig mögliche Weg wäre durch Braggreflexionen im Channelcut. Dies wurde beispielhaft für 33.7 keV und 37.5 keV simuliert, da die Anzahl der starken Reflexe für kleinere Photonenergien geringer ist. Ausgehend von der azimuthalen Orientierung des Channelcutkristalls von 14.7° relativ zur Gitterebene (010) wurde für 33.7 keV und 37.5 keV Braggreflexe gesucht, die das Polarimeter passieren. Es konnte kein Reflex gefunden werden, der im Polarisator entsteht und in ≈ 1 m Abstand den Analysatorkristall trifft. Damit konnte ausgeschlossen werden, dass die Comptonstreuung vor dem Polarimeter stattfindet. Eine verbleibende mögliche Erklärung ist, dass die Comptonstreuung im Channelcut stattfindet und dann über einen Braggreflex zum Detektor gebeugt wird. Da der Raumwinkel zwischen Analysator und Detektor am größten ist, wurde ein Raytracingprogramm geschrieben, das den möglichen Strahlenverlauf im Channelcut berechnet. Für den Comptonstreuwinkel von $\approx 57^\circ$ ist es nur mit dem (15, -5, -1) Reflex möglich den Detektor zu treffen. Abbildung 3.43 zeigt den berechneten Strahlverlauf im Analysatorkristall. Für den Comptonstreuwinkel von $\approx 167^\circ$ konnte kein Braggreflex gefunden werden, der in den Detektor gebeugt wird. Dieser lässt sich durch den zur Ex-

9. Harmonische 38.74 keV		12. Harmonische 51.66 keV		15. Harmonische 64.57 keV	
33.7 keV	167°	43.0 keV	161°	51.6 keV	169°
37.5 keV	57°	49.5 keV	53°	61.4 keV	54°

Tabelle 3.17: Gemessene Photonenenergiepeaks und dazugehöriger Comptonstreuwinkel für die entsprechende höhere Harmonische.

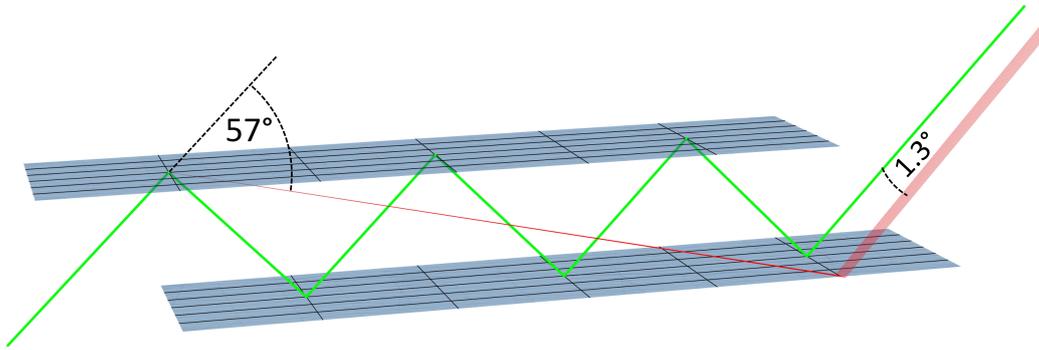


Abbildung 3.43: Strahlverlauf im Analysatorkristall [59]. Der von links einkommende Strahl vom Polarisator (grüne Linie) wird unter 57° Comptongestreut (rote Linie) und dann über den $(15, -5, -1)$ Braggreflex zum Detektor gebeugt.

perimentierhüttendecke transmittierten Anteil des Primärstrahls im Polarisatorkristall erklären. Durch die Hüttenhöhe von 5.5 m und den Abstand zwischen Polarisator und Detektor von 1.4 m ist es möglich, dass die Photonen an den Blei-Aluminium Sandwichplatten direkt zum Detektor Comptonrückgestreut werden (Abb. 3.44).

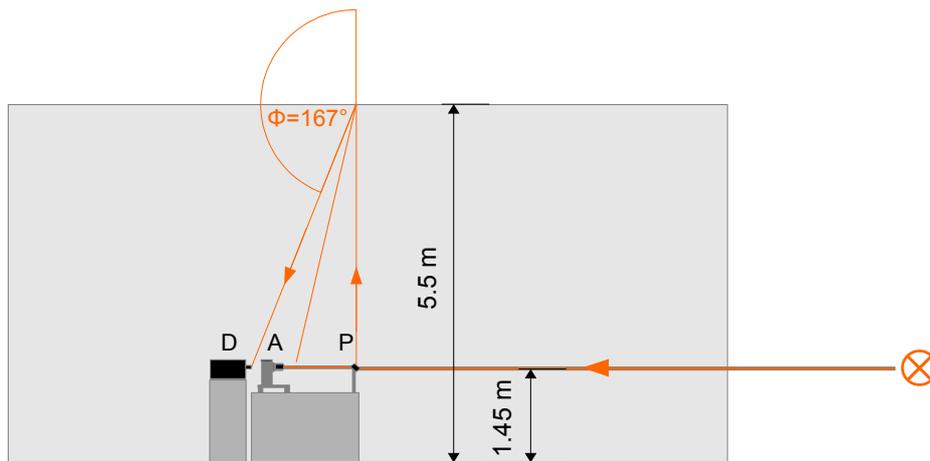


Abbildung 3.44: Comptonstreuung an der Experimentierhüttendecke, die aus Blei-Aluminium Sandwichplatten besteht.

Insgesamt zeigt das Spektrum (315 counts/s), dass mehr als die Hälfte der detektierten Photonen (171 counts/s) in der 3. Harmonischen nachweisbar sind. Im Ausläufer der 3. Harmonischen, zu 9.5 keV hin, befinden sich 6 counts/s. Alle weiteren höheren Harmonischen tragen mit 10 counts/s zum Spektrum bei. Der Anteil der Comptonpeaks beträgt 47 counts/s und der Untergrund 87 counts/s. Simulationen der höheren Harmonischen im Detektormaterial ergeben einen Untergrund von 2.3 counts/s, der im Untergrund des Spektrums kleiner 20 keV zu finden ist.

Die große Anzahl an Comptongestreuten Photonen ist unabhängig vom Braggwinkel des Analysators. Für die Röntgenpolarimetrie bedeutet dies einen konstanten Hintergrund bei den Rockingkurvenmessungen. Für die Bestimmung des Polarisationsreinheitsgrades wird dieser Untergrund von den aufgenommenen Rockingkurven standardmäßig abgezogen. Das bedeutet, dass der Polarisationsreinheitsgrad an sich durch die Comptongestreuten Photonen nicht verschlechtert wird. Allerdings verhindert dieser Untergrund die Rockingkurven vom Rauschen in einer praktikablen Zeit aufzulösen. Für den derzeitigen besten Polarisationsreinheitsgrad dauert eine Messung in der Auslöschungsposition typischerweise 2 h. Deswegen ist es für bessere Polarisationsreinheitsgrade in Zukunft notwendig die Comptongestreuten Photonen, z.B. durch zeitaufgelöste Detektoren, zu diskriminieren. Eine andere Möglichkeit besteht darin, in der Berechnung der optimalen Orientierung der Channelcutkristalle, Comptonstreuung zu berücksichtigen. Im Gegensatz zu den Comptongestreuten Photonen lassen sich die Höheren Harmonischen nicht aus der Rockingkurve diskriminieren. Da die Orientierung der Polarimeterkristalle nur für eine Energie ausgelegt ist, verschlechtern diese den Polarisationsreinheitsgrad des Polarimeters. In der Durchlassstellung des Analysators standen bei diesem Experiment $8 \cdot 10^9$ counts/s zur Verfügung. Ausgehend von dem bisher besten linearen Polarisationsreinheitsgrad von $\delta_0 = 2.4 \cdot 10^{-10}$ bedeuten die 12.3 counts/s der Höheren Harmonischen im schlechtesten Fall einen linearen Polarisationsreinheitsgrad von $2 \cdot 10^{-9}$. Um diesen zu steigern sollten die Höheren Harmonischen z.B. durch ein Verstärken des Monochromators, Totalreflexion an Glasplatten oder eine Detektordiskriminierung bestmöglich unterdrückt werden.

4 Polarimeterkonzeption

Im folgendem Kapitel wird das Konzept von Röntgenpolarimetern, die auf Braggreflexionen basieren, beschrieben. Wie im optischen Bereich besteht ein Röntgenpolarimeter aus einem Polarisator- und einem Analysatoraufbau. Auf Grund der schmalen Rockingkurvenbreite im Bogensekunden- und Subbogensekundenbereich, bestehen erhöhte Anforderungen an die Winkelpräzision der Goniometer und die Temperaturstabilität des Aufbaues.

4.1 Channelcutpolarimeter

Ein Röntgenpolarimeter, basierend auf Channelcutkristallen (siehe Abb. 4.1), benötigt drei Freiheitsgrade pro Channelcutkristall zur Justage: Ein Goniometer um den Braggwinkel einzustellen und je ein Kreissegment für die Einstellung der azimuthalen Orientierung und der Neigung des Kristalls zum einfallenden Strahl. Horizontale und vertikale Translationsschlitten ermöglichen die Justage des Auftreffpunktes des einfallenden

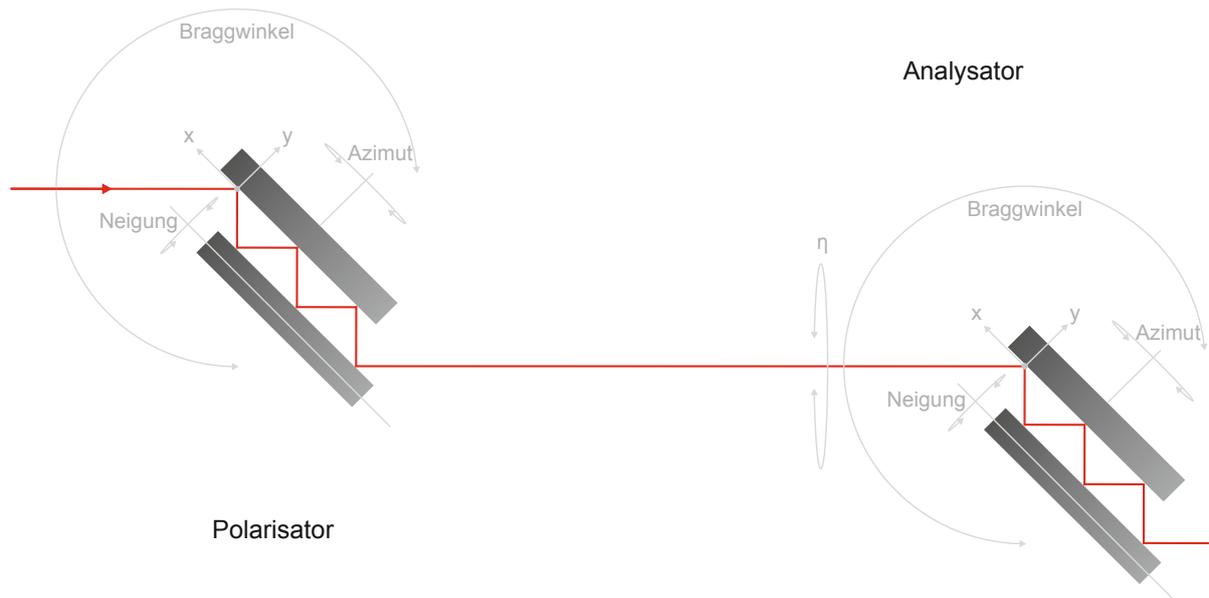


Abbildung 4.1: Schematischer Aufbau eines Röntgenpolarimeters basierend auf Braggreflektierenden Channelcutkristallen.

4 Polarisimeterkonzeption

Arme kann mittels kapazitiver Sensoren mit einer Auflösung von $2.5 \cdot 10^{-4} \mu\text{m}$ in einem Messbereich von $100 \mu\text{m}$ kontrolliert werden. Mit diesen Elementen ergibt sich für das Ausrichten der Netzebenen der Kristalle zueinander, zusammenfassend eine Winkelauflösung von $3 \cdot 10^{-3} ''$. Der erste Kristall ist auf dem unbeweglichen Arm gehalten. Der zweite Kristall kann auf einer temperaturstabilen Edelstahlspiegelhalterung montiert werden. Diese ermöglicht eine Grobjustage des Braggwinkels, der Neigung und des Azimutes vom zweiten Kristall. Um das zusätzliche Gewicht der Quasi-Channelcuthalterung tragen zu können, wurden beim Quasi-Channelcutpolarimeter im Vergleich zum Channelcutpolarimeter die Goniometer und Kreissegmente gegen Elemente, die ein größeres Gewicht aufnehmen können, ausgetauscht und die Konstruktion insgesamt stabiler gemacht. Der gesamte Invaraufsatz ist auf zwei xy-Translationsschlitten der Firma Newport gelagert, um den ersten Reflex vom ersten Kristall in das Drehzentrum des Hubergoniometers (Vollschrittauflösung $0.9''$) für den Braggwinkel des ersten Kristalls zu justieren. Zwischen dem Hubergoniometer und dem xy-Translationsschlitten befinden sich zwei Kreissegmente der Firma Huber, um die Neigung und das Azimut des ersten Kristalles einzustellen. Die gesamte Justiereinheit ist auf einem stabilen Aluminiumarm befestigt, der an jeder konventionellen Lochrasterplatte befestigt werden kann.

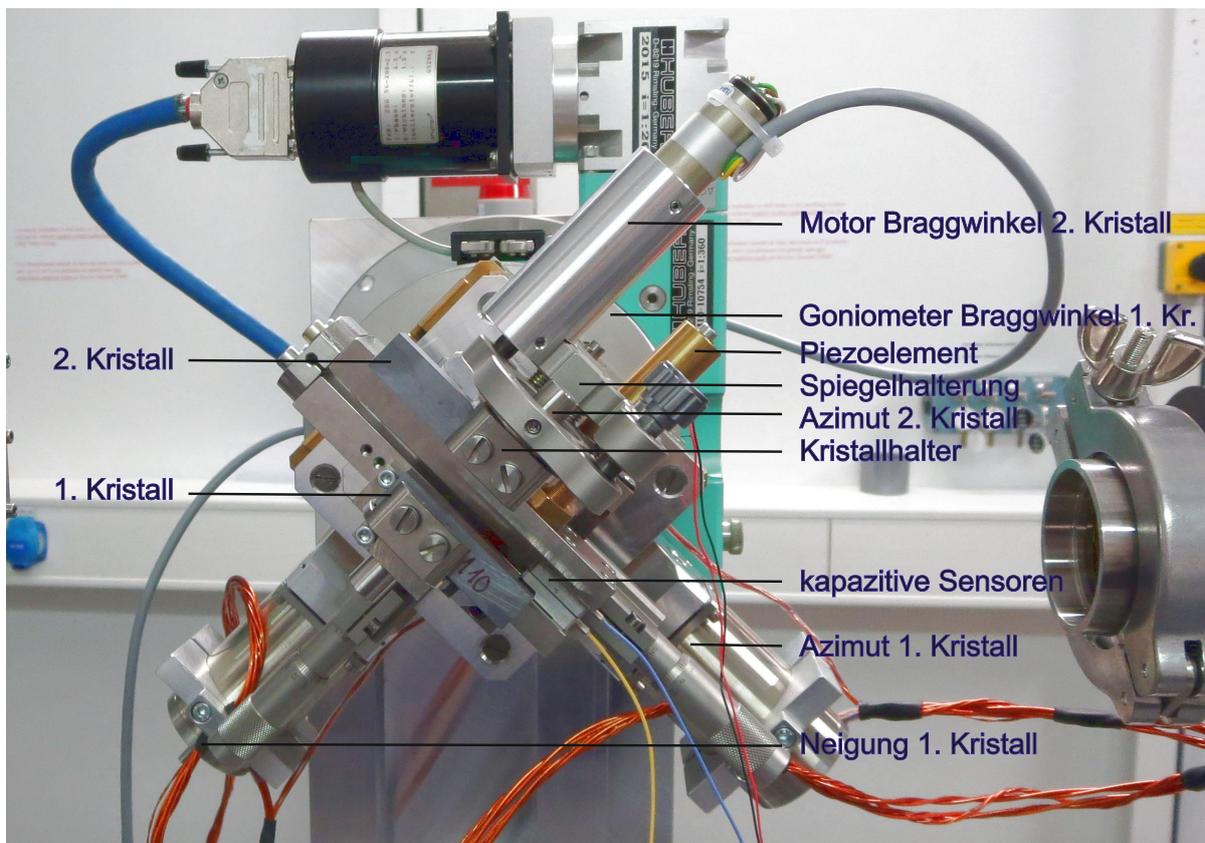


Abbildung 4.3: Polarisator mit Quasi-Channelcuthalterung.

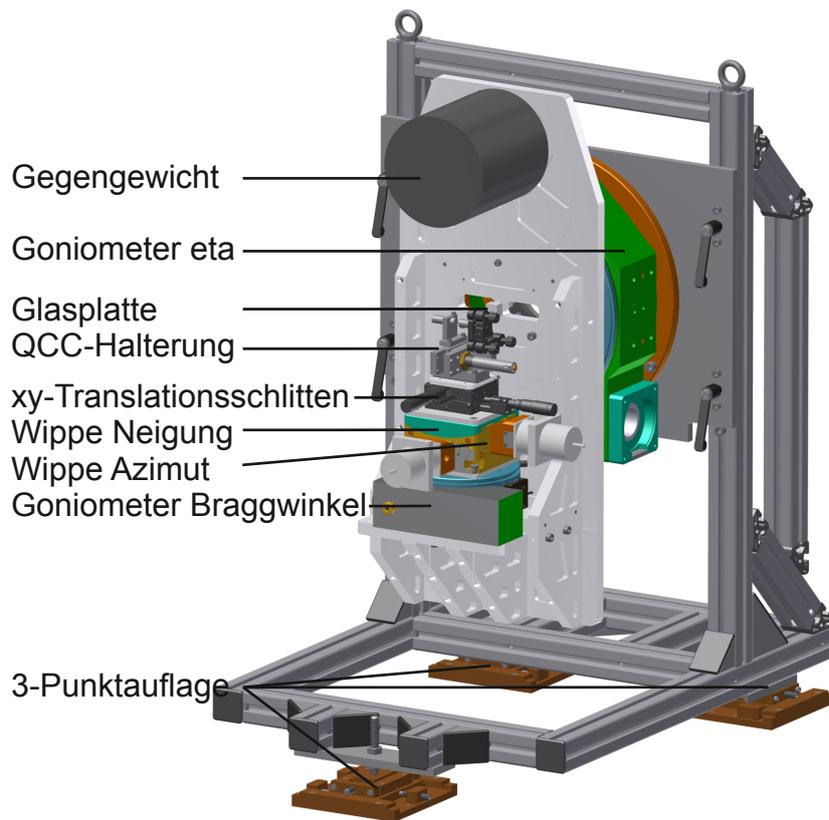


Abbildung 4.4: Analysator mit Quasi-Channelcuthalterung.



Im Unterschied zum Polarisator, ist die Halterung (siehe Abbildung 4.4) des Analysators aus Itemprofilen gefertigt. Diese ist wiederum auf einer 3-Punktaufgabe gelagert, um die Drehachse des η -Goniometers auf die Strahlachse des einkommenden Strahles ausrichten zu können. Es wurde das Präzisionsgoniometer 420 der Firma Huber verwendet, um das Gewicht des Analysatorarms zu drehen. Dieser ist aus Aluminium gefertigt und formstabil konzipiert. Abbildung 4.5 zeigt die Formstabilität des Armes bei der Drehung um den Winkel η . Für die Messung wurde ein Spiegel auf Höhe der Invarhalterung auf den Analysatorarm montiert. Die Winkeländerung der Reflexion am Spiegel beim Drehen des Analysatorarm wurde durch ein Autokollimationsfernrohr bestimmt. $\eta = 0^\circ$ bezeichnet dabei die senkrechte Stellung des Armes (Zeiger auf 6 Uhr, siehe Abb. 4.4). Auf Grund der rechtsseitigen Motorenausrichtung an den Goniometern, kommt es zur Asymmetrie in der Verformung. Bei der Drehung von $\eta = 270^\circ$ zu $\eta = 0^\circ$ ändert sich der Winkel um maximal $2''$ in vertikaler Richtung und $1''$ in horizontaler Richtung. Die Drehung von $\eta = 0^\circ$ zu $\eta = 90^\circ$ ändert den Winkel etwas stärker: $1.5''$ in vertikaler Richtung und $4.5''$ in horizontaler Richtung. Nach einer 180° -Drehung des Armes zur Ausgangsstellung kommt es zur maximalen Verformung in vertikaler Richtung von $18''$. In horizontaler

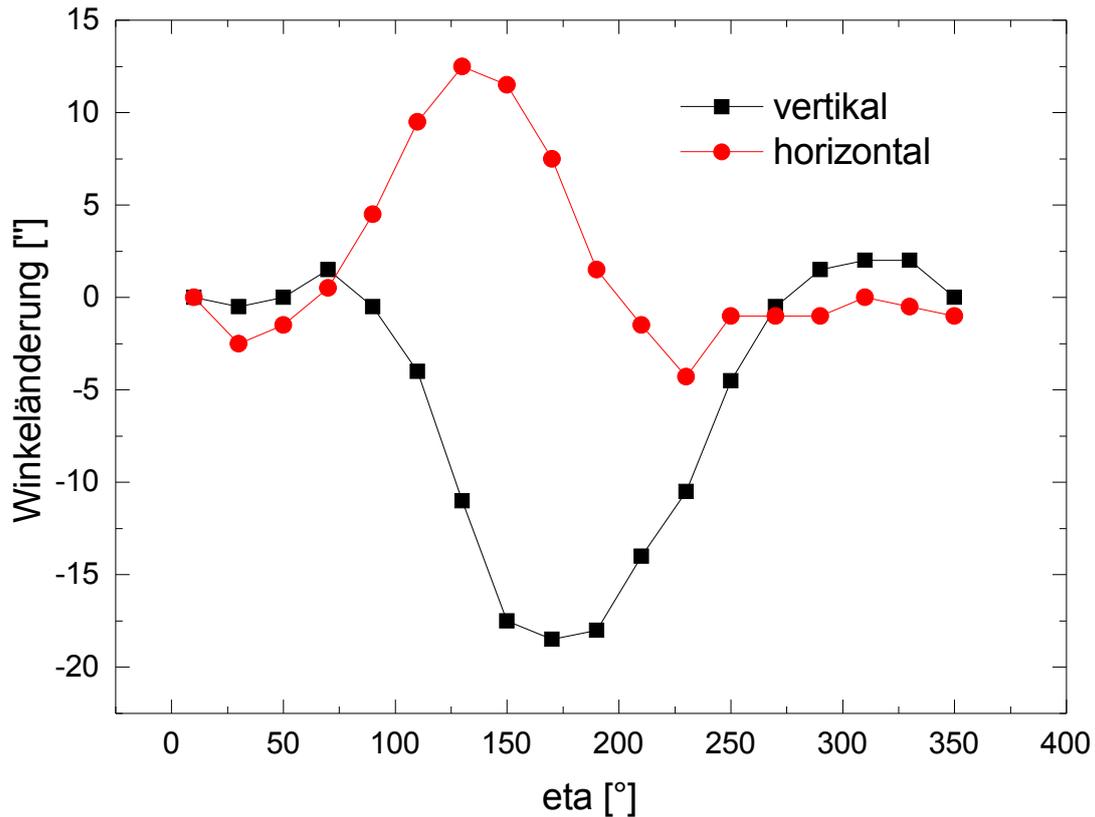


Abbildung 4.5: Verformung des Analysatorarms, bei der Drehung um den Winkel η .

Richtung beträgt die maximale Verformung $12.5''$, bei $\eta = 130^\circ$. Resultierend ergibt sich, dass die Polarimetriemessung am besten von $270^\circ - 0^\circ$ ausgeführt werden. In diesem Winkelbereich ist die Verformung nahe der Auslöschungsposition (Zeiger 6 Uhr) mit $0.5''/10^\circ$ gering. Dies ermöglicht eta-Scans über einen großen Winkelbereich in der Auslöschung.

Auf dem Aluminiumarm ist die Quasi-Channelcuthalterung mit Translationsschlitten, Kreissegmenten und Bragggoniometer entsprechend dem Polarisatoraufbau befestigt. Ein Gegengewicht sorgt für die Auswuchtung des Armes. Die Glasplatte dient zur optischen Justage der Strahlachse zur Drehachse des Analysatorkreises mittels eines Lasers.

Die Temperaturstabilität der Quasi-Channelcuthalterung wurde an einer Laborröntgenröhre mit Mo $K\beta$ bei einer Spannung von 40 kV und einem Strom von 30 mA über 24 h gemessen. Als Kristalle wurden zwei Diamanteinkristalle der Maße $4.5 \text{ mm} \times 4.5 \text{ mm} \times 0.5 \text{ mm}$ verwendet. Dabei wurde der (800)-Reflex, bei einem Braggwinkel von 45.3° , mit einer Rockingkurvenhalbwertsbreite von $0.29''$ genutzt. Abbildung 4.6 zeigt die gemessenen Temperaturschwankung, den Abstand der Sensorplatten, die Spannung vom Piezo und die Countzahl der im Peak gemessenen Photonen nach den zwei Kristallreflexionen

4 Polarimeterkonzeption

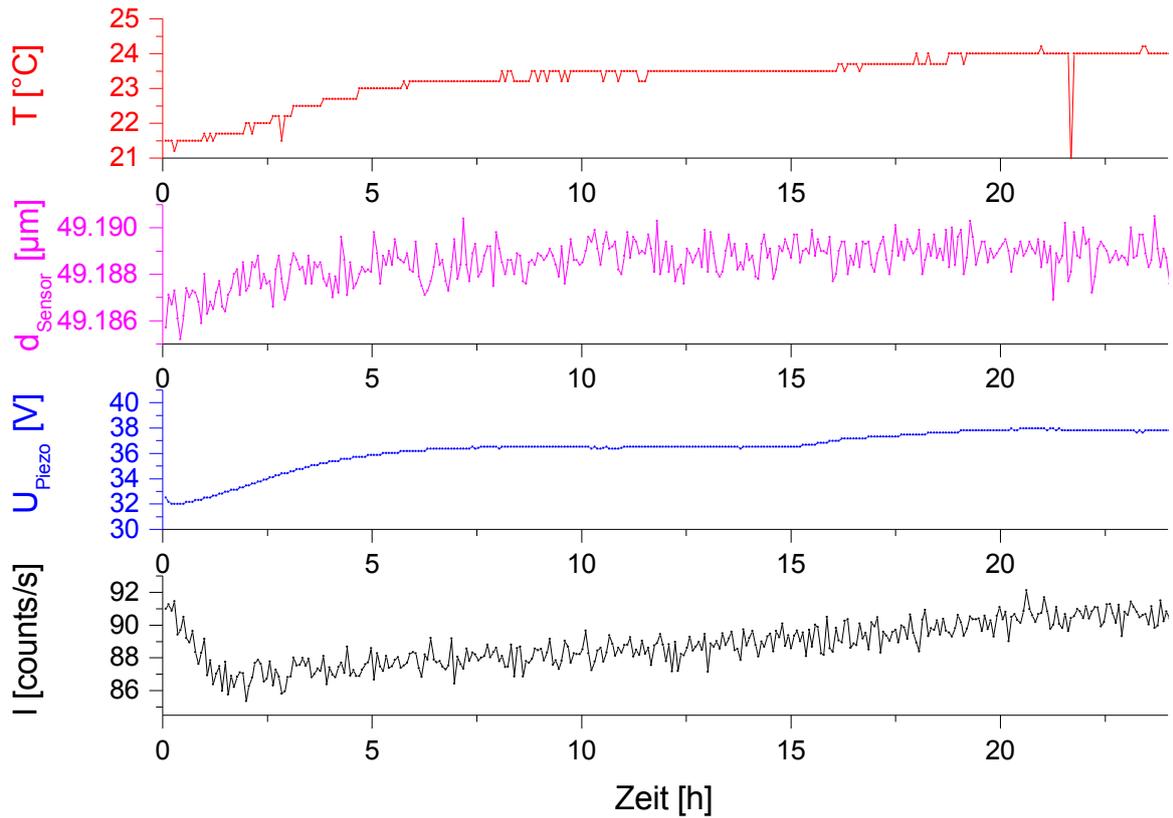


Abbildung 4.6: Stabilitätsmessung der Quasi-Channelcuthalterung mit 2 Diamantkristallen bei 40 kV und 30 mA.

über der Zeit an. Es ist ersichtlich, dass die Impulsrate, trotz der schmalen Rockingkurvenbreite nur um 4 counts/s innerhalb von 24 h, bei einer Temperaturschwankung von 3 K variiert. Die Halterung ermöglicht also eine stabile Langzeitmessung, zumal am Synchrotron die Hutches, durch die Klimatisierung, geringeren Temperaturschwankungen als im unklimatisierten Labor unterliegen.

5 Anwendung von hochauflösenden Röntgenpolarimetern

5.1 Messungen an Undulatorstrahlung

Das Konzept der Undulatoren wurde schon 1947 von Ginzburg entwickelt [62]. Daraufhin bauten Motz et al. 1953 den ersten Undulator [63]. Viele Untersuchungen wurden seitdem an Undulatorstrahlung durchgeführt. Aber nur sehr wenige beschäftigen sich mit den Polarisations-eigenschaften [64, 65]. Da die Polarisation eine der wichtigsten Eigenschaften der Undulatorstrahlung ist und die Kenntnis über die Polarisation der Undulatorstrahlung von fundamentalem Interesse für die Community der Synchrotron- und FEL Nutzer ist, wurde diese für beide Facilitytypen gemessen.

5.1.1 Synchrotron der dritten Generation

Die Präzisionsmessung der Undulatorpolarisation wurde an der „High Resolution Dynamics Beamline“ P01 an Petra III in Hamburg durchgeführt. Die Speicherringröntgenquelle hat eine Brillanz von 10^{21} ph/(s mm² mrad² 0.1% BW) und läuft im top-up Modus. Während der Messzeit arbeitete das Synchrotron im 240-bunch Modus mit einem Ringstrom von 100 mA. Der Undulator an P01 besteht aus zwei Segmenten. Jedes davon ist 5 m lang und hat eine Periodenlänge von 32 mm. Der experimentelle Aufbau zur Messung des Polarisationsgrades der Undulatorstrahlung ist in Abb. 5.1 dargestellt.

Für das Experiment wurde bei einer Energie von 12914 eV mit der 3. Harmonischen des Undulators gearbeitet. Die vom Undulator kommende Strahlung wurde dabei von einem Si(111)-2-Kristall-Monochromator, mit einer Bandbreite von 0.0013% monochromatisiert. Zur exakten Monochromatoreinstellung wurde wieder der Siliziummonolith mit

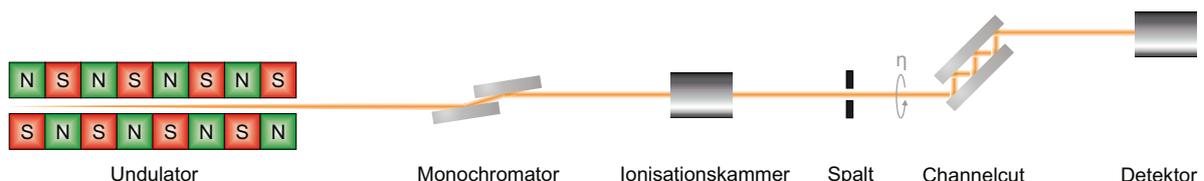


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung des Messaufbaus an P01.

der (100) - und (001)-Oberfläche verwendet. Die Ionisationskammer nach dem Monochromator ermöglicht später die Normierung der Messdaten auf den Photonenfluss vom Monochromator. Die Divergenz der Undulatorstrahlung wurde danach mit einem variabel einstellbaren Spalt begrenzt. Zur Bestimmung der Polarisation wurde ein 6-Reflexionen Si(800) Channelcut verwendet (symmetrische Reflexionen). Die Aufnahme der Rockingkurven erfolgte durch Rotation (η) von Analysator und Detektor um die Strahlachse. Jede Rockingkurve wurde dabei mit einer Integrationszeit von 0.1s pro Winkelposition gemessen. Die Messungen wurden für zwei verschiedene Spaltaperturen durchgeführt. Einmal für eine Apertur von $1\text{mm} \times 1\text{mm}$ und einmal für eine Apertur von $3\text{mm} \times 3\text{mm}$. Als Detektor wurde eine kalibrierte Si-Photoiode genutzt. Der Abstand zwischen dem Undulatorzentrum und dem Monochromator betrug 48.5m. 33m dahinter stand der Analysator. Die Position des Spaltes war 1.1m vor dem Analysator. Tabelle 5.1 zeigt die sich für die jeweilige Spaltapertur aus den Abständen ergebenden Divergenzen.

Apertur	horizontale Divergenz	vertikale Divergenz
$1\text{mm} \times 1\text{mm}$	1.0''	1.3''
$3\text{mm} \times 3\text{mm}$	3.1''	3.8''

Tabelle 5.1: Divergenzen für verschiedene Spaltaperturen.

Abbildung 5.2 zeigt die gemessenen Rockingkurven für die Analysatorstellungen von 1° bis 90° in logarithmischer und linearer Darstellung. Um die Messung übersichtlich darzustellen, wurden die Rockingkurven in der Grafik zueinander verschoben. Es ist leicht zu erkennen, dass die Rockingkurven einen untypischen Verlauf haben. Die Rockingkurven haben teilweise Plateaus in den Ausläufern, die sich auf einen Fehler in der Schrittmotorsteuerung zurückführen ließen. Außerdem weisen die Rockingkurven nahe 90° einen zusätzlichen Peak auf. Dies lässt sich auf eine Umweganregung, verursacht durch eine nicht optimale Orientierung des Channelcutkristalls, zurückführen. Für die Berechnung des Polarisationsreinheitsgrades wurden die Messdaten bzgl. der Plateaus und der Umweganregung korrigiert.

Abbildung 5.3 stellt das Verhältnis aus dem Integral der korrigierten Rockingkurven zu dem Integral der korrigierten Rockingkurve nahe der horizontalen Ebene des Undulators ($\eta = 1^\circ$) in jeder Analysatorstellung dar. Es ergibt sich ein Polarisationsreinheitsgrad von $(\delta_0 = 2.4 \pm 0.2) \times 10^{-4}$ für den Spalt von $3\text{mm} \times 3\text{mm}$ und ein Polarisationsreinheitsgrad von $(\delta_0 = 1.8 \pm 0.2) \times 10^{-4}$ für den Spalt von $1\text{mm} \times 1\text{mm}$. Es ist ersichtlich, dass sich die beiden Werte nur geringfügig voneinander unterscheiden. Dieses Ergebnis soll im folgenden Abschnitt durch die theoretische Abschätzung des Polarisationsreinheitsgrades von P01 erklärt werden.

Für die Berechnung des Polarisationsreinheitsgrades wurde das Verhältnis aus den Bei-

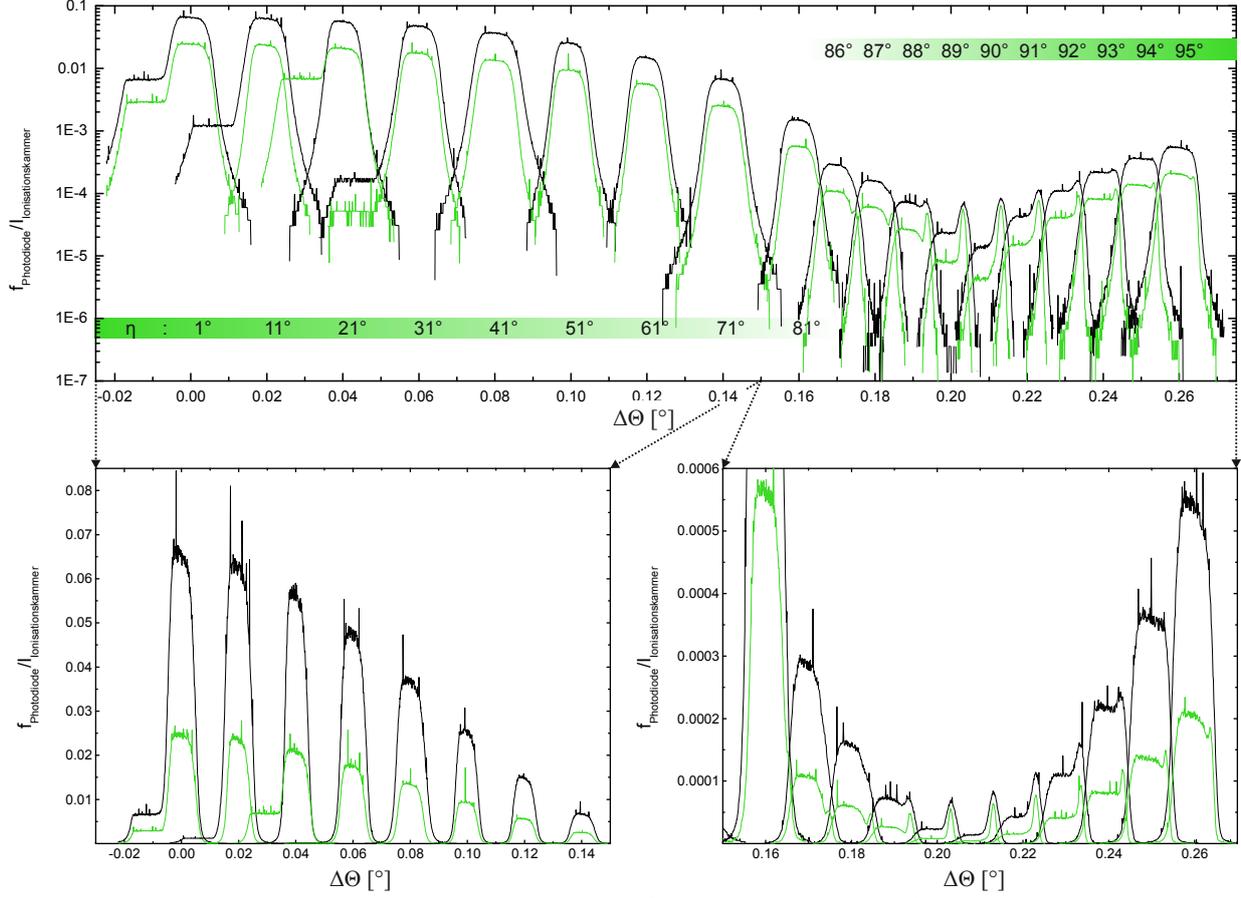


Abbildung 5.2: Messung der Rockingkurven für unterschiedliche Analysatorstellungen η an P01. Für die grünen Rockingkurven wurde der Strahl auf $1\text{mm} \times 1\text{mm}$ und für die roten Rockingkurven auf $3\text{mm} \times 3\text{mm}$ begrenzt [66].

trägen der Polarisationskomponenten aus Gl. 2.19 [18] für einen starken idealen Undulator gebildet. Dazu wurden die Besselfunktionen aus Gleichung 2.21 für die dritte Harmonische soweit in K_U^* entwickelt, bis der Einfluss auf den Polarisationsreinheitsgrad vernachlässigt werden kann. Für die 3. Harmonische ist dazu K_U^* bis zur 8. Ordnung entwickelt worden (Gl. 5.1, Gl. 5.2). Die Berechnung vernachlässigt dabei Effekte eines realen Undulators, wie Positronenverteilung, Magnetfeldfehler und Depolarisationseffekte, durch die an der Beamline verwendeten Polyimidfenster.

$$\begin{aligned}
 F_{3\sigma}(\vartheta, \phi) \approx & \frac{3m^2}{\pi(1 + K_u^2/2)^2} \frac{K_U^{*4}}{16384(1 + \gamma^2\theta^2)^{13}} 9[16 - 80\gamma^2\theta^2 - 192\gamma^4\theta^4 \\
 & - 80\gamma^6\theta^6 + 16\gamma^8\theta^8 - K_U^{*2}(3 + 54\gamma^2\theta^2 - 225\gamma^4\theta^4 - 6\gamma^6\theta^6 + 27\gamma^6\theta^6 \cos(6\phi))] \quad (5.1) \\
 & + 3\gamma^2\theta^2(16(-3 + \gamma^2\theta^2)(1 + \gamma^2\theta^2)^2 - 3K_U^{*2}(5 - 38\gamma^2\theta^2 + 2\gamma^4\theta^4)) \cos(2\phi) \\
 & + 6\gamma^4\theta^4(-9K_U^{*2}(-2 + \gamma^2\theta^2) + 8(1 + \gamma^2\theta^2)^2) \cos(4\phi)]^2
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 F_{3\pi}(\vartheta, \phi) \approx & \frac{3m^2}{\pi(1 + K_U^2/2)^2} \frac{K_U^{*4}}{4096(1 + \gamma^{*2}\theta^2)^{13}} 81\gamma^{*4}\theta^4 [16 + 16\gamma^{*2}\theta^2 \\
 & - 16\gamma^{*4}\theta^4 - 16\gamma^{*6}\theta^6 + K_U^{*2}(3 - 30\gamma^{*2}\theta^2 + 21\gamma^{*4}\theta^4) - 4\gamma^{*2}\theta^2(K_U^{*2}(9 - 9\gamma^{*2}\theta^2) \\
 & + 8(1 + \gamma^{*2}\theta^2)^2) \cos(2\phi) + 18\gamma^{*4}K_U^{*2}\theta^4 \cos(4\phi)]^2 \sin(\phi)^2 \cos(\phi)^2
 \end{aligned} \quad (5.2)$$

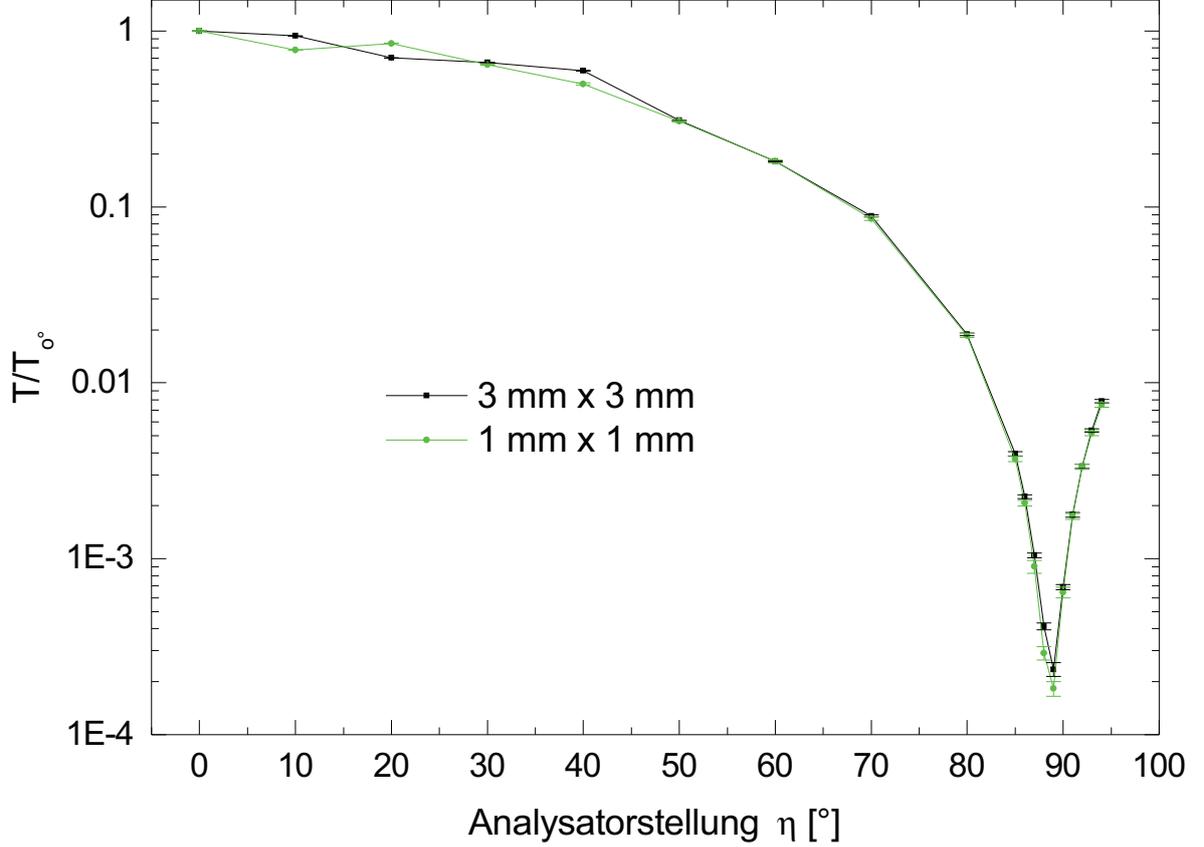
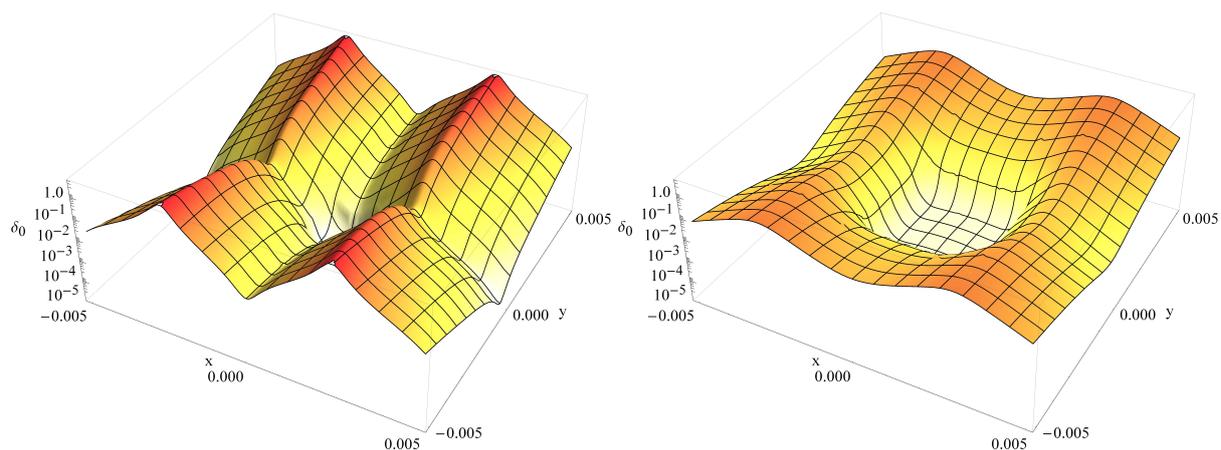


Abbildung 5.3: Messung des Polarisationsreinheitsgrades an P01 für verschiedene Spaltaperturen [66].

Abbildung 5.4 zeigt die theoretischen Polarisationsreinheitsgrade des idealen starken Undulators für eine Verschiebung des Spaltzentrums um $\pm 5\text{mm}$ in horizontaler und vertikaler Richtung senkrecht zur Strahlachse für die Spaltmaße $1\text{mm} \times 1\text{mm}$ und $3\text{mm} \times 3\text{mm}$. Die Diagramme veranschaulichen, dass der beste Polarisationsreinheitsgrad in der zentralen Spaltposition auf der Strahlachse zu erwarten ist. Der Polarisationsreinheitsgrad beträgt $\delta_0 = 5.9 \times 10^{-5}$ für den $3\text{mm} \times 3\text{mm}$ Spalt und liegt damit um fast eine Größenordnung besser als der gemessene Wert. Auch der Polarisationsreinheitsgrad im Zentrum für den kleineren Spalt liegt mit $\delta_0 = 8.2 \times 10^{-6}$ um einen Faktor 0.05 über dem experimentell bestimmten Wert. Außerhalb der zentralen Position verschlechtern sich die Polarisationsreinheitsgrade. Die besseren Werte erzielt man auf der horizontalen Achse. Durch eine Verschiebung des $1\text{mm} \times 1\text{mm}$ Spaltes zum Zentrum des Strahls, um

5 Anwendung von hochauflösenden Röntgenpolarimetern

z.B. 0.7 mm in horizontaler und vertikaler Richtung, lässt sich ein ähnlicher Wert wie im Experiment erreichen. Durch die Größe des $3\text{mm} \times 3\text{mm}$ Spaltes reagiert der Polarisationsreinheitsgrad nicht ganz so empfindlich auf eine Verschiebung wie der kleinere Spalt. Ein äquivalenter Polarisationsreinheitsgrad wie im Experiment lässt sich z.B. erst bei einer Verschiebung von 1.5 mm erreichen. Eine Verschiebung des Spaltes um diese Größenordnung im Experiment ist nicht auszuschließen, da die Justage nur optisch, mit Hilfe von Fotopapier (Linagraph Papier) erfolgte.



(a) $1\text{mm} \times 1\text{mm}$ Spalt

(b) $3\text{mm} \times 3\text{mm}$ Spalt

Abbildung 5.4: Vergleich der Polarisationsreinheitsgrade für unterschiedliche Spaltpositionen. Die Einheit von x - und y -Achse ist Meter.

5.1.2 Freie-Elektronen-Laser

Die Messung des Polarisationsreinheitsgrades von LCLS fand an der Beamline von MEC (Matter in Extreme Conditions) statt. Zum Zeitpunkt der Messung befand sich der FEL im Seedingmodus mit einer Energiebandbreite von 0.8 eV und einer Repititionsrate von 120 Hz. Da die Messdaten parasitär in einer Messzeit zur Messung der Faradayrotation aufgenommen worden sind, konnten die Maschinen- und Channelcutparameter nicht für die Präzisionspolarimetrie optimiert werden. Es wurde daher nur ein 2-Reflexionen Si(400) Channelcutkristall als Analysator verwendet. Die Energiejustage auf 6457 eV konnte aus Zeitgründen nur am Anfang der Messzeit mit dem Si-Monolith ($n, +n$) eingestellt werden. Zwischen dem Zeitpunkt der Polarisationsreinheitsgradmessung und der exakten Energieeinstellung lagen 4 Tage, an denen zu jedem Shiftbeginn die Energie auf dem maximalen Durchlass nach der fixierten Polarisatorstellung eingestellt wurde. Dabei wurde festgestellt, dass nach Angaben von LCLS, die Photonenenergie um fast 40 eV, im Vergleich zu den Energieeinstellungen über den Diamantkristall am ersten Tag, korrigiert werden musste, um die maximale Transmission im Polarisator zu erreichen. Nach der Energieeinstellung wurde der Polarisator aus dem Strahlengang entfernt. Für die Messung fand keine Unterdrückung der höheren Harmonischen statt. Abbildung 5.5 zeigt den schematischen Aufbau zur Messung des Polarisationsreinheitsgrades.

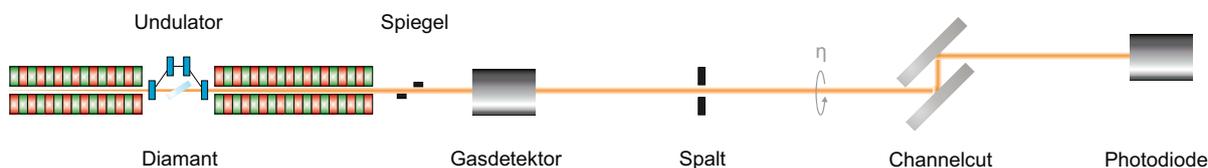


Abbildung 5.5: Experimenteller Aufbau zur Messung des Polarisationsreinheitsgrades von LCLS.

Für die Messung wurde die Intensität der Strahlung vom Undulator mit self-seeding Schikane, in der ein Einkristalldiamant implementiert ist, mit einem Gasdetektor gemessen. Dieser besteht aus einer Gaskammer, die die N_2 Fluoreszenz durch den FEL-Strahl misst. Danach wurde der Strahl durch einen Spalt begrenzt und mit dem Analysatorkristall die Rockingkurven in verschiedenen η -Positionen aufgenommen. Als Detektor wurde eine Si-Photodiode verwendet. Diese konnte, auf Grund des vorhandenen Datenerfassungssystem (DAC), nur über den Analogausgang ausgelesen werden. Das DAC hat, durch das Auslesen der vielen Motoren, nur mit 10 Hz statt 120 Hz einen Datenwert mitgeschrieben. Durch diese Beschränkung und die Schwankungen des FEL waren die Rockingkurven veräuscht. Durch einen zwischengeschalteten Kondensator am Analogausgang konnte das Signal-Rausch-Verhältnis, auf Kosten der zeitlichen Korrelation zum Gasdetektor, ver-

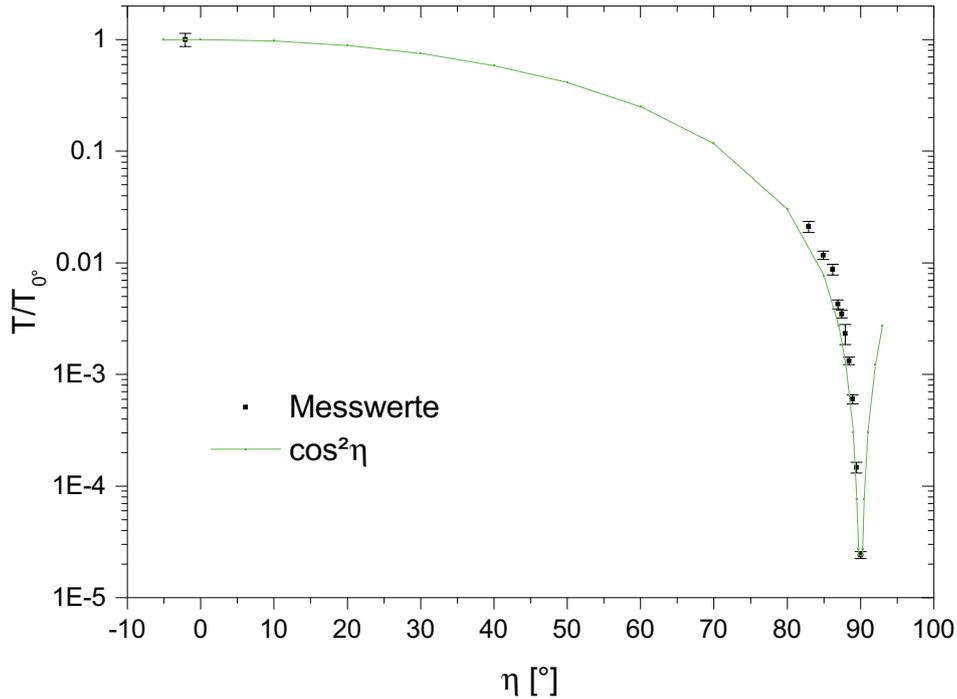


Abbildung 5.6: Messung des Polarisationsreinheitsgrades an MEC für den 0.2 mm Spalt.

bessert werden. Für die Bestimmung des Polarisationsreinheitsgrades wurden die in den verschiedenen η -Positionen gemessenen Rockingkurven zusätzlich mit einem Medianfilter geglättet und auf die über jeweils 35 Messpunkte gemittelten Gasdetektorwerte normiert. Abbildung 5.6 zeigt das Integral über die geglätteten Rockingkurven normiert auf die Rockingkurve bei $\eta = 0^\circ$ für den 0.2 mm Spalt in Spaltposition -0.2204 mm. Für den offenen Spalt konnte der beste Polarisationsreinheitsgrad von $(5.2 \pm 0.3) \cdot 10^{-6}$ bestimmt werden. Dieser Wert ist um 2 Größenordnungen besser als der gemessene Polarisationsreinheitsgrad von P01 an Petra III. Der Polarisationsreinheitsgrad der 2-Reflexionen Channelcutkristalle konnte an LCLS auf $(3.7 \pm 3.2) \cdot 10^{-6}$ bestimmt werden. Damit liegt der gemessene Polarisationsreinheitsgrad von LCLS an der Messgrenze, die mit den verwendeten Channelcutkristallen auflösbar war. Theoretische Berechnungen von Geloni et al. zeigen, dass an FELs Polarisationsreinheitsgrade von 10^{-7} möglich sind [67]. Tabelle 5.2 listet zum Vergleich die gemessenen Polarisationsreinheitsgrade für alle Spaltgrößen

Spaltgröße [mm]	Spaltposition [mm]	Polarisationsreinheitsgrad
offen	-0.2204	$(5.2 \pm 0.3) \cdot 10^{-6}$
0.2	-0.2204	$(2.4 \pm 0.2) \cdot 10^{-5}$
0.2	0.1772	$(3.1 \pm 0.1) \cdot 10^{-5}$
0.2	0.3771	$(3.8 \pm 1.3) \cdot 10^{-5}$

Tabelle 5.2: Polarisationsreinheitsgrad für verschiedene Spaltgrößen und Spaltpositionen.

und Positionen auf.

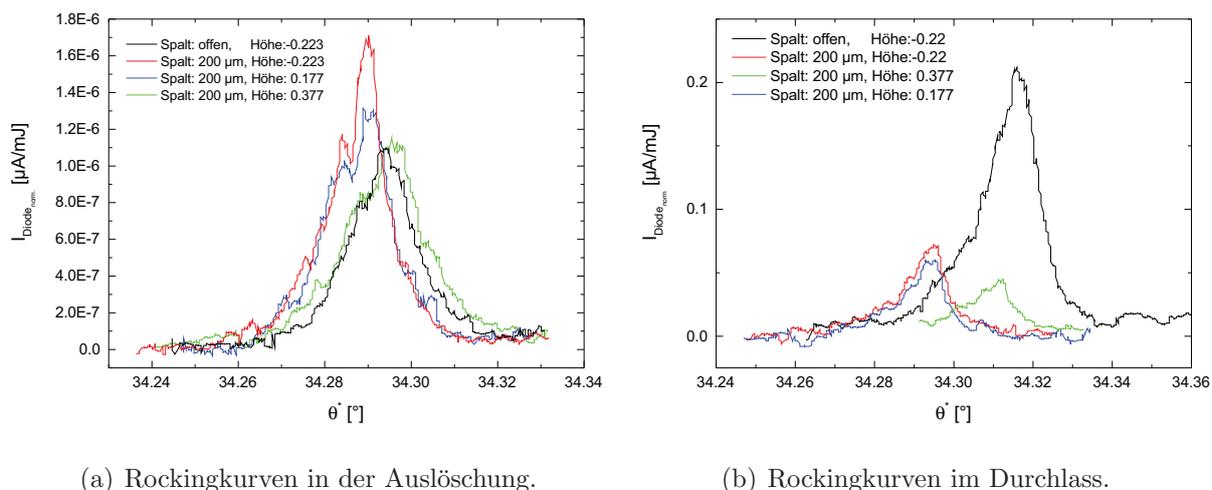


Abbildung 5.7: Vergleich der Rockingkurven für unterschiedliche Spaltgrößen und -positionen in Durchlass- und Auslöschungsposition.

Es ist ersichtlich, dass eine Spaltverkleinerung in allen Spaltpositionen einen schlechteren Wert zur Folge hat. Es ist eine leichte Tendenz zu erkennen, dass je größer die Verschiebung des Spaltes vom Zentrum ist, um so schlechter der Polarisationsreinheitsgrad des Strahls wird. Abbildung 5.7 zeigt die in den verschiedenen Spaltpositionen und Spaltgrößen gemessenen Rockingkurven. Die Ströme der Photodiode wurden für die Darstellung auf die Energie des FEL normiert und der Untergrund abgezogen. Die gemessenen Kurven stellen die Faltung aus den Rockingkurven mit der Responsefunktion des Detektors dar. Dies hat auf die Bestimmung des Integrals unter der Rockingkurve aber keinen Einfluss. Die Darstellung zeigt, dass die Rockingkurven in der Auslöschungsposition nahezu identisch sind. Nur in der Durchlassposition unterscheidet sich die Rockingkurve des offenen Spaltes durch den höheren Durchlass von den Rockingkurven mit kleinerem Spalt. Da das Zentrum des Spaltes mit Hilfe eines YAG-Monitors auf das Intensitätsmaximum des Strahls eingestellt wurde, ist es wieder möglich, dass nicht exakt im Zentrum gemessen wurde. Eine andere Möglichkeit ist, dass Beugungserscheinungen am Spalt den Polarisationsreinheitsgrad zerstören. Außerdem ist der Einfluss der verschiedenen Strahldiagnostiken der Beamline und des Strahlführungssystem, wie z.B. der Umlenkspiegel (Offset Mirror) und des Gasdetektors, auf den Polarisationsreinheitsgrad nicht bekannt.

5.2 Kernresonanzstreuung

Ein anderes Anwendungsgebiet von hochauflösenden Röntgenpolarimetern stellt die Kernresonanzstreuung dar. Ein experimenteller Aufbau, mit Polarisator und Analysator in gekreuzter Stellung und dazwischenliegender absorbierender Probe, ermöglicht es, die Polarisationsabhängigkeit des Streumechanismus einer Probe zu untersuchen [68]. Abbildung 5.8 illustriert den typischen schematischen Aufbau eines Kernresonanzstreuexperimentes, das ein Polarimeter nutzt. Der vom Undulator teilweise polarisierte Röntgenstrahl

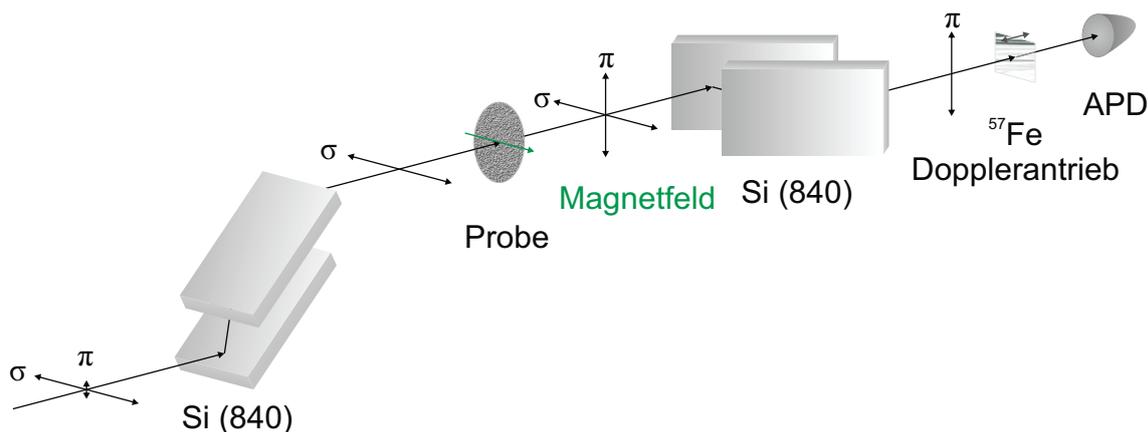


Abbildung 5.8: Schematischer Aufbau eines Kernresonanzstreuexperimentes, unter Nutzung der Polarisationsfiltertechnik.

trifft auf den Polarisator. Dieser filtert die π -Komponente fast vollständig aus dem Strahl. Anschließend trifft der Röntgenstrahl auf die zu untersuchende Probe. Durch den Analysator in Auslöschungsstellung werden nur die von der Probe resonant gestreuten Photonen transmittiert. Die mit Dopplerantrieb bewegte ^{57}Fe -Folie ermöglicht es, den mit der APD detektierten Photonen eine Energie zuzuordnen und damit das Energiespektrum aufzunehmen. Die Transmission eines solchen Experimentes lässt sich folgendermaßen beschreiben [69]:

$$(A_\sigma, A_\pi) = (1, \xi) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \delta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} R_{\sigma\sigma} & R_{\sigma\pi} \\ R_{\pi\sigma} & R_{\pi\pi} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \delta & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (5.3)$$

ξ beschreibt dabei den π -polarisierten Anteil der Undulatorstrahlung, δ den Polarisationsreinheitsgrad des Polarimeters und R die Polarisationsabhängigkeit des Streuprozesses der Kernresonanz. Dieser hängt für die kohärente elastische Kernresonanzstreuung von der Streulänge ab, dessen resonanter Streuprozessanteil für einen Dipolübergang sich

folgendermaßen beschreiben lässt [69]:

$$\begin{aligned} \left[\hat{N}(\omega) \right]_{\mu\nu} = & \frac{3}{16\pi} \{ (\epsilon_\mu \cdot \epsilon_\nu) [F_{11} + F_{1-1}] \\ & - i (\epsilon_\mu \times \epsilon_\nu) \cdot \vec{m} [F_{11} - F_{1-1}] \\ & + (\epsilon_\mu \cdot \vec{m}) (\epsilon_\nu \cdot \vec{m}) [2F_{10} - F_{11} - F_{1-1}] \} \end{aligned} \quad (5.4)$$

Dabei beschreiben $\vec{\epsilon}_\mu, \vec{\epsilon}_\nu$ die Basisvektoren der Polarisation, \vec{m} die magnetische Quantisierungsachse und F_{LM} die Streuamplituden mit der Gesamtdrehimpulsquantenzahl L und Gesamtmagnetquantenzahl M . Es ist ersichtlich, dass der erste Term von Gl. 5.4 unabhängig von der Magnetisierung der Probe ist. Der zweite Term hängt linear von der Richtung der Magnetisierung ab und beschreibt die senkrechte Streuung von $\sigma \rightarrow \pi$ und $\pi \rightarrow \sigma$. Der letzte Term hängt schließlich quadratisch von der Magnetisierung ab und beschreibt sowohl senkrechte, als auch parallele Streuung.

Viele Kernresonanzstreuexperimente nutzen das Mössbauerisotop ^{57}Fe . Dies ist ein 2-Level System mit einer Übergangsenergie von 14.4 keV und einer Lebensdauer des angeregten Zustandes von 141 s. Durch Anlegen eines magnetischen Feldes splittet dieser Übergang in 6 Übergänge mit den für die Polarisationsfiltermethode notwendigen orthogonalen Streuprozessen auf. Für Kernstreuungsexperimente an P01 in Hamburg wurde ein Polarimeter für die Übergangsenergie von 14.4125 keV entwickelt. Für diese Art von Experimenten muss das Polarimeter 3 Designkriterien erfüllen:

1. Der Photonenfluss von der Beamline sollte bestmöglich ausgenutzt werden.
2. Der Polarisationsreinheitsgrad sollte mindestens 10^{-8} betragen, um die nichtresonante Streuung von der resonanten Streuung zu separieren.
3. Für eine Festinstallation des Polarimeters sollte kein Strahlversatz nach dem Polarisator entstehen.

Photonenfluss

Der Strahlquerschnitt von P01 am Installationspunkt des Polarimeters beträgt 0.8 mm vertikal und 2.5 mm horizontal. Die Divergenz des Röntgenstrahls ist 9 μrad FWHM vertikal und 17 μrad horizontal. Für die gewählte Kernresonanz von 14.4125 keV wurde der Silizium (840)-Reflex mit einem Braggwinkel von $\theta_B = 45.1^\circ$ gewählt. Die FWHM-Rockingkurvenbreite des symmetrischen Reflexes für die σ -Komponente ist mit 1.8 μrad sehr schmal im Vergleich zur Divergenz des Röntgenstrahls. Um die Photonen der Röntgenquelle optimal auszunutzen, müssen die Kristalle asymmetrisch geschnitten werden. Tabelle 5.3 zeigt für ausgewählte Asymmetrien die Darwinbreite an. Abbildung 3.9 veranschaulicht dazu die Peakreflexionen. Es ist ersichtlich, dass eine Vergrößerung der Asym-

α [°]	0	-10	-20	-30	-40	-41	-42	-43	-44
b	1	0.7	0.47	0.27	0.09	0.07	0.05	0.04	0.02
D- [μ rad]	1.8	2.14	2.62	3.45	6.0	6.7	7.71	9.36	12.9
D+ [μ rad]	1.8	1.5	1.23	0.93	0.54	0.48	0.42	0.34	0.25
V [mm]	3.5	4.4	5.9	9.6	28.1	35.0	46.2	68.2	130

Tabelle 5.3: Halbwertsbreiten der Rockingkurven für verschiedene Asymmetriewinkel α von Si (840). Das Minuszeichen bezeichnet dabei den einfallenden Strahl, das Pluszeichen den ausfallenden Strahl, b den Asymmetrieparameter und V die Auftrefflänge eines einfallenden Strahls von 2.5 mm Durchmesser auf die Channelcutoberfläche.

metrie, eine Vergrößerung der Channelcutdimensionierung mit sich bringt. Da für einen guten Polarisationsreinheitsgrad mehrere Reflexionen genutzt werden sollen, werden kollimierende Röntgenlinsen im Strahlengang eingesetzt, um die Divergenz der Beamline auf 3 μ rad zu reduzieren. Damit reicht ein Asymmetriewinkel von $\alpha = -28^\circ$ aus, um den vollen Röntgenstrahl auszunutzen. Als Monochromator wird an der Beamline ein Si (311) Doppelkristallmonochromator verwendet, der für die gewählte Energie theoretisch eine Bandbreite von 0.1 eV besitzt. Für die gewählte Asymmetrie beträgt die Energiebandbreite von Si (840) 0.05 eV. Da die Energiebandbreite des resonanten Überganges aber bei 4.7 neV liegt, ergeben sich dadurch keine Verluste in der Photonenzahl für das Experiment.

Polarisationsreinheitsgrad

Für die zu untersuchenden Kernresonanzen existieren nur Braggreflexionen von Einkristallen, die nicht exakt die optimale Polarisationsbedingung von $\theta_B = 45^\circ$ erfüllen. Durch eine Erhöhung der Anzahl von Reflexionen und einer Vergrößerung des Asymmetriewinkels lassen sich jedoch theoretisch Polarisationsreinheitsgrade besser als der für das Experiment minimal notwendigen $\delta_0 = 10^{-8}$ erreichen. Tabelle 5.4 veranschaulicht die Polarisationsreinheitsgrade in Abhängigkeit von Asymmetriewinkel α und Anzahl der Reflexionen n . Um einen Kompromiss zwischen Photonfluss und Polarisationsreinheitsgrad treffen zu können, ist außerdem die Peakreflexion im Rockingkurvenmaximum angegeben. Bisher erreichten die besten Polarisatoren für Kernresonanzstreuexperimente einen Polarisationsreinheitsgrad von $\delta_0 = 4 \cdot 10^{-8}$ [13]. Dabei wurden 2-Reflexionen Si (840) Channelcutkristalle mit einem Asymmetriewinkel von $\alpha = -43^\circ$ verwendet. Um den Polarisationsreinheitsgrad weiter zu verbessern, wurde für die Channelcutkonzeption ein 4-Reflexionen Si (840) Channelcutkristall mit einem Asymmetriewinkel von $\alpha = -28^\circ$ gewählt. Der Vorteil zu dem -43° -System liegt neben der theoretischen Verbesserung des Polarisationsreinheitsgrades auch in einer Verbesserung des Photonflusses, sowie den Vorteilen eines kleineren Asymmetriewinkels. Das wäre zum einen die größere Eindring-

α [°]	Anzahl Reflexionen	Polarisationsreinheitsgrad	$(I_{max}/I_0)_\sigma$
0	1	$1.1 \cdot 10^{-4}$	0.95
0	2	$1.6 \cdot 10^{-7}$	0.90
0	4	$5.4 \cdot 10^{-13}$	0.81
-28	1	$9.2 \cdot 10^{-5}$	0.93
-28	2	$1.1 \cdot 10^{-7}$	0.87
-28	4	$2.5 \cdot 10^{-13}$	0.76
-43	1	$4.5 \cdot 10^{-5}$	0.83
-43	2	$1.1 \cdot 10^{-8}$	0.68

Tabelle 5.4: Vergleich der Polarisationsreinheitsgrade für unterschiedliche Asymmetriewinkel α und Anzahl von Reflexionen im Channelcutkristall.

tiefe der Strahlung, was einen geringeren Einfluss von der Bearbeitung der Oberflächen mit sich bringt und zum anderen die einfachere Justage der Channelcutkristalle.

Zur Vermeidung von unerwünschten Umweganregungen, wurde für die Orientierung der Channelcutkristalle als optimaler Einfallsvektor $V_i = (0.33, 0.92, -0.20)$ (im kartesischen Koordinatensystem) auf die Oberfläche bestimmt. Bei dieser Orientierung beträgt der größte Öffnungswinkel zu einem Nebenreflex 0.3° .

Abbildung 5.9 zeigt das finale Channelcut Design, nach dem im Kapitel besprochenen Kriterien. Die Dimensionierung des Channelcuts ermöglicht ein einfaches Einfädeln des

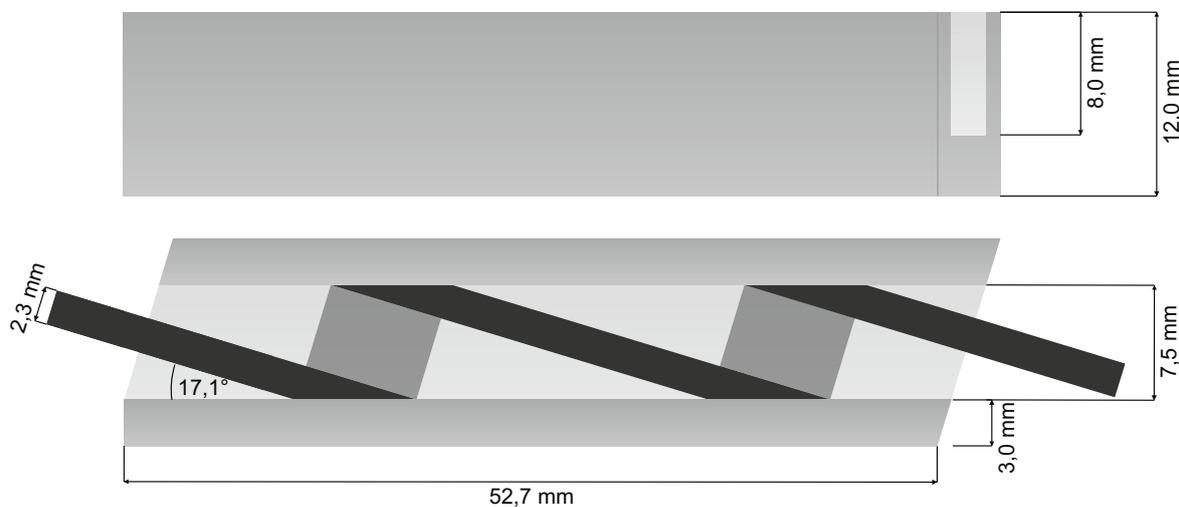


Abbildung 5.9: Dimensionierung des Si (840) Channelcuts, mit einem Asymmetriewinkel von $\alpha = -28^\circ$.

Röntgenstrahls, sowie mehrere Grad Spiel für die azimutale Orientierung.

Der Polarisationsreinheitsgrad des Polarimeters wurde am Synchrotron Petra III an der Beamline P01 gemessen. Zum Messzeitpunkt arbeitete das Synchrotron im 40-Bunchmodus bei einem Ringstrom von 80 mA. Als Detektoren wurden für die Rockingkurvenaufnah-

men eine Photodiode und eine APD verwendet. Der eingehende Photonenstrom vom Polarisator wurde durch eine Ionisationskammer aufgezeichnet. Die Energieeinstellung des Monochromators erfolgte über eine ^{57}Fe -Probe. Die Messzeitdauer betrug 0.5 s pro Messpunkt der Rockingkurve, in der Auslöschung 1 s pro Messpunkt. Es wurde ein Polarisationsreinheitsgrad von $\delta_0 = (2.2 \pm 2.0) \cdot 10^{-9}$ bestimmt. Dies stellt eine Verbesserung um mehr als eine Größenordnung (Faktor 18) im Vergleich zum bisher besten Polarisationsfilter für Kernresonanzstreuung dar. Der große Fehler entstand durch eine ungünstige Messbereichseinstellung der Diode, beim Abgleich von Diode und APD. Abbildung 5.10 zeigt die theoretische und gemessene Rockingkurve des Polarimeters nach dem Analysator in Durchlassstellung. Die Halbwertsbreite der gemessenen Rockingkurve ist mit $0.71''$

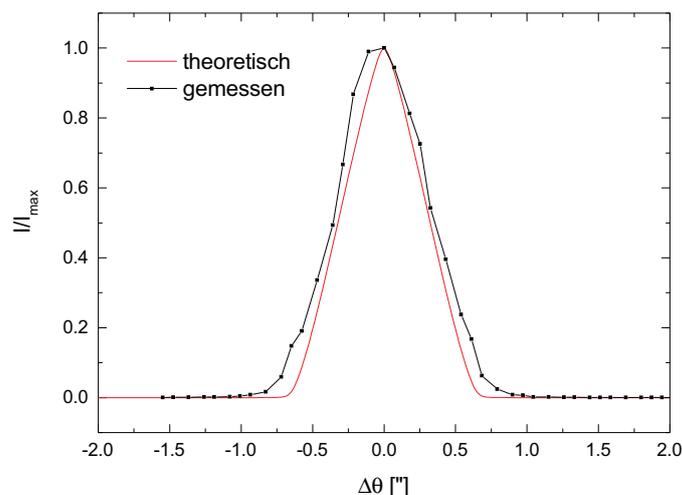


Abbildung 5.10: Theoretische und gemessene Rockingkurve des Polarimeters aus Si (840) Channelcutkristallen nach dem Analysator in Durchlassstellung ($\eta = 0^\circ$), bei einer Energie von 14.413 keV. Der Peak entspricht $4 \cdot 10^{10}$ Photonen/s.

nur geringfügig gegenüber dem theoretischen Werte von $0.65''$ verbreitert. Dies bedeutet, dass die Perfektion und die Oberflächenbearbeitung der Kristalle ausreichen um neben der Reinheit, auch den für das Experiment notwendigen Photonenfluss zu gewährleisten.

Strahlversatz

Für die Festinstallation des Polarimeters an der Beamline P01 soll der entstehende Strahlversatz des bisherigen Polarisatorchannelcuts kompensiert werden. Eine Möglichkeit besteht darin, den Polarisator aus zwei Channelcutkristallen in (n,+n)-Stellung zusammenzusetzen. Gegenüber der (n,-n)-Stellung könnte dies zum Photonenverlust führen. Abbildung 5.11 zeigt den Dumondgraphen für zwei Si (840) Channelcuts in (n,+n)-Stellung für verschiedene Energiebandbreiten. Dieser stellt den (λ, θ) -Raum der Röntgenstrahlung bei der Mehrkristallbeugung dar. Mit dünnen schwarzen Linien wird die

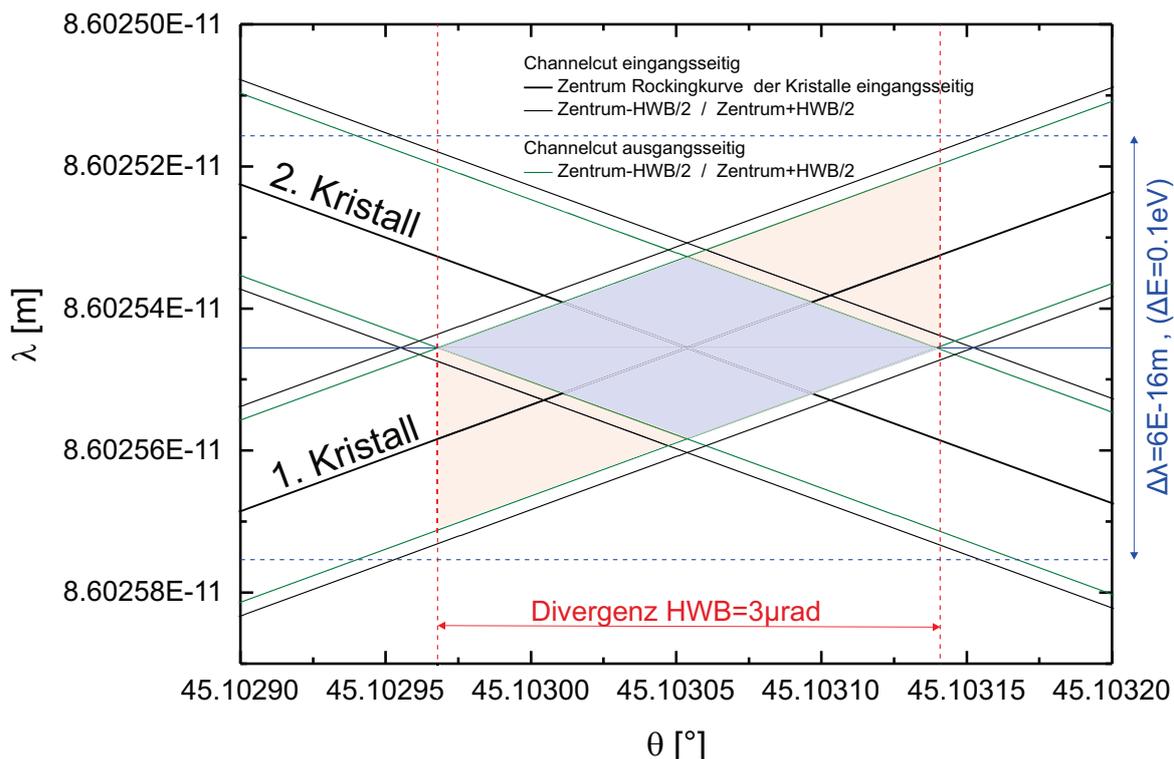


Abbildung 5.11: DuMondgraph von zwei Si (840) Channelcutkristallen in (n,+n)-Stellung.

eingangsseitige Channelcut Rockingkurve beschrieben. Die grünen Linien zeigen die ausgangsseitige Rockingkurvenhalbwertsbreite nach jeweils 4 Reflexionen. Die roten gestrichelten Linien illustrieren die HWB von der Divergenz des Röntgenstrahls nach kollimierenden Röntgenlinsen. Die blauen gestrichelten Linien repräsentieren die Energiebandbreite vom Si(311)-Monochromator. Die Intensität der von beiden Kristallen gebeugten Strahlung ist proportional zum Überlapp der beiden Rockingkurven. Möchte man mit der vollen Energiebandbreite des Monochromators im Experiment arbeiten, bedeutet dies in der (n,+n)-Stellung (blau gekennzeichnete Fläche) einen Photonenverlust von 50% gegenüber der (n,-n)-Stellung (rot schraffierte Fläche). Da allerdings für die Kernresonanzexperimente nur eine Energiebandbreite im neV-Bereich benötigt wird, gibt es keinen Unterschied im Photonenfluss der (n,-n)- gegenüber der (n,+n)-Stellung und die Methode ist verlustfrei verwendbar. Abbildung 5.12 zeigt den ursprünglich geplanten

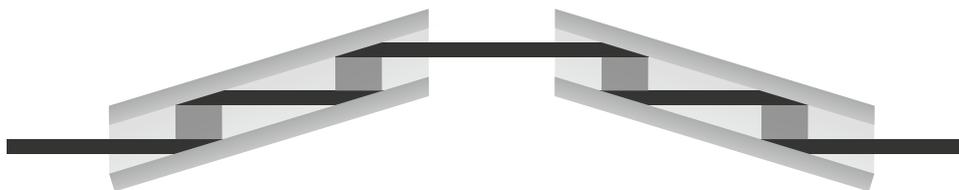


Abbildung 5.12: Polarisator ohne Strahlversatz in (n,+n)-Stellung.

5 Anwendung von hochauflösenden Röntgenpolarimetern

Polarisatoraufbau ohne Strahlversatz an P01. Aus Gründen des Photonенflusses wurde der Polarisator letztendlich aus Kristallen gefertigt, die je Channelcut zwei Reflexionen aufweisen. Damit bleibt es bei den bisher bewährten vier Reflexionen im Polarisator.

5.3 Faradayrotation von Röntgenstrahlung durch hohe Magnetfelder in dichten Plasmen

Ein weiteres Anwendungsgebiet von Röntgenpolarimetern liegt in der Diagnostik der Wechselwirkung von ultra-hochintensiven Lasern mit Materie. Durch das Röntgenpolarimeter ist es möglich, die dabei entstehenden Magnetfelder zu untersuchen. Dadurch können numerische Simulationen der Wechselwirkungsprozesse verbessert werden, welche wiederum in der Teilchenbeschleunigung, Kernfusion und astrophysikalischer Plasmaforschung Anwendung finden [70].

Das Experiment zur Untersuchung der Magnetfelder wurde am LCLS durchgeführt. Die MEC-Beamline bietet die für das Anregungs-Abfrage-Experiment notwendige Kombination aus brillianten Röntgenpulsen und optischem Hochleistungslaser. Abbildung 5.13 zeigt den schematischen Aufbau des Experimentes zur Untersuchung der Faradayrotation. Auf der linken Seite ist der Undulator von LCLS zu sehen. Um einen hohen Pola-

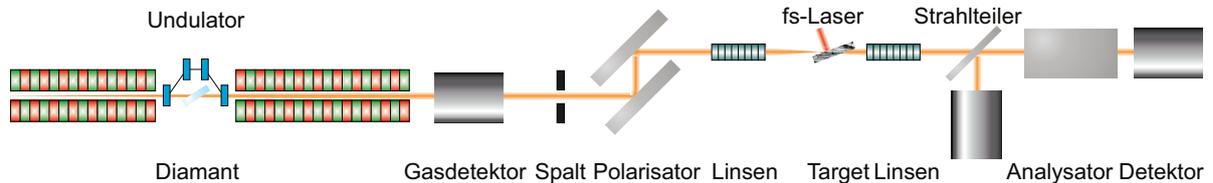


Abbildung 5.13: Schematischer Aufbau der Experimentieranordnung zur Messung der Faradayrotation.

risationsreinheitsgrad zu erreichen, wird die Energie der Röntgenphotonen auf $E=6457$ eV eingestellt. LCLS wird im self-seeding Modus betrieben, um möglichst viele Photonen in einer geringen Energiebandbreite ($\Delta E= 0.5$ eV [25]) zu erhalten. Als Polarisator wird ein Si(400) Channelcut verwendet. Nach diesem fokussieren Berylliumlinsen die Röntgenstrahlung auf das Festkörpertarget. Der MEC-Kurzpuls laser wird mit einer Energie von 1 J und einer Pulsdauer von 40 fs auf verschiedene Festkörpertargets fokussiert. Dadurch entstehen heiße Elektronenströme, die in das Target eindringen und azimuthale Magnetfelder ($3 - 5$ kT [70]) erzeugen. Die Polarisations ebene der durch den Polarisator linear polarisierten Röntgenphotonen, wird durch die zum Röntgenstrahl parallelen Magnetfeldkomponenten auf Grund des Faradayeffektes, gedreht. Die Drehung der Polarisations ebene wird mit einem zweiten Si(400) Channelcut bestimmt. Analytische Berechnungen der erwarteten Magnetfelder von H.P. Schlenvoigt ergeben eine Drehung der Polarisations ebene um etwa 0.3 mrad [70].

Channelcutdesign

Für die Channelcuts ergeben sich daraus folgende Designkriterien:

1. Das Polarimeter sollte einen Polarisationsreinheitsgrad von $\delta_0 = 10^{-8}$ erreichen.
2. Für ein gutes Signal-Rausch-Verhältnis auf den Detektoren soll ein möglichst hoher Photonenfluss, erreicht werden.
3. Die verschieden präparierten Polarimeterkristalle sollen alle denselben Strahlversatz aufweisen, um den restlichen experimentellen Aufbau unverändert zu lassen.
4. Der Polarisatoraufbau ist für den Vakuumeinsatz umzurüsten.

Um einen möglichst hohen Photonenfluss zu erreichen, sollten die Reflexionen im Channelcut so gering wie möglich sein. Da mit einem 2-Reflexionen Quasi-Channelcutpolarimeter am Synchrotron ein Polarisationsreinheitsgrad von $\delta_0 = 2 \cdot 10^{-9}$ erreicht werden konnte, wurden 2-Reflexionen Channelcuts als Ausgangspunkt der Optimierung gewählt. Zur Sicherheit sollte aber der Strahlversatz der 2-Reflexionen Channelcuts genauso groß sein, wie der Strahlversatz, der an der ESRF vermessenen 4-Reflexionen Si(400)-Channelcuts. So können, bei unzureichendem Polarisationsreinheitsgrad, die 4-Reflexion Channelcuts eingebaut werden. Um eine Optimierung des Experimentes bezüglich der Empfindlichkeit der Polarisationsänderung einerseits und maximalen Photonenfluss andererseits vorzunehmen, wurden 2-Reflexionen Channelcuts in zwei Varianten, der symmetrischen und der asymmetrischen, hergestellt. Dadurch sollten weiterhin die Auswirkungen störender Specklebildung an den geätzten Kristallflächen durch unterschiedliche Einfallswinkel erprobt werden. Tabelle 5.5 zeigt übersichtshalber die theoretisch möglichen Peakreflexionen und Halbwertsbreiten der Channelcutvarianten im Vergleich.

n	Reflex	α [°]	HWB ["]	ΔE [eV]	I/I_0
2	Si (400)	0	4.7	0.15	0.91
2	Si (400)	-42	19.9	0.62	0.58
4	Si (400)	0	3.8	0.12	0.82

Tabelle 5.5: Vergleich der Channelcutparameter für das Faradayrotationsexperiment.

Die asymmetrischen Channelcuts haben den Vorteil, dass sie die komplette Divergenz von 0.4" und, im Gegensatz zu den symmetrischen Channelcuts, die vollständige Energiebandbreite von LCLS im Seedingmodus ($\Delta E=0.5$ eV) nutzen. LCLS-Simulationen zeigen, dass die 3. Harmonische 0.2% – 2% [71] der Stärke von der Fundamentalen beiträgt. Durch die große Energiebandbreite wird diese bei den symmetrischen Channelcuts

vollständig reflektiert. Bei den asymmetrischen Channelcuts liegen nur die Ausläufer der dritten Harmonischen mit einer Stärke von $I/I_0 = 5 \cdot 10^{-11}$ im Peakbereich der Fundamentalen (siehe Abb. 5.14). Ein weiterer Vorteil der asymmetrischen Channelcuts ist die

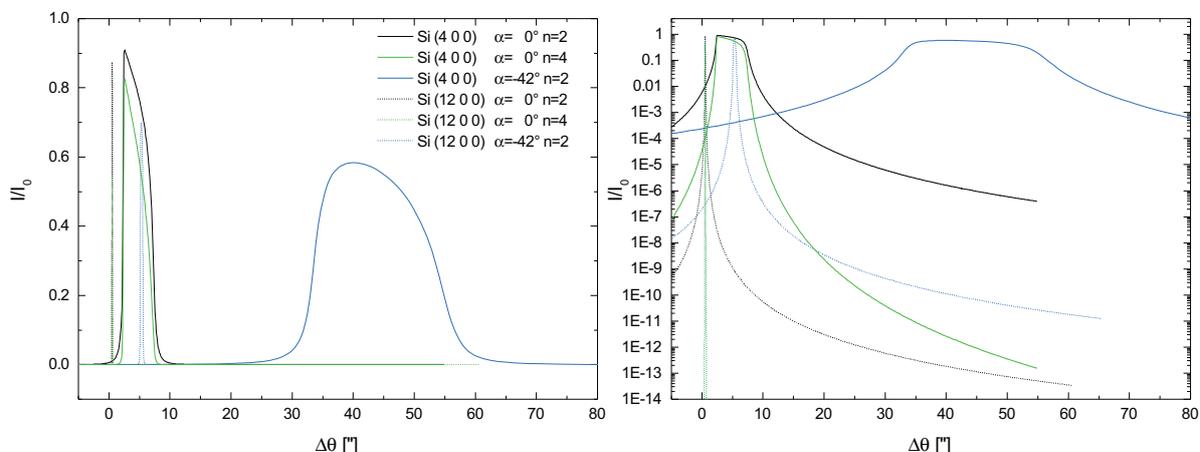


Abbildung 5.14: Rockingkurven (σ -Komponenten), der für das LCLS-Experiment präparierten Channelcuts. Die Anzahl der Reflexionen wird durch n , der Asymmetriewinkel durch α beschrieben. Die Rockingkurven der Fundamentalen sind mit durchgezogener -, die der 3. Harmonischen mit gestrichelter Linie dargestellt.

Verteilung der Wärmelast auf den Kristall, weil die geometrisch bedingte Auftrefffläche des Röntgenstrahls größer ist. LCLS hat einen Strahldurchmesser von 1 mm und damit eine ellipsenförmige Auftrefffläche mit einer großen Halbachse von 1.4 mm im symmetrischen und 19.1 mm im asymmetrischen Fall. Der Nachteil der asymmetrischen Channelcuts ist die geringe Peakreflektivität von $I/I_0 = 0.58$ und dass die Röntgenbeugung sensitiver auf die Störungen an der Oberfläche ist. Die Abbildungen 5.15 und 5.16 zeigen die finale Dimensionierung der Channelcutkristalle in Seitenansicht und Aufsicht.

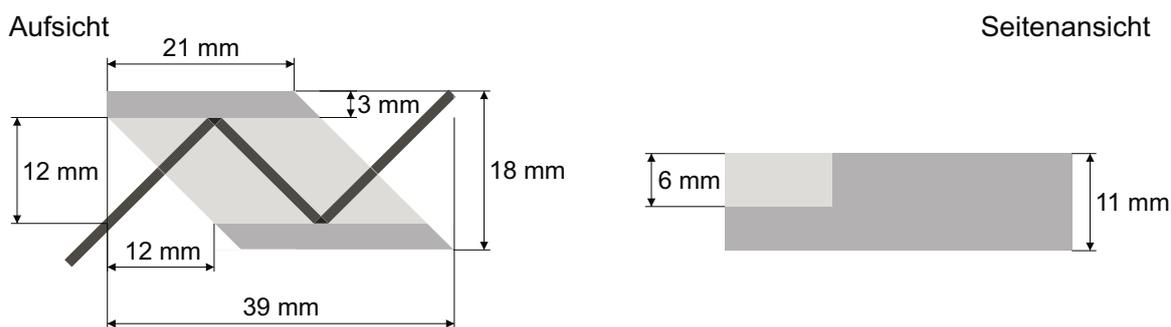


Abbildung 5.15: Dimensionierung der symmetrischen LCLS-Channelcutkristalle.

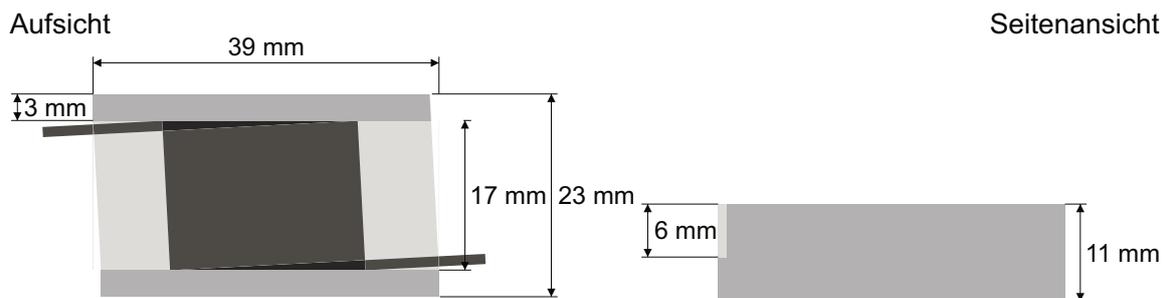


Abbildung 5.16: Dimensionierung der asymmetrischen LCLS-Channelcutkristalle.

Der Röntgenstrahl von 1 mm Durchmesser ist in der Zeichnung schwarz-transparent dargestellt. Da der Polarisator kristall in der Vakuumkammer positioniert wurde, erfolgte die Halterung mit Apiezon Wax W40 anstatt dem sonst verwendeten Klebwachs. Dieser wird bei einer Temperatur von $40 - 50^\circ$ weich und ist bis zu einem Druck von $6 \cdot 10^{-8}$ Torr im Vakuum verwendbar.

Test der Röntgenoptiken

Für die Vermessung der Channelcutkristalle wurde das bereits in Kapitel 5.1.2 beschriebenen Verfahren zur Energieeinstellung von LCLS durchgeführt. Danach erfolgte der Test der Röntgenoptiken. Abbildung 5.17 zeigt den dazu verwendeten Aufbau. Als De-



Abbildung 5.17: Schematischer Aufbau zum Test der Röntgenoptiken.

tektoren wurde eine konventionelle Si-Photodiode (Canberra, Dicke= $500\mu m$) und eine CCD Kamera (FLI Microline ML16803, 4096×4096 Pixel $9\mu m$) verwendet. Auf Grund der besseren Designkriterien wurde mit dem Einbau der asymmetrischen Channelcuts begonnen. Nach der Justage des Kristalles auf den Peak des Braggreflexes erfolgte die Aufnahme des Strahlprofils mit dem Flächendetektor. Anschließend erfolgte der Einbau der Linsen und des Nickelgitters. Auf Grund der schlechten abbildenden Eigenschaften des asymmetrischen Channelcuts wurde zu den 2 symmetrischen Reflexionen Channelcuts gewechselt und die Messungen wiederholt. Abbildung 5.18 stellt die Aufnahmen des Flächendetektors von symmetrischen und asymmetrischen Channelcut gegenüber. Das Strahlprofil des Röntgenstrahls nach dem asymmetrischen Channelcut zeigt, im

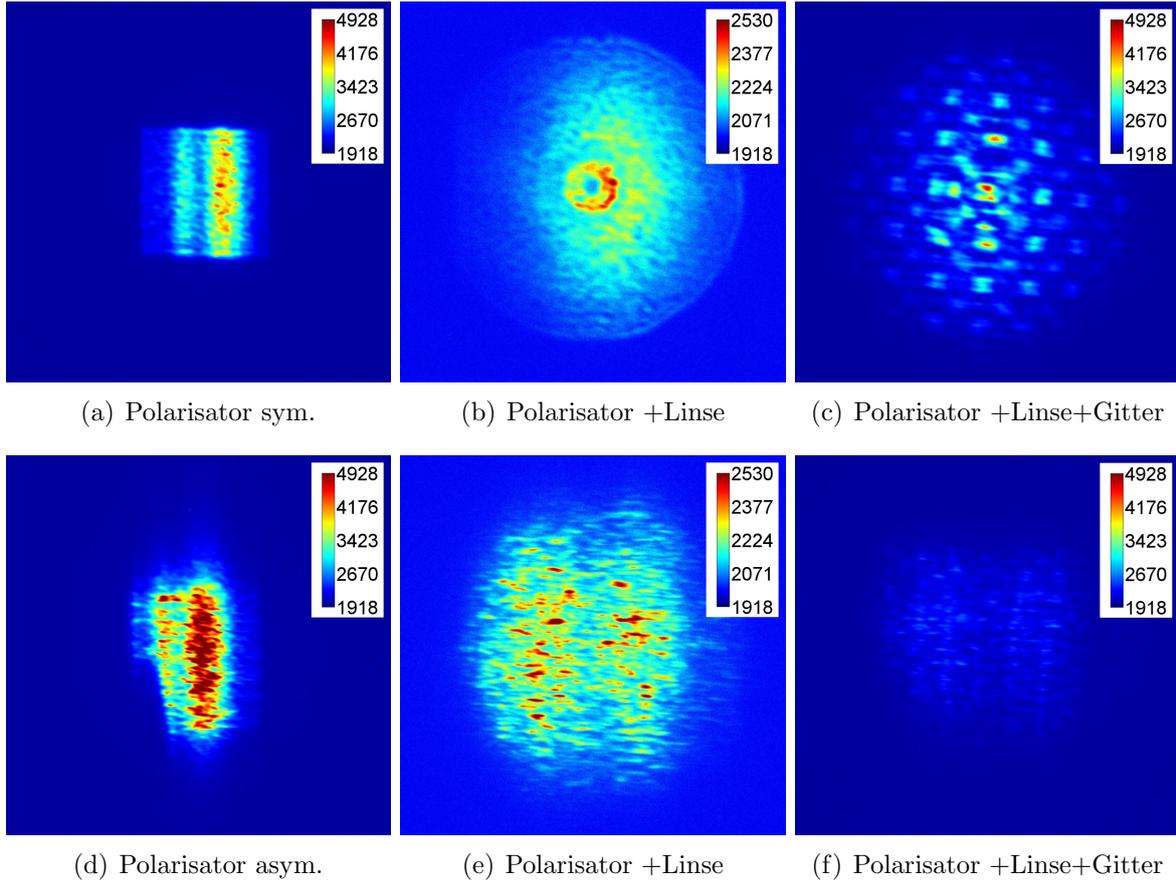


Abbildung 5.18: Vergleich der Strahlprofile nach symmetrisch (a)-(c) und asymmetrisch (d)-(e) geschnittenen Channelcutpolarisatoren ohne (a)(d) und mit optischen Elementen (b)(c)(e)(f). Die Größe der Bilder entspricht $9882\mu\text{m} \times 9828\mu\text{m}$. Die Farbskalierungen von (a) zu (d), (b) zu (e) und (c) zu (f) sind relativ zueinander vergleichbar.

Vergleich zum Strahlprofil des symmetrischen Channelcuts, eine Aufweitung in vertikaler Richtung. Da die Beugung der Röntgenstrahlung bei asymmetrisch geschnittenen Channelcuts stärker in den oberflächennahen Netzebenen stattfindet, kommt es durch die unpolierten Oberflächen zur Wellenfrontstörung des kohärenten FEL-Strahls. Die Abbildungen (b) und (e) zeigen die Aufweitung des Röntgenstrahls nach dazwischengeschalteten parabolischen refraktiven Linsen (CRL). Die Brennweite der CRL hängt mit $f = \left(\frac{R}{2N\delta} \left[1 - N\delta\left(1 - \frac{u^2}{2R^2}\right)\right]\right)$ [72] von dem Krümmungsradius der Linsen R , der Auftreffhöhe des Strahls auf die Linse u , der Anzahl N der Linsen im Stack und $\delta \propto \lambda^2$ (Gl. 2.32) ab. Für die verwendeten Berylliumlinsen ($N=6$, $R=0.1\text{mm}$, $u=0.3\text{mm}$) liegt die Brennweite für die Fundamentale bei 1 m. Für die 3. Harmonische ergibt sich die Brennweite zu 9.2 m. Der Detektor befand sich für die Messung 6 m hinter der Linse. Am Ort der Messung ist die Fundamentale demzufolge aufgeweitet, während die 3. Harmonische noch gebündelt wird. Dies ist in Abbildung 5.18 (b) zu erkennen. Bei den

asymmetrischen Channelcuts ist die 3. Harmonische, wie erwartet, nicht sichtbar. Die letzte Spalte zeigt die abbildende Eigenschaft der Anordnung mittels eines Gitters der Linienbreite von $12.7 \mu\text{m}$. Mit den asymmetrischen Channelcuts sind nur noch die vertikalen Strukturen auflösbar. Mit den symmetrischen Channelcuts ist eine Auflösung von vertikalen und horizontalen Strukturen möglich.

Im nächsten Schritt wurde der Polarisationsreinheitsgrad der symmetrischen 2-Reflexionen Channelcutkristalle bestimmt, indem der zweite 2-Reflexionen Channelcutkristall als Analysator eingebaut wurde. Auf Grund eines nicht zuverlässigen elektrischen Kontaktes zwischen den Messungen, konnte die Bestimmung des Polarisationsreinheitsgrades nicht über die Rockingkurve in Durchlass- und Auslöschungsposition erfolgen. Infolgedessen wurde δ_0 über η -scans nahe der Auslöschungsposition bestimmt. Für einen η -scan wird der Einfallswinkel θ des Röntgenstrahls zu dem Kristall auf den Peak der Braggreflexion eingestellt und dann der Analysatorwinkel η gedreht. Dabei muss strikt kontrolliert werden, dass sich der Einfallswinkel des Strahls zur Netzebene während der η -Drehung nicht signifikant ändert. Abbildung 5.19 zeigt den von der Diode gemessenen Strom in Abhängigkeit vom Analysatorwinkel η nahe der Auslöschungsposition $\eta = 0^\circ$. Blau eingezeichnet befindet sich die Parabelfitkurve mit $I = A + B\eta + C\eta^2$. Aus dieser lässt sich über $\delta_0 = \frac{A-B^2/4C}{C}$ der Polarisationsreinheitsgrad näherungsweise über das Gesetz von Malus $I = I_0 [\cos^2(\eta) + \delta_0 \sin^2(\eta)]$ genähert bei $\eta = 90^\circ$ bestimmen [73]. Der Po-

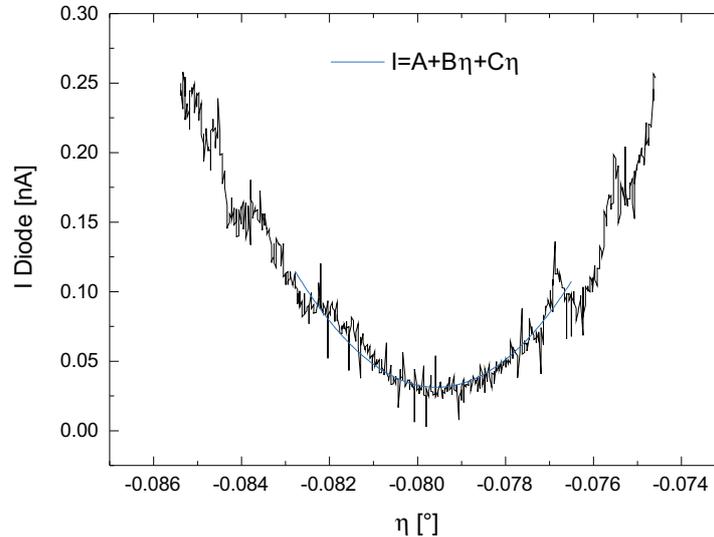


Abbildung 5.19: η -Scan für 2 symmetrische Reflexionen Channelcuts.

larisationsreinheitsgrad der zwei symmetrischen Channelcuts errechnet sich daraus zu $\delta_0 = (3.7 \pm 3.2) \cdot 10^{-6}$. Für den geringen Polarisationsreinheitsgrad der Channelcutkristalle an LCLS gibt es drei mögliche Ursachen. Zum einen die ungenaue Energieeinstellung für den Braggwinkel bei exakt 45° . Dafür spricht, dass eine Änderung der Energie um

± 10 eV den Polarisationsreinheitsgrad nicht geändert hat. Zum anderen war die Kristallorientierung nicht auf den Einfluss der höheren Harmonischen optimiert, der mit 1% kaum gegenüber der Leistung der Fundamentalen abgeschwächt war. Als dritte Ursache kommt die Kohärenzproblematik in Frage, welche durch die unpolierten Oberflächen der Channelcutkristalle verursacht wird.

Das eigentliche Experiment zur Faradayrotation konnte auf Grund eines Defektes des optischen Lasers an MEC nicht durchgeführt werden.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass der Einsatz von Siliziumkristallen an LCLS ohne große Einschränkungen möglich war. Sowohl im SASE- als auch im Seedingmodus konnte keine Erwärmung des Polarisatorokristalle festgestellt werden. Optisch ließ sich keine Zerstörung des Kristallmaterials ausmachen. Lediglich die fehlende Politur der Channelcutoberflächen führte zur Störung des kohärenten Strahls und sollte im Falle einer Wiederholung des Faraday-Experimentes z.B. durch die Verwendung von polierten Quasi-Channelcuts, verbessert werden. Ein zweiter verbesserungsbedürftiger Punkt ist die Energieeinstellung von LCLS. Eine Kombination aus Umlenker und Polarisator sollte die Energiekontrolle jederzeit möglich machen.

5.4 Vakuumdoppelbrechung

In der Einleitung wurde die Entwicklung des Röntgenpräzisionspolarimeters mit dem Experiment zum Nachweis der Vakuumdoppelbrechung motiviert. Das nachfolgende Kapitel behandelt daher abschließend den aktuellen Stand sowohl der theoretischen als auch der experimentellen Überlegungen und Vorbereitungen.

Die Vakuumdoppelbrechung wurde 1964 von Klein und Nigam [74] theoretisch beschrieben. Sie bezeichnet einen Prozess, bei dem ein elektromagnetisches Hintergrundfeld die virtuellen Elektronen-Positronen-Fluktuationen des Vakuums beeinflusst und sich dadurch wie ein doppelbrechendes Medium verhält. Die elektrische $\epsilon_{ij'}$ und magnetische Suszeptibilität $\mu_{ij'}$ des Vakuums lässt sich folgendermaßen beschreiben [75]:

$$\begin{aligned}
 \epsilon_{ij'} &= \frac{\alpha^2}{45\pi m_e^4} [2(E^2 - B^2) \delta_{ij} + 7B_i B_j] \\
 \mu_{ij'} &= \frac{\alpha^2}{45\pi m_e^4} [2(E^2 - B^2) \delta_{ij} - 7E_i E_j] \\
 D_i &= \sum_j (\delta_{ij} + \epsilon_{ij'}) E_j \\
 H_i &= \sum_j (\delta_{ij} + \mu_{ij'}) B_j
 \end{aligned} \tag{5.5}$$

Dabei bezeichnet α die Feinstrukturkonstante, m_e die Masse des Elektrons und δ_{ij} das Kroneckersymbol.

Zum direkten Nachweis der Vakuumdoppelbrechung gibt es zur Zeit zwei verschiedene Vorgehensweisen. Zum einem soll im PVLAS-Experiment (Polarizzazione del Vuoto con LASer) bei einem magnetischen Hintergrundfeld ($B = 2.5$ T) das Vakuum mit einem linear polarisierten Abfragestrahl im sichtbaren Bereich ($\lambda = 1064$ nm) untersucht werden [76]. Durch einen Fabry-Perot-Resonator ($F < 400000$) wird dabei die Weglänge ($L_B = 1.8$ m) des optischen Laserstrahls im Magnetfeld vergrößert. Mit einem Ellipsometer, bestehend aus Polarisator- und Analysatorprisma, soll die resultierende Elliptizität δ_E (Gl. 5.6) gemessen werden.

$$\delta_E = \frac{2\pi\alpha^2\hbar^3 L_B B^2}{15\mu_0 m_e^4 c^5 \lambda} \tag{5.6}$$

Das PVLAS-Experiment wird in Ferrara (Italien) durchgeführt. Ein ähnliches Experiment (Biréfringence Magnétique du Vide), allerdings mit gepulsten magnetischen Feldern von $B_{max} = 6.5$ T findet in Toulouse (Frankreich) statt [77].

Die andere Herangehensweise zum Nachweis der Vakuumdoppelbrechung beruht auf einer Kombination aus Hochleistungs- und Röntgenlaser (Experimenteller Aufbau siehe Kap. 1). Der Vorteil dieser Methode liegt in der Steigerung der Elliptizität des Abfragestrahles durch die hohen Feldstärken von heutzutage verfügbaren Hochleistungslasern und der kürzeren Wellenlänge des Abfragestrahls. Der Nachteil dieser Methode ist die

kurze Wechselwirkungslänge des Laserfeldes mit dem Röntgenstrahl. Die Elliptizität des Abfragestrahls hängt folgendermaßen von den Versuchsparametern ab [78]:

$$\delta_E \cong \frac{2\alpha z_0 I_0 \kappa}{15\lambda I_C} \quad (5.7)$$

Dabei beschreibt z_0 die Rayleighlänge, I_0 die Peakintensität des Hochleistungslasers, κ einen Korrekturfaktor, λ die Abfragewellenlänge und I_C die kritische Intensität. Eine erste Berechnung des zu erwartenden Elliptizitätssignales von T. Heinzl et al. aus dem Jahre 2006 für das Petawattsystem POLARIS ($I_0 = 10^{22}$ W/cm², $z_0 = 10$ μ m) und einer Abfragewellenlänge von $\lambda = 0.1$ nm ergeben ein Elliptizitätssignal von $\delta_E^2 = 5.6 \cdot 10^{-11}$. Dabei wurde für die Berechnungen von einem konstanten Hintergrundfeld ausgegangen. Eine realistischere Abschätzung für ein zeitlich und räumlich variierendes Hintergrundfeld ($I_0 = 2 \cdot 10^{22}$ W/cm², $z_0 = 12$ μ m) von Schlenvoigt et al. 2016 [79] ergibt ein Elliptizitätssignal von $\delta_E^2 = 4 \cdot 10^{-12}$ für eine Probewellenlänge von $\lambda = 0.096$ nm. Jüngste Berechnungen von Karbstein et al. [80] berücksichtigen die Wechselwirkungsgeometrie von Anrege- und Abfragepuls (für eine Peakintensität des Hochleistungslasers von $I_0 = 5.5 \cdot 10^{22}$ W/cm² und einer Abfragewellenlänge von $\lambda = 0.096$). Bei geeigneter Wahl der Strahlprofile kommt es zur Streuung der, durch Vakuum polarisationsveränderten, Röntgenphotonen aus dem Kegel der eingehenden Röntgenphotonen heraus. Durch den geringen Photonenhintergrund außerhalb des Eingangsstrahlkegels, verringert sich der erforderliche Polarisationsreinheitsgrad des Polarimeters auf derzeit auflösbare Werte von $\delta_0 = 5.7 \cdot 10^{-10}$. Dies geschieht allerdings auf Kosten der Photonenzahl.

Die Realisierung des Nachweises der Vakuumdoppelbrechung mit Hochleistungslasern könnte in Zukunft an der High Energy Density Science Beamline (HED) am European XFEL in Schenefeld stattfinden. Diese wird mit einem 100 TW-Klasse 30 fs Kurzpulslaser ausgestattet werden, der später auf 1 PW aufgerüstet werden soll [81]. Der Röntgenstrahl an HED kann zwischen 5–20 keV variiert werden. Die Pulsdauer beträgt zwischen 2–100 fs, die Photonenzahl $> 10^{11}$ Photonen/Puls (für $E > 10$ keV).

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die kombinierte Weiterentwicklung sowohl der Röntgenpolarimeter als auch der Theorie zur Optimierung des Experimentieraufbaues, dazu geführt hat, das bei Verfügbarkeit des PW-Lasers, mit dem Vakuumdoppelbrechungsexperiment begonnen werden kann.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit konnte die Präzisionspolarimetrie im Röntgenbereich erfolgreich weiterentwickelt und verbessert werden.

Durch eine Optimierung der Kristalloberflächenbearbeitung und der Nutzung von Mehrfachreflexionen bei einem Braggwinkel von $\theta_B = 45^\circ$ konnte der Polarisationsreinheitsgrad von Röntgenpolarimetern auf $\delta_0 = 2.4 \cdot 10^{-10}$, bei einer Energie von 6.5 keV, gesteigert werden [49]. Der beste Polarisationsreinheitsgrad wurde mit 6-Reflexionen Channelcuts bestimmt. Eine Erhöhung der Anzahl von Reflexionen auf 8 im Channelcut führte zu keiner weiteren Verbesserung des Polarisationsreinheitsgrades. Als mögliche Limitationen für den bisher besten Polarisationsreinheitsgrad konnten zum einen Mehrstrahlfälle, und zum anderen die Quelldivergenz bestimmt werden.

Die Limitation durch die Quelldivergenz könnte in Zukunft sowohl durch die Verbesserungen der Röntgenquellen (XFEL, Upgrade ESRF, Upgrade Petra III) als auch durch die Strahldivergenz verbessernde Röntgenoptiken aufgehoben werden.

Die zweite Limitation des Polarisationsreinheitsgrades, der Einfluss von Mehrstrahlfällen, wird unter anderem von den Rockingkurvenausläufern bestimmt. Es wurde festgestellt, dass die Rockingkurvenausläufer nicht dem theoretischen Verlauf der dynamischen Theorie entsprechen. Dieses in der Literatur bekannte „Wingproblem“ wurde versucht, durch die Verwendung von industriell polierten Quasi-Channelcutkristallen zu lösen. Für die Verwendung von Siliziumwafern wurde ein Quasi-Channelcutpolarimeter entwickelt und erfolgreich getestet. Untersuchungen zeigten, dass dadurch keine Veränderung der Rockingkurvenausläufer zu erzielen ist. Der oben genannte beste Wert des Polarisationsreinheitsgrades konnte im Rahmen des Messfehlers bestätigt werden.

Als weitere Methode zur Verbesserung des Polarisationsreinheitsgrades wurden dünne Siliziumkristalle als Quasi-Channelcut im Polarimeter getestet. Durch die unterschiedlichen Extinktionslängen von σ - und π -Komponente konnte der Polarisationsreinheitsgrad unter Verwendung von dünnen 2-Reflexionen Quasi-Channelcuts, um mehr als eine Größenordnung gegenüber dicken 2-Reflexionen Quasi-Channelcuts verbessert werden. Gelingt in Zukunft die Präparation der Kristalle für eine Nutzung von mehr als 2 Reflexionen, würde dies eine potentielle Methode darstellen, den Polarisationsreinheitsgrad von Röntgenpolarimetern weiter zu steigern.

In der Arbeit wurde weiterhin der Einfluss der Polarisierung, Divergenz, Energiebandbreite und höheren Harmonischen [59] der Röntgenquelle auf den Polarisationsreinheitsgrad des Polarimeters untersucht. Sowohl Divergenz als auch höhere Harmonische stellen bei unzureichender Begrenzung bzw. Unterdrückung, limitierende Faktoren für den derzeitigen Polarisationsreinheitsgrad von Präzisionspolarimetern dar.

Wie auch im optischen Wellenlängenbereich haben Röntgenpolarimeter ein breites Anwendungsgebiet. Im Rahmen der Arbeit wurde das Röntgenpolarimeter zur Bestimmung des Polarisationsreinheitsgrades der Undulatorbeamlines P01 an Petra III [66] und MEC an LCLS mit bisher unerreichter Präzision genutzt. Für P01 wurde ein Polarisationsreinheitsgrad von $\delta_0 = 1.8 \cdot 10^{-4}$, für MEC von $\leq \delta_0 = 5.2 \cdot 10^{-6}$ gemessen. Die Genauigkeit in der Bestimmung des linearen Polarisationsreinheitsgrades von Undulatorbeamlines am Synchrotron wurde damit um zwei Größenordnungen verbessert. Der Polarisationsreinheitsgrad von LCLS ist damit erstmalig bestimmt worden.

Für die Anwendung von Präzisionspolarimetern in der Kernresonanzstreuung, wurde ein Röntgenpolarimeter mit einem Polarisationsreinheitsgrad von $\delta_0 = 2.2 \cdot 10^{-9}$ entwickelt. Dies stellt eine Verbesserung von mehr als einer Größenordnung für Röntgenpolarimeter mit einer Wellenlänge abseits, des für die Polarisierung idealen Braggwinkels von 45.0° , dar. Mit dem entwickelten Polarimeter gelang es quantenoptische Phänomene im Röntgenbereich, wie spontan erzeugte atomare Kohärenzen, nachzuweisen [82, 83, 84].

Schließlich wurde das Röntgenpolarimeter in Hinblick auf das Vakuumdoppelbrechungsexperiment an LCLS getestet. Es wurde festgestellt, dass trotz des hohen Polarisationsreinheitsgrades von LCLS, auf Grund verschiedener Probleme, nur ein ähnlicher Polarisationsreinheitsgrad mit dem Röntgenpolarimeter erreicht werden konnte. Die Auswertungen zeigen, dass sowohl die Energieeinstellung an LCLS als auch die Lichtgranulation einen signifikanten Einfluss auf die Polarisierung hat. Für zukünftige Experimente sollte daher zum einen auf die Oberflächenbearbeitung und zum anderen Wert auf die laufende Energieeinstellungsüberprüfung im Experimentieraufbau gelegt werden. Insgesamt konnte trotz der genannten Schwierigkeiten gezeigt werden, dass die Channelcutkristalle prinzipiell für den Einsatz am FEL geeignet sind.

Resümierend ist es mit dem derzeitigen Entwicklungsstand der Präzisionsröntgenpolarimetrie möglich, das Vakuumdoppelbrechungsexperiment, in Verbindung mit dem zukünftigen Laserupgrade an HED, durchzuführen.

Literaturverzeichnis

- [1] C. G. Barkla, “Polarisation in Röntgen rays,” *Nature*, vol. 69, p. 463, 1904.
- [2] S. Ramaseshan and G. Ramachandran, “Investigation of the degree of perfection of a crystal by means of polarized X-rays,” in *Proceedings of the Indian Academy of Sciences, Section A*, vol. 39, pp. 20–30, Indian Academy of Sciences, 1954.
- [3] K. Chandrasekaran, “Perfect polarisation of X-rays by crystal reflection,” *Proceedings of the Indian Academy of Sciences, Section A*, vol. 44, no. 6, pp. 387–391, 1956.
- [4] M. Hart, “X-ray polarization phenomena,” *Philosophical Magazine Part B*, vol. 38, no. 1, pp. 41–56, 1978.
- [5] M. Hart and A. R. D. Rodrigues, “Tuneable polarizers for X-rays and neutrons,” *Philosophical Magazine Part B*, vol. 40, no. 2, pp. 149–157, 1979.
- [6] P. Skalicky and C. Malgrange, “Polarization phenomena in X-ray diffraction,” *Acta Crystallographica Section A*, vol. 28, pp. 501–507, Nov 1972.
- [7] M. Hart and A. Rodrigues, “Optical activity and the Faraday effect at X-ray frequencies,” *Philosophical Magazine Part B*, vol. 43, no. 2, pp. 321–332, 1981.
- [8] J. Hrdý, A. Henins, and J. A. Bearden, “Polarization of the $L\alpha_1$ X Rays of Mercury,” *Phys. Rev. A*, vol. 2, pp. 1708–1711, Nov 1970.
- [9] K. A. Jamison and P. Richard, “Polarization of Target K X-Rays,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 38, pp. 484–487, Feb 1977.
- [10] M. C. Weisskopf, G. G. Cohen, H. L. Kestenbaum, K. S. Long, R. Novick, and R. S. Wolff, “Measurement of the X-ray polarization of the Crab Nebula,” *The Astrophysical Journal*, vol. 208, pp. L125–L128, Sept. 1976.
- [11] T. Toellner, “Mastersthesis High-Resolution X-ray Probes Using Nuclear Resonant Scattering,” Master’s thesis, Northwestern University, 1996.

- [12] E. Alp, W. Sturhahn, and T. Toellner, “Polarizer–analyzer optics,” *Hyperfine Interactions*, vol. 125, no. 1, pp. 45–68, 2000.
- [13] R. Röhlberger, E. Gerdau, R. Ruffer, W. Sturhahn, T. Toellner, A. Chumakov, and E. Alp, “X-ray optics for μev -resolved spectroscopy,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 394, no. 1–2, pp. 251 – 255, 1997.
- [14] B. Marx, “Hochauflösende Röntgenpolarimetrie,” Master’s thesis, Friedrich-Schiller-Universität Jena, 2010.
- [15] B. Saleh and M. Teich, *Grundlagen der Photonik*. Lehrbuch Physik, Wiley-VCH, 2008.
- [16] D. H. Goldstein, *Polarized Light, Third Edition*. CRC Press, 3 ed., 12 2010.
- [17] G. R. Bird and W. A. Shurcliff, “Pile-of-Plates Polarizers for the Infrared: Improvement in Analysis and Design,” *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 49, pp. 235–237, Mar 1959.
- [18] A. Hofmann, *The Physics of Synchrotron Radiation*. Cambridge Monographs on Particle Physics, Nuclear Physics and Cosmology, Cambridge University Press, 2004.
- [19] P. Schmüser, M. Dohlus, and J. Dohlus, “Undulator Radiation,” in *Ultraviolet and Soft X-Ray Free-Electron Lasers*, vol. 229 of *Springer Tracts in Modern Physics*, pp. 11–22, Springer Berlin Heidelberg, 2009.
- [20] http://www.xfel.eu/overview/in_comparison/. Accessed: 03 - 04 - 2015.
- [21] G. Dattoli, A. Renieri, and A. Torre, *Lectures on the Free Electron Laser Theory and Related Topics*. World Scientific Publishing Company, 2 1993.
- [22] E. Saldin, E. Schneidmiller, and M. Yurkov, *The Physics of Free Electron Lasers (Advanced Texts in Physics)*. Springer, softcover reprint of hardcover 1st ed. 2000 ed., 12 2010.
- [23] P. Emma, R. Akre, J. Arthur, R. Bionta, C. Bostedt, J. Bozek, A. Brachmann, P. Bucksbaum, R. Coffee, F.-J. Decker, *et al.*, “First lasing and operation of an ångstrom-wavelength free-electron laser,” *Nature Photonics*, vol. 4, no. 9, pp. 641–647, 2010.
- [24] L. Tae-Yeon and K. Mungyung, “An effective rho-parameter in the X-ray free-electron laser,” *Journal of Korean Physical Society*, vol. 59, p. 3220, 2011.

- [25] J. Amann, W. Berg, V. Blank, F.-J. Decker, Y. Ding, P. Emma, Y. Feng, J. Frisch, D. Fritz, J. Hastings, *et al.*, “Demonstration of self-seeding in a hard-x-ray free-electron laser,” *Nature photonics*, vol. 6, no. 10, pp. 693–698, 2012.
- [26] R. James, *Optical Principles of the Diffraction of X-Rays*. Ox Bow Press, 6 1982.
- [27] H. Wagenfeld, “Normal and Anomalous Photoelectric Absorption of X Rays in Crystals,” *Phys. Rev.*, vol. 144, pp. 216–224, Apr 1966.
- [28] Z. Pinsker, *Dynamical Scattering of X-Rays in Crystals*. Springer Series in Solid-State Sciences, Springer Berlin Heidelberg, 2012.
- [29] H. Wagenfeld, “The angular dependence of X-ray dispersion corrections,” *Zeitschrift für Physik B Condensed Matter*, vol. 65, no. 4, pp. 437–441, 1987.
- [30] H. Sano, K. Ohtaka, and Y.-H. Ohtsuki, “Normal and Abnormal Absorption Coefficients of X-Rays,” *Journal of the Physical Society of Japan*, vol. 27, no. 5, pp. 1254–1261, 1969.
- [31] M. Enßlen Master’s thesis, Friedrich-Schiller-Universität Jena, 1990.
- [32] C. G. Darwin, “XXXIV. The theory of X-ray reflexion,” *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, vol. 27, no. 158, pp. 315–333, 1914.
- [33] P. P. Ewald, “Zur Begründung der Kristalloptik,” *Annalen der Physik*, vol. 359, no. 23, pp. 519–556, 1917.
- [34] A. Authier, *Dynamical Theory of X-Ray Diffraction (International Union of Crystallography Monographs on Crystal)*. Oxford Univ Pr, revised. ed., 11 2003.
- [35] H. Cole, F. W. Chambers, and C. G. Wood, “X-Ray Polarizer,” *Journal of Applied Physics*, vol. 32, no. 10, pp. 1942–1945, 1961.
- [36] K. S. Schulze, B. Marx, I. Uschmann, E. Förster, T. Stöhlker, and G. G. Paulus, “Determination of the polarization state of x rays with the help of anomalous transmission,” *Applied Physics Letters*, vol. 104, no. 15, 2014.
- [37] U. Bonse and M. Hart, “Tailless X-ray single crystal reflection curves obtained by multiple reflection,” *Applied Physics Letters*, vol. 7, no. 9, pp. 238–240, 1965.
- [38] M. Hart, D. Siddons, Y. Amemiya, and V. Stojanoff, “Tunable x-ray polarimeters for synchrotron radiation sources,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 62, p. 2540, 1991.

- [39] S. C. Rae and S. W. Wilkins, “The calculation of diffracted-beam profiles for n-reflection channel-cut monochromators,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 274, no. 3, pp. 560 – 562, 1989.
- [40] <http://www.recsilicon.com/technology/glossary/>, 07 2015. Accessed: 24 - 07 - 2015.
- [41] W. Hansen, “High-purity germanium crystal growing ,” *Nuclear Instruments and Methods*, vol. 94, no. 2, pp. 377 – 380, 1971.
- [42] M. Schreck, J. Asmussen, S. Shikata, J. Arnault, and N. Fujimori, “Large-area high-quality single crystal diamond,” *MRS Bulletin*, vol. 39, pp. 504–510, 006 2014.
- [43] Y. Shvyd’ko, S. Stoupin, V. Blank, and S. Terentyev, “Near-100% Bragg reflectivity of X-rays,” *Nat Photon*, vol. 5, pp. 539–542, Sept. 2011.
- [44] R. C. Burns, A. I. Chumakov, S. H. Connell, D. Dube, H. P. Godfried, J. O. Hansen, J. Härtwig, J. Hoszowska, F. Masiello, L. Mkhonza, M. Rebak, A. Rommevaux, R. Setshedi, and P. V. Vaerenbergh, “HPHT growth and x-ray characterization of high-quality type IIa diamond,” *Journal of Physics: Condensed Matter*, vol. 21, no. 36, p. 364224, 2009.
- [45] H. Schrepping. Persönliche Mitteilung.
- [46] http://www.microchemicals.de/technische_infos/aetzen-silicium_%28revised_2006-03-15%29.pdf. Accessed: 28 - 07 - 2015.
- [47] B. Marx, I. Uschmann, S. Höfer, R. Löttsch, O. Wehrhan, E. Förster, M. Kaluza, T. Stöhlker, H. Gies, C. Detlefs, T. Roth, J. Härtwig, and G. Paulus, “Determination of high-purity polarization state of X-rays ,” *Optics Communications*, vol. 284, no. 4, pp. 915 – 918, 2011.
- [48] <http://www.esrf.eu/Accelerators/Groups/InsertionDevices/Radiations/Sizes>. Accessed: 15 - 08 - 2016.
- [49] B. Marx, K. S. Schulze, I. Uschmann, T. Kämpfer, R. Löttsch, O. Wehrhan, W. Wagner, C. Detlefs, T. Roth, J. Härtwig, E. Förster, T. Stöhlker, and G. G. Paulus, “High-Precision X-Ray Polarimetry,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 110, p. 254801, Jun 2013.

- [50] D. Schwahn, A. Mikšovský, H. Rauch, E. Seidl, and G. Zugarek, “Test of channel-cut perfect crystals for neutron small angle scattering experiments,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 239, no. 2, pp. 229 – 234, 1985.
- [51] D. Chapman, J. Hastings, H. Moulin, D. Siddons, R. Garrett, E. Nachaliel, and F. Dilmanian, “Measurement of rocking curve wings at high X-ray energies,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 319, no. 1, pp. 149 – 154, 1992.
- [52] O. Diat, P. Bösecke, C. Ferrero, A. Freund, J. Lambard, and R. Heintzmann, “Ultra-small-angle X-ray scattering with a Bonse-Hart camera on the high brilliance beamline at the ESRF,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 356, no. 2, pp. 566 – 572, 1995.
- [53] M. Agamalian, G. D. Wignall, and R. Triolo, “Optimization of a Bonse–Hart Ultra-Small-Angle Neutron Scattering Facility by Elimination of the Rocking-Curve Wings,” *Journal of Applied Crystallography*, vol. 30, pp. 345–352, Jun 1997.
- [54] M. Agamalian, J. M. Carpenter, and W. Treimer, “Remarkable precision of the 90-year-old dynamic diffraction theories of Darwin and Ewald,” *Journal of Applied Crystallography*, vol. 43, pp. 900–906, Aug 2010.
- [55] M. Agamalian, D. K. Christen, A. R. Drews, C. J. Glinka, H. Matsuoka, and G. D. Wignall, “Surface-Induced Parasitic Scattering in Bonse–Hart Double-Crystal Diffractometers,” *Journal of Applied Crystallography*, vol. 31, pp. 235–240, Apr 1998.
- [56] M. Sánchez del Río, C. Ferrero, and A. K. Freund, “Pendellösung suppression in the diffraction pattern of a set of thin perfect crystals in a Bonse–Hart camera,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 66, no. 2, pp. 2206–2209, 1995.
- [57] M. Sánchez del Río and R. J. Dejus, “Xop v2.4: recent developments of the x-ray optics software toolkit,” 2011.
- [58] M. Bruel, “Silicon on insulator material technology,” *Electronics letters*, vol. 31, no. 14, pp. 1201–1202, 1995.
- [59] B. Marx-Glowna, K. S. Schulze, I. Uschmann, T. Kämpfer, G. Weber, C. Hahn, H.-C. Wille, K. Schlage, R. Röhlberger, E. Förster, T. Stöhlker, and G. G. Paulus, “Influence of higher harmonics of the undulator in X-ray polarimetry and crystal

- monochromator design,” *Journal of Synchrotron Radiation*, vol. 22, pp. 1151–1154, Sep 2015.
- [60] B. M. Kincaid, “Random errors in undulators and their effects on the radiation spectrum,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 2, pp. 1294–1306, Aug 1985.
- [61] B. Lai, A. Khounsary, R. Savoy, L. Moog, and E. Gluskin, “Undulator A characteristics and specifications,” Feb 1993.
- [62] V. Ginzburg, “On emission of micro waves and their absorption in air,” *The Preceding of Academy of Sciences of USSR*, vol. 11, no. 2, pp. 165–182, 1947.
- [63] H. Motz, W. Thon, and R. N. Whitehurst, “Experiments on Radiation by Fast Electron Beams,” *Journal of Applied Physics*, vol. 24, no. 7, pp. 826–833, 1953.
- [64] H. Kimura, M. Yamamoto, M. Yanagihara, T. Maehara, and T. Namioka, “Full polarization measurement of synchrotron radiation with use of soft x-ray multilayers,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 63, no. 1, pp. 1379–1382, 1992.
- [65] T. Imazono, T. Hirono, H. Kimura, Y. Saitoh, M. Ishino, Y. Muramatsu, M. Koike, and K. Sano, “Polarizance of a synthetic mica crystal polarizer and the degree of linear polarization of an undulator beamline at 880ev evaluated by the rotating-analyzer method,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 76, no. 12, 2005.
- [66] B. Marx, K. S. Schulze, I. Uschmann, T. Kämpfer, O. Wehrhan, H. C. Wille, K. Schlage, R. Röhlberger, E. Weckert, E. Förster, T. Stöhlker, and G. G. Paulus, “High precision measurement of undulator polarization in the regime of hard x-rays,” *Applied Physics Letters*, vol. 105, no. 2, pp. –, 2014.
- [67] G. Geloni, V. Kocharyan, and E. Saldin, “Theoretical computation of the polarization characteristics of an X-ray Free-Electron Laser with planar undulator,” 2015.
- [68] E. E. Alp, T. M. Mooney, T. S. Toellner, H. Homma, and M. Kentjana, “Coherent nuclear resonant optics for third-generation synchrotron radiation sources,” 1993.
- [69] R. Röhlberger, *Nuclear Condensed Matter Physics with Synchrotron Radiation: Basic Principles, Methodology and Applications (Springer Tracts in Modern Physics)*. Springer, 2004 ed., 12 2004.
- [70] H. P. Schlenvoigt, “Measuring ultrafast dynamics of self-generated magnetic fields from laser-solid interaction by X-ray polarimetry,” *Proposal LCLS Run 10*, 2014.

- [71] D. Ratner, A. Brachmann, F. J. Decker, Y. Ding, D. Dowell, P. Emma, A. Fisher, J. Frisch, S. Gilevich, Z. Huang, P. Hering, R. Iverson, J. Krzywinski, H. Loos, M. Messerschmidt, H. D. Nuhn, T. Smith, J. Turner, J. Welch, W. White, and J. Wu, “Second and third harmonic measurements at the linac coherent light source,” *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, vol. 14, p. 060701, Jun 2011.
- [72] B. Lengeler, C. Schroer, J. Tümmler, B. Benner, M. Richwin, A. Snigirev, I. Snigireva, and M. Drakopoulos, “Imaging by parabolic refractive lenses in the hard X-ray range,” *Journal of Synchrotron Radiation*, vol. 6, pp. 1153–1167, Nov 1999.
- [73] K. Schulze, *Methoden und Möglichkeiten der hochpräzisen Röntgenpolarimetrie*. PhD thesis, FSU Jena, 2015.
- [74] J. J. Klein and B. P. Nigam, “Birefringence of the Vacuum,” *Phys. Rev.*, vol. 135, pp. B1279–B1280, Sep 1964.
- [75] J. Mckenna and P. M. Platzman, “Nonlinear Interaction of Light in a Vacuum,” *Phys. Rev.*, vol. 129, pp. 2354–2360, Mar 1963.
- [76] G. Zavattini, U. Gastaldi, R. Pengo, G. Ruoso, F. D. Valle, and E. Milotti, “Measuring the magnetic birefringence of vacuum: The PVLAS Experiment,” *International Journal of Modern Physics A*, vol. 27, no. 15, p. 1260017, 2012.
- [77] A. Cadène, P. Berceau, M. Fouché, R. Battesti, and C. Rizzo, “Vacuum magnetic linear birefringence using pulsed fields: status of the BMV experiment,” *The European Physical Journal D*, vol. 68, no. 1, pp. 1–7, 2014.
- [78] T. Heinzl, B. Liesfeld, K.-U. Amthor, H. Schwöerer, R. Sauerbrey, and A. Wipf, “On the observation of vacuum birefringence,” *Optics Communications*, vol. 267, no. 2, pp. 318 – 321, 2006.
- [79] H.-P. Schlenvoigt, T. Heinzl, U. Schramm, T. E. Cowan, and R. Sauerbrey, “Detecting vacuum birefringence with x-ray free electron lasers and high-power optical lasers: a feasibility study,” *Physica Scripta*, vol. 91, no. 2, p. 023010, 2016.
- [80] F. Karbstein, H. Gies, M. Reuter, and M. Zepf, “Vacuum birefringence in strong inhomogeneous electromagnetic fields,” *Phys. Rev. D*, vol. 92, p. 071301, Oct 2015.
- [81] M. Nakatsutsumi, K. Appel, G. Priebe, I. Thorpe, A. Pelka, B. Müller, and T. Tschentscher, “Scientific Instrument High Energy Density Physics (HED),” tech. rep., XFEL. EU, 2014.

- [82] K. P. Heeg, H.-C. Wille, K. Schlage, T. Guryeva, D. Schumacher, I. Uschmann, K. S. Schulze, B. Marx, T. Kämpfer, G. G. Paulus, R. Röhlsberger, and J. Evers, “Vacuum-Assisted Generation and Control of Atomic Coherences at X-Ray Energies,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 111, p. 073601, Aug 2013.
- [83] K. P. Heeg, J. Haber, D. Schumacher, L. Bocklage, H.-C. Wille, K. S. Schulze, R. Loetzsch, I. Uschmann, G. G. Paulus, R. Ruffer, R. Röhlsberger, and J. Evers, “Tunable Subluminal Propagation of Narrow-band X-Ray Pulses,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 114, p. 203601, May 2015.
- [84] J. Haber, K. S. Schulze, K. Schlage, R. Loetzsch, L. Bocklage, T. Gurieva, H. Bernhardt, H.-C. Wille, R. Ruffer, I. Uschmann, G. G. Paulus, and R. Röhlsberger, “Collective strong coupling of X-rays and nuclei in a nuclear optical lattice,” *Nat Photon*, vol. 10, pp. 445–449, July 2016.

Ehrenwörtliche Erklärung

Ich erkläre hiermit ehrenwörtlich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig, ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel und Literatur angefertigt habe. Die aus anderen Quellen direkt oder indirekt übernommenen Daten und Konzepte sind unter Angabe der Quelle gekennzeichnet.

Bei der Auswahl und Auswertung folgenden Materials haben mir die nachstehend aufgeführten Personen in der jeweils beschriebenen Weise unentgeltlich geholfen.

1. K.S. Schulze - Messung der Verformung des Analysatorarmes,
2. T. Käsebier - Rasterelektronenmikroskopaufnahme der Seitenwand des Channel-cuts.

Weitere Personen waren an der inhaltlich-materiellen Erstellung der vorliegenden Arbeit nicht beteiligt. Insbesondere habe ich hierfür nicht die entgeltliche Hilfe von Vermittlungs- bzw. Beratungsdiensten (Promotionsberater oder andere Personen) in Anspruch genommen. Niemand hat von mir unmittelbar oder mittelbar geldwerte Leistungen für Arbeiten erhalten, die im Zusammenhang mit dem Inhalt der vorgelegten Dissertation stehen.

Die Arbeit wurde bisher weder im In- noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Die geltende Promotionsordnung der Physikalisch-Astronomischen Fakultät ist mir bekannt.

Ich versichere ehrenwörtlich, dass ich nach bestem Wissen die reine Wahrheit gesagt und nichts verschwiegen habe.

Jena, den 26. Januar 2017

Berit Marx-Glowna

Danksagung

An dieser Stelle danke ich allen, die das Entstehen dieser Arbeit ermöglicht haben. Ich hatte das Glück in einem tollen Kollegium die Dissertation erstellen zu können, sodass mir jeder Tag der Promotion neben der wissenschaftlichen Experimentierfreude viel Spaß gemacht hat.

An erster Stelle möchte ich meinem betreuendem Hochschullehrer Prof. G.G. Paulus für die stetige Förderung und Unterstützung während meiner Promotion danken.

Ganz besonders möchte ich mich bei Dr. I. Uschmann für die wertvolle Betreuung der Arbeit, seinem fundiertem wissenschaftlichen Rat sowie seinem persönlichen Rückhalt bedanken.

Danken möchte ich außerdem Dr. K.S. Schulze, Dr. S. Höfer, Dr. R. Löttsch, Dr. T. Kämpfer, B. Grabiger und H. Bernhardt, die mich bei den gemeinsamen einwöchigen 24h-Experimenten an der ESRF und P01 unterstützt und mir mit Rat und Tat zur Seite gestanden haben.

Für die gute Zusammenarbeit vor und bei den Messkampagnen danke ich den Werkstätten der PAF und den Kollegen der ESRF, Petra III, Helmholtzzentrum Dresden Rossendorf und SLAC .

Ganz besonders möchte ich mich auch bei H. Marschner und Dr. O. Wehrhahn für ihre Einsatzbereitschaft bei der Präparation der Channelcutkristalle bedanken, weil sich die Vorbereitungen auch über das Wochenende erstreckten.

Außerdem danke ich der Röntgenarbeitsgruppe, allen voran Prof. Förster sowie Dr. U. Zastrau, V. Hilbert, J. Brusberg und A. Schmitt, für die Unterstützung und das angenehme Arbeitsklima.

Der Carl-Zeiss-Stiftung, danke ich für das Stipendium, mit dem meine Arbeit finanziert wurde.

Zum Schluß möchte ich mich bei meiner Familie für den Rückhalt beim Erstellen der Arbeit bedanken. Meinen Eltern, die mich mein ganzes Leben unterstützt haben. Meinem Mann Frank und meinen Kindern Reik und Iwo, die mein Glück komplett machen.