Lehrstuhl für Kristallographie und Strukturphysik
der Friedrich–Alexander–Universität Erlangen–Nürnberg

Diplomarbeit

Photonen zwischen dünnen Siliziumplatten in Bragg–Rückstreuung: Von inkohärenter zu kohärenter Photonenspeicherung

Michaela Mitschke

Juni 2001

Betreuer: Prof. Dr. A. Magerl
Zweitkorrektor: Prof. Dr. R. Hock

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung **1**

2. Theorie **3**

2.1. Grundlagen der Beugung . . . 3

2.1.1. Ewald–Konstruktion . . . 4

2.1.2. Bragg–Gleichung . . . 4

2.1.3. Atomform– und Strukturfaktor . . . 5

2.1.4. Mehrstrahlfälle . . . 7

2.2. Dynamische Beugung . . . 10

2.2.1. Elektrodynamik . . . 10

2.2.2. Wellenfelder . . . 11

2.2.3. Dispersionsflächen . . . 12

2.2.4. Einheitenfreie Parameter: α,b, y . . . 12

2.2.5. Die Darwinkurve (Zweistrahlfall) . . . 15

2.2.6. Extinktion und Pendellösungsoszillationen . . . 15

2.2.7. Rückstreuung unter $\theta_B \approx \pi/2$ . . . 17

2.2.8. Mehrstrahlfälle in der Dynamischen Theorie . . . 20

2.3. Fabry–Pérot–Interferometer . . . 21

2.3.1. Optische Fabry–Pérot–Interferometer . . . 21

2.3.2. Röntgen Fabry–Pérot–Interferometer . . . 23

2.4. Intensität der gespeicherten Photonen . . . 24

2.4.1. Teiltransparente Spiegel . . . 24

2.4.2. Bragg–Rückstreuung . . . 25

3. Aufbau der Experimente **28**

3.1. Die verwendeten Kristalle . . . 28

3.1.1. Die Kavität . . . 28

3.1.2. Die Herstellung der Fabry–Pérot–Interferometer . . . 29

3.2. Synchrotronstrahlung . . . 33

3.2.1. Intrinsische Zeitstruktur . . . 35

3.2.2. Brillianz . . . 35

3.3. Elektronik für zeitaufgelöste Messungen . . . 36

3.3.1. Stroboskopische Meßtechnik . . . 36

3.3.2. Aufbau der Schaltung . . . 37

4. Die Messungen **42**
4.1. Photonenspeicherung und Interferenzeffekte 42
4.1.1. Die Beamline 42
4.1.2. Versuchsaufbau 43
4.2. Versuchsergebnisse Kavität 45
4.2.1. Justierarbeiten 45
4.2.2. Zeitaufgelöste Messungen des (888)–Reflexes 46
4.2.3. Gemeinsame Messung des (888)– und (880)–Reflexes 51
4.2.4. Zeitaufgelöste Messungen des (880)–Reflexes 52
4.3. Versuchsergebnisse Interferometer 56
4.3.1. Kristall A2 und A3 56
4.3.2. Kristall C1 56
4.4. Qualität der Interferometerkristalle 56
4.4.1. Das Dreikristalldiffraktometer 56
4.4.2. Messungen 59

5. Auswertung **61**
5.1. Kavität: Nicht–Zeitaufgelöste Messungen 61
5.1.1. Bestimmung der Dicke der Stege 61
5.1.2. Reflexbreiten: Vergleich Theorie und Experiment 61
5.2. Zeitaufgelöste Messungen 62
5.2.1. Güte der Zeitauflösung 62
5.2.2. Datenreduktion 64
5.2.3. Kristalldicke 66
5.2.4. Energie– und Winkelscans 67
5.2.5. Nebenreflex 68
5.2.6. Zusammenfassung Zeitstruktur 69
5.2.7. Systematische Fehler aufgrund des Meßaufbaus 69
5.3. Korrekturansatz der zeitaufgelösten Messungen 70
5.3.1. Simulation 70
5.3.2. Abschätzung der tatsächlichen Zeitkonstanten 71
5.4. Fabry–Pérot–Interferometer 77
5.4.1. Kristalldefekte und Deformationen 77
5.4.2. Interferenzeffekte 77

6. Diskussion **84**

7. Ausblick **86**

A. Liste der verwendeten Symbole **91**

B. Auflistung der verwendeten Elektronik **93**

C. Meßergebnisse Kavität **94**
C.1. Erster Temperatur– und Winkelscan 94
C.2. Zweiter Temperatur– und Winkelscan 103

D. Meßergebnisse der Interferometer an ID15 **113**

E. Auswertungen **125**
E.1. Erster Temperatur– und Winkelscan 125
E.2. Zweiter Temperatur– und Winkelscan 142

Literaturverzeichnis **152**

1. Einleitung

What is it about nature that lets this happen, that it is possible to guess from one part what the rest is going to do? That is an unscientific question: I do not know how to answer it, and therefore I am going to give an unscientific answer. I think it is because nature has a simplicity and therefore a great beauty.

Richard P. Feynman
The Character of Physical Law

Motivation
Herkömmliche Spiegel, wie aus der Optik bekannt, existieren nicht für Röntgenstrahlung. Der Brechungsindex der meisten Materialien liegt für Röntgenstrahlen knapp unterhalb des Brechungsindex in Luft. Eine Spiegelung durch Totalreflexion unter flachen Einfallswinkeln ist natürlich möglich. Weitere Möglichkeiten der Reflexion liegen u. a. in der Verwendung von Vielschichtsystemen oder Fresnel–Linsen.
Für höhere Energien und große Reflexionswinkel muß auf Bragg–Reflexe zurückgegriffen werden, soll die Laufrichtung eines Strahls geändert werden. Diese bieten eine hohe Reflektivtät, allerdings ist der mögliche Reflexionswinkel energieabhängig und jeweils nur einige Winkelsekunden breit. Im Falle exakter Rückstreuung liegt die Breite dieses Bereiches in der Größenordnung von einigen zehn Winkelminuten.
Die Reflektivität eines Kristalls in Braggreflexion ist abhängig von dessen Dicke. Bei Verwendung dünner Kristalle wird ein Teil des Strahles durch die Rückseite transmittiert: der Kristall verhält sich wie ein teildurchlässiger Spiegel.
Zwei solcher in Rückstreuung orientierter, dünner Kristallplättchen erlauben die teilweise Speicherung eines einfallenden Strahls passender Wellenlänge: wie in einem Laserresonater läuft ein Teil des Strahls im Inneren dieser Kavität hin und her (vgl. Abb. 1.1). Abhängig von der Kohärenzlänge des einfallenden Strahls und dem Abstand der Kristallplatten kommt es zu kohärenter oder inkohärenter Photonenspeicherung. Beide Fälle

Abbildung 1.1.: Schemazeichnung der Kavität

wurden in dieser Arbeit untersucht.
Für die inkohärente Speicherung wurde eine Kavität verwendet, deren Kristallplatten ca. 15cm voneinander entfernt waren. Dies ergibt für jeden Hin– und Herlauf eine Verzögerung von 1ns. Mit der kurzen Pulsdauer des Synchrotrons (100ps) können im zeitaufgelösten Modus diese Verzögerung gemessen und somit untersucht werden.
Wird der Abstand der beiden Kristallplatten unter die Kohärenzlänge der einfallenden Strahlung verringert, so findet eine kohärente Überlagerung der Wellenfelder statt; der Aufbau ist dann analog zu einem Fabry–Pérot–Interferometer. Die auftretenden Interferenzeffekte führen zu einer Feinstrukturierung der Rockingkurve, die experimentell gemessen werden kann.

Aufgabenstellung und Bearbeitung
In dieser Arbeit sollen die Bedingungen, unter denen Photonen zwischen monolithischen Scheiben Silizium gespeichert werden können, untersucht werden. Interessant ist vor allem eine Bestimmung der optimalen die Dicke der Kristallscheiben. Für möglichst gute Photonenspeicherung ist sowohl eine hohe Transmission für das Einkoppeln des Strahls in die Kavität als auch eine hohe Reflektivität für den im Inneren laufenden Strahl nötig. Bei Anregung des verwendeten (888)–Reflexes können bis zu sechs weitere Reflexe auftreten. Die ungeklärte Beeinflussung der Photonenspeicherung durch diese Nebenreflexe wird in dieser Arbeit untersucht. Zu diesem Zweck sollte die Zeitauflösung der bereits vorhandenen Elektronik durch Bau eines neuen Detektors verbessert werden.
Der zweite Themenbereich dieser Arbeit ist das Auftreten kohärenter Überlagerungen der gespeicherten Photonen. Eine solches Fabry–Pérot–Interferometer sollte erstmalig für Röntgenstrahlung im Bereich von 15keV realisiert werden. Die zur Untersuchung dieser Fragestellungen nötigen Kristalle wurden im Rahmen dieser Arbeit gefertigt, die große Kavität war bereits von vorausgehenden Experimenten [1, 2] vorhanden.
Die Ergebnisse der oben kurz vorgestellten Messungen waren zu einem großem Teil nicht vorhersagbar. Die Zeitstruktur der multiplen Reflexe war umstritten. Auch war es völlig unklar, ob es möglich sein würde genügend kleine Kavitäten zu bauen, und ob diese überhaupt Interferenzeffekte zeigen.

Überblick über relevante Forschungsarbeiten
Auch Neutronen können bis zu einigen Sekunden zwischen zwei Kristallplatten gespeichert werden [3, 4]. Die Einkoppelung von Neutronen in die Kavität erfolgt durch Anlegen eines starken Magnetfeldes (1,2T) und eine dadurch erzeugte Verstimmung der Wellenlänge der Neutronen. Deshalb müssen keine teiltransparenten Kristallplatten verwendet werden, und die Reflektivitäten der Kristallplatten liegen oberhalb von 99%. Photonen besitzen kein magnetisches Moment, zum Einkoppeln in die Kavität muß immer auf teildurchlässige Kristallplatten zurückgegriffen werden, deren Reflektivität entsprechend schlechter ist.
Vorschläge für den Bau eines Resonators oder Fabry–Pérot–Interferometer für Röntgenstrahlen, bestehend aus zwei in Rückstreuung orientierten Kristallplättchen, erschienen Ende der 70er Jahre [5, 6]. Verschiedene Arten von Interferometern wurden für Röntgenstrahlung aufgebaut, unter anderem Shearing–, Mach–Zehnder– und Michelson–interferometer [7, 8]. Berechnungen und Simulationen von Röntgen Fabry–Pérot–Interferometern wurden ebenfalls im letzten Jahrzehnt veröffentlicht [9–11].

2. Theorie

Die Grundbegriffe der Beugungstheorie sollen erläutert und die kinematische Theorie der Beugung knapp eingeführt werden, da diese das Verständnis der Mehrstrahlfälle sehr vereinfacht. Die Interpretation der Meßergebnisse erfordert ein Verständnis der dynamischen Theorie der Beugung, die ebenfalls in dieser Arbeit vorgestellt wird.

2.1. Grundlagen der Beugung

Es wird angenommen, daß eine ebene monochromatische Welle auf den Kristall einfällt, die durch einen Wellenvektor $\mathbf{k_0}$ beschrieben werden kann. Der einfallende Röntgenstrahl sei also stets parallel und monochromatisch.
In der Realität wird ein einfallender Strahl stets eine gewisse energetische Bandbreite und Divergenz besitzen. Berücksichtigt werden kann ein realer Strahl durch eine getrennte Betrachtung der auftretenden gebeugten Wellenfelder für die verschiedenen einfallenden Wellenvektoren.

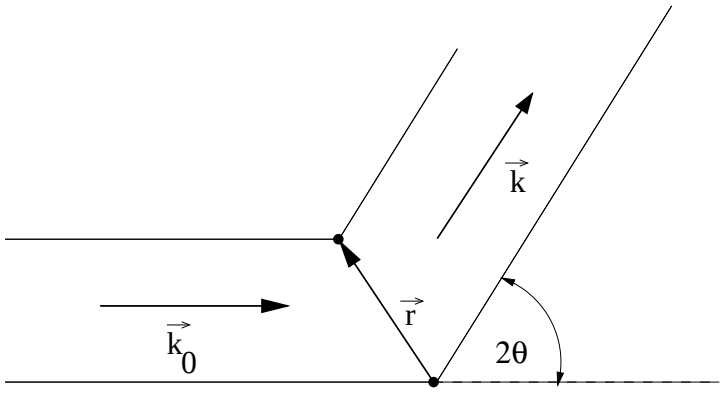


Abbildung 2.1.: Interferenz von Röntgenwellen an zwei punktförmigen Streuern.

Man betrachte zunächst zwei Streuzentren. Durch eine einfallende ebene Welle mit Wellenvektor $\mathbf{k_0}$, werden an den beiden Streuzentren Dipolwellen angeregt, die miteinander interferieren. Bezeichnet $\mathbf{k}$ den Wellenvektor der unter dem Winkel 2θ gestreuten Teilwelle, dann beträgt die Phasendifferenz $\Delta\varphi$ zwischen diesen in ausreichend großem Abstand[1]:

$$\Delta\varphi = (\mathbf{k} - \mathbf{k_0}) \cdot \mathbf{r} = \mathbf{s} \cdot \mathbf{r} \tag{2.1}$$

[1]Eine Erklärung aller verwendeten Symbole findet sich in Anhang A.

Laue–Bedingungen
Der Kristall werde durch drei Gittervektoren $\mathbf{a}, \mathbf{b}, \mathbf{c}$ beschrieben. Die reziproken Gittervektoren des Kristalls sind definiert als:

$$\begin{aligned} \mathbf{a}^* &= 2\pi \frac{(\mathbf{b} \times \mathbf{c})}{V_Z} \\ \mathbf{b}^* &= 2\pi \frac{(\mathbf{c} \times \mathbf{a})}{V_Z} \\ \mathbf{c}^* &= 2\pi \frac{(\mathbf{a} \times \mathbf{b})}{V_Z} \end{aligned} \tag{2.2}$$

$V_Z = (\mathbf{a} \times \mathbf{b}) \cdot \mathbf{c}$ ist das Volumen der durch die Vektoren $\mathbf{a}, \mathbf{b}, \mathbf{c}$ aufgespannten Elementarzelle.
Auf den Kristall falle nun ein ebenes Wellenfeld ein. Konstruktive Interferenz findet in der Verallgemeinerung des dreidimensional-periodischen Kristallgitters statt falls:

$$\begin{aligned} (\mathbf{k} - \mathbf{k_0}) \cdot \mathbf{a} &= 2\pi\, h \\ (\mathbf{k} - \mathbf{k_0}) \cdot \mathbf{b} &= 2\pi\, k \\ (\mathbf{k} - \mathbf{k_0}) \cdot \mathbf{c} &= 2\pi\, l \end{aligned} \tag{2.3}$$

Die Variablen h, k, l sind ganze Zahlen, die Gleichungen (2.3) heißen Laue–Bedingungen. Der Streuvektor $\mathbf{s}$ erfüllt diese Bedingungen, wenn gilt:

$$\mathbf{s} = \mathbf{h} = h\mathbf{a}^* + k\mathbf{b}^* + l\mathbf{c}^*. \tag{2.4}$$

Der Vektor $\mathbf{h}$ ist also ein Vektor des reziproken Gitters.

2.1.1. Ewald–Konstruktion

Die Beugungsbedingung kann durch die Ewald–Konstruktion (vgl. Abb. 2.2) elegant veranschaulicht werden. Im reziproken Raum besitzt die Ausbreitungskugel den Radius $|\mathbf{k_0}| = 1/(2\pi\,\lambda) = |\mathbf{s}|/2\pi$.
Der Schnittpunkt dieser Kugel mit dem vom Kugelmittelpunkt ausgehenden Primärstrahl entspricht definitionsgemäß dem Ursprung des reziproken Gitters.
Liegt nun ein weiterer reziproker Gitterpunkt $\mathbf{h} \neq \mathbf{0}$ auf der Ewaldkugel, so sind die Lauebedingungen (Gl. 2.3) erfüllt und es findet konstruktive Interferenz statt.
Aus der Ewaldkonstruktion läßt sich der Zusammenhang zwischen dem Betrag des Streuvektors $|\mathbf{h}|$ und dem Beugungswinkel θ, die Bragg–Bedingung, ableiten:

$$|\mathbf{h}| = 2\frac{\sin\theta}{\lambda} \tag{2.5}$$

2.1.2. Bragg–Gleichung

Eine anderer Ansatz zur Beschreibung der Beugung von Röntgenstrahlen an Kristallen ist eine Betrachtung im Realraum. Der einfallende Strahl wird an den parallelen, teildurchlässigen Netzebenen $[hkl]$ gebeugt. Konstruktive Interferenz findet statt, wenn die Wegdifferenz zwischen gestreuten Teilwellen ein ganzzahliges Vielfaches der Wellenlänge

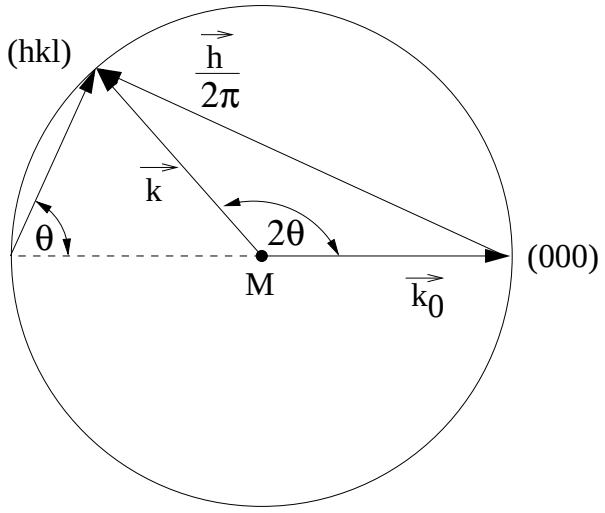


Abbildung 2.2.: Die Ewald–Konstruktion in der Ebene

der einfallenden Strahlung ist. Bei einem Abstand d_{hkl} der einzelnen Netzebenen ergibt sich die Bragg–Gleichung:

$$2d_{hkl}\sin\theta = n\lambda, \qquad \text{mit } n \in \mathbb{N} \tag{2.6}$$

Bei einem Vergleich der Gleichungen 2.5 und 2.6 ergibt sich ein Zusammenhang zwischen dem Netzebenenabstand d_{hkl} und dem reziproken Gittervektor $\mathbf{h}$:

$$|\mathbf{h}| = \frac{n}{d_{hkl}} = n \cdot d^*_{hkl} = d^*_{h'k'l'}. \tag{2.7}$$

Der reziproke Gittervektor $\mathbf{h}$ entspricht der Beugung n-ter Ordnung an Netzebenen mit Millerschen Indizes (hkl). Somit sind alle Reflexindizes $(h'k'l')$ ganzzahlige Vielfache Millerscher Indizes.

2.1.3. Atomform– und Strukturfaktor

Der Atomformfaktor

Der Atomformfaktor $f_0(|\mathbf{h}|)$ ist ein Maß für das Streuvermögen eines nicht–resonant streuenden Atoms und setzt sich aus dem Streuvermögen seiner Z Elektronen zusammen.

$$f_0(|\mathbf{h}|) = \sum_{i=1}^{Z} f_i(|\mathbf{h}|) \tag{2.8}$$

Liegt die Energie der einfallenden Strahlung im Bereich der Absorptionskante, muß zusätzlich resonante Streuung (d. h. anomale Dispersion) im Bereich der Absorptionskanten berücksichtigt werden.
Die endgültige Form des Atomformfaktors lautet:

$$f_0(|\mathbf{h}|,\lambda) = f_0(|\mathbf{h}|) + \Delta f'(\lambda) + i\Delta f''(\lambda) \tag{2.9}$$

wobei $\Delta f'(\lambda)$, $\Delta f''(\lambda)$ Real– und Imaginärteil der Dispersionskorrektur sind. Sie sind praktisch unabhängig von $|\mathbf{h}|$ [12].

Der Strukturfaktor

In einem realem Kristall kann die Modellvorstellung der punktförmigen Streuzentren nicht mehr vertreten werden. Sie wird ersetzt durch ein Kontinuum, in dem jedes Volumenelement eine der Elektronendichte $\rho(\mathbf{r})$ äquivalente Anzahl von Elektronen $\rho(\mathbf{r})\,d\mathbf{r}$ enthält. Die Amplitude und Phase einer an einem Volumenelement $d\mathbf{r}$ gestreuten Welle $W(\mathbf{r})$ werde beschrieben durch:

$$W(\mathbf{r}) = \rho(\mathbf{r})\, e^{2\pi i\, \mathbf{s}\cdot\mathbf{r}}\, d\mathbf{r} \tag{2.10}$$

Mathematisch wird die elastische Streuung an einer Ladungsverteilung (z. B. der Elementarzelle einer Struktur) mit der Ladungsdichte $\rho(\mathbf{r})$ im Volumen V durch die Fouriertransformierte F angegeben:

$$F(\mathbf{s}) = \int_V \rho(\mathbf{r}) e^{2\pi i \mathbf{s}\cdot\mathbf{r}}\, d\mathbf{r} \tag{2.11}$$

Die Intensität der gestreuten Strahlung ist dann proportional zum komplex-konjugierten Quadrat der Streuamplitude $F(\mathbf{s})$. Man betrachte nun ein unendliches dreidimensionales Punktgitter, dargestellt durch die Gitterfunktion $L(\mathbf{r})$, die eine unendliche Summe über Dirac–δ–Funktionen an den Gitterpunkten darstellt:

$$L(\mathbf{r}) = \sum_{u,v,w=-\infty}^{+\infty} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{u,v,w}), \quad \text{Gittervektor } \mathbf{r}_{u,v,w} = u\mathbf{a} + v\mathbf{b} + w\mathbf{c} \tag{2.12}$$

Die Elektronendichteverteilung $\rho_K(\mathbf{r})$ in einem dreidimensional–unendlich ausgedehntem Kristall wird durch eine Faltung der Gitterfunktion $L(\mathbf{r})$ mit der Elektronendichteverteilung in einer Elementarzelle $\rho_E(\mathbf{r})$ beschrieben.

$$\rho_K(\mathbf{r}) = L(\mathbf{r}) \otimes \rho_E(\mathbf{r}) \tag{2.13}$$

Die Streuamplitude der am Kristall gestreuten Primärstrahlung ist dann die Fouriertransformierte $\mathcal{F}$ der Elektronendichte.

$$\begin{aligned} F(\mathbf{s}) &= \mathcal{F}\left[\rho_K(\mathbf{r})\right] \cdot \mathcal{F}\left[L(\mathbf{r})\right] \\ &= \frac{1}{V_Z} \cdot F_E(\mathbf{s}) \cdot \sum_{h,k,l=-\infty}^{+\infty} \delta(\mathbf{s} - \mathbf{h}) \end{aligned} \tag{2.14}$$

Nur wenn $\mathbf{s}$ ein reziproker Gittervektor ist, kann $F(\mathbf{s})$ ungleich Null sein.
Die Funktion $F(\mathbf{h})$ heißt Strukturfaktor und entspricht der Fouriertransformierten der Ladungsdichteverteilung einer Elementarzelle $\rho_E(\mathbf{r})$ am Punkt $\mathbf{h} = (hkl)$ im reziproken Gitter.

Die Abnahme der Intensität des Reflexes mit steigender Kristalltemperatur wird durch den Debye–Waller Faktor e^{-M} berücksichtigt.

$$F(\mathbf{h})_{\text{thermisch}} = F(\mathbf{h})e^{-M} \tag{2.15}$$

Dieser isotrope Faktor beschreibt die Abhängigkeit des Streuvermögens des j-ten Atoms von seinen sphärisch gemittelten thermischen Schwingungen um die Gleichgewichtslage. Damit ergibt sich der endgültige Wert des Strukturfaktors zu:

$$F(\mathbf{h}) = \underbrace{\sum_{r_j} f_j(\mathbf{h})e^{i\mathbf{h}\cdot\mathbf{r}_j}e^{-M_j}}_{\text{Strukturfaktor Einheitszelle}} \cdot \underbrace{\sum_{\mathbf{R}_n} e^{i\mathbf{Q}\cdot\mathbf{R}}}_{\text{Gittersumme}} = |F(\mathbf{h})| \cdot e^{i\varphi_{\mathbf{h}}} \tag{2.16}$$

Das Streuvermögen ist der Betrag des Strukturfaktors.

2.1.4. Mehrstrahlfälle

Häufig kommt es vor, daß auf der einem Reflex (HKL) zugehörigen Ewaldkugel neben dem Ursprung des reziproken Gitters (000) weitere reziproke Gitterpunkte (hkl) liegen. Diese Reflexe werden ebenfalls angeregt; man spricht in diesem Fall von Mehrstrahlfällen. Die Reflexe (hkl) heißen Nebenreflexe.
Da auftretenden Mehrstrahlfälle die Intensität des (HKL)–Reflexes beeinflussen, ist es wichtig, die zu einem Reflex bei bestimmten Einfallswinkel gehörenden Nebenreflexe zu kennen.

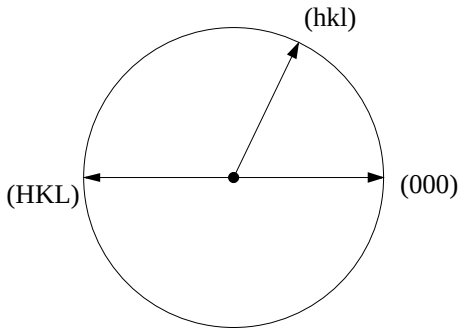


Abbildung 2.3.: Dreistrahlfall bei Anregung eines Rückstreureflexes $\theta_B = 90°$

Für Rückstreuung ($\theta_B = 90°$) können die zusätzlich auftretenden Reflexe einfach berechnet werden (vgl. auch Abb. 2.3). Die reziproken Gitterpunkte (000) und (HKL) liegen auf einer Geraden durch den Mittelpunkt der Ewaldkugel, somit ist die Länge des Vektors (HKL) gleich dem Durchmesser der Ewaldkugel. Für die reziproken Gitterpunkte (hkl) muß nun gelten:

$$\begin{aligned}
\left|\frac{1}{2}(HKL)\right| &= \left|(hkl) - \frac{1}{2}(HKL)\right| \\
\Longleftrightarrow \frac{1}{4}\left(H^2 + K^2 + L^2\right) &= \left(\left(h - \frac{1}{2}H\right)^2 + \left(k - \frac{1}{2}K\right)^2 + \left(l - \frac{1}{2}L\right)^2\right) \\
\Longleftrightarrow h^2 + k^2 + l^2 &= hH + kK + lL
\end{aligned} \tag{2.17}$$

Spezielle Betrachtung des Silizium (888) Reflexes

Für den (888) Reflex bei Silizium (kubisches Gitter) ergeben sich folgende Nebenreflexe: (008), (080), (800), (088), (808), (880). Diese acht Reflexe sind die Eckpunkte eines in die Ewaldkugel des (888) Reflexes einbeschriebenden Würfels, vgl. auch Abb. 2.4. Der Streuvektor $\mathbf{h}_{888}$ bildet eine der Raumdiagonalen des Würfels.
In Abbildung 2.5 sind zwei Ansichten der Lagen der Reflexe im Realraum skizziert.

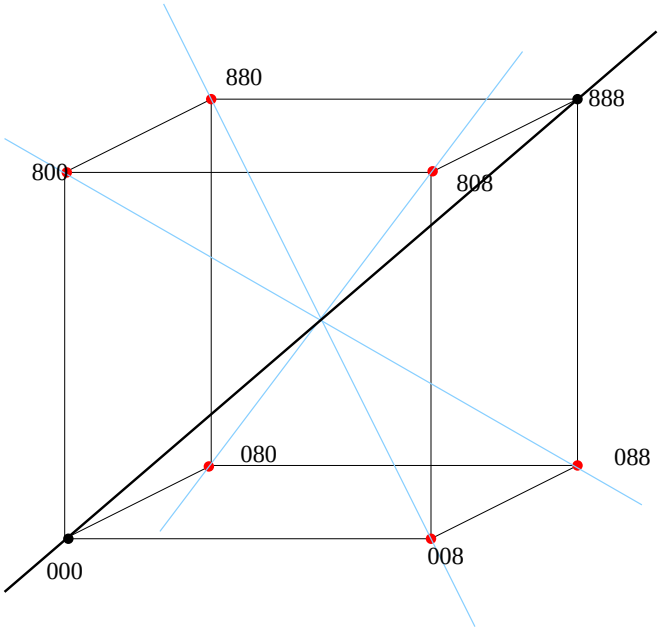


Abbildung 2.4.: Der (888) Reflex und die weiteren multiplen Reflexe im reziproken Raum. Der **H** Vektor bildet die Raumdiagonale eines in die Ewaldkugel einbeschriebenen Würfels

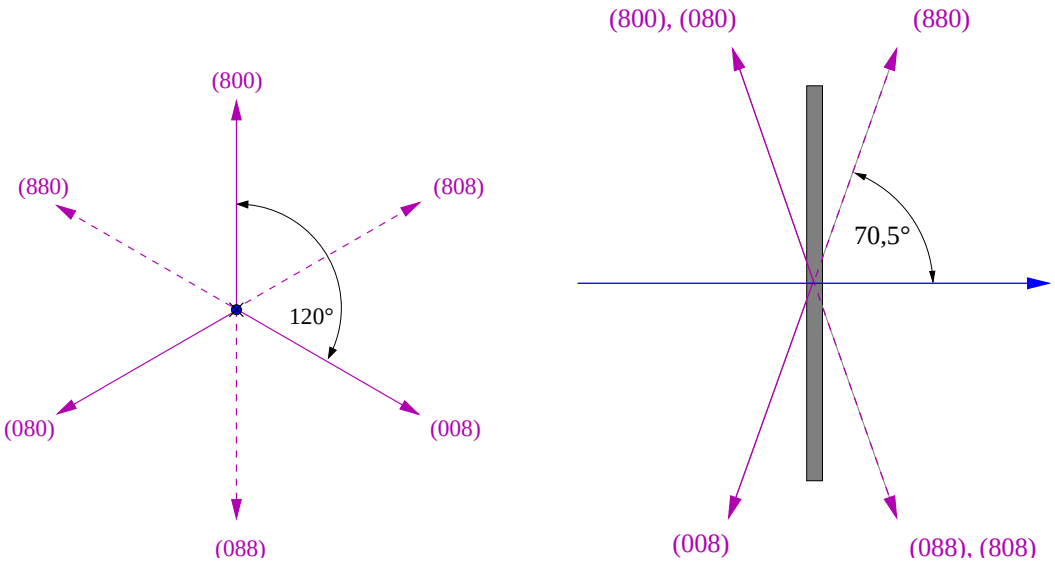


Abbildung 2.5.: Lage der multiplen Reflexe: Seitenansicht und Blick aus Richtung des Monochromators.

2.2. Dynamische Beugung

Die dynamische Theorie der Beugung berücksichtigt, im Unterschied zur im vorangehenden Abschnitt vorgestellten kinematischen Theorie, die Ausbreitung der Wellenfelder im Kristall, ihre Interaktion mit den einzelnen Kristallebenen und die Amplitudenänderung der einzelnen Wellenfelder. Sie wurde unabhängig von Ewald und Darwin, der die Arbeiten Max von Laues weiterführte, entwickelt. Die dynamische Theorie der Beugung beschreibt eine Reihe von Effekten, die vor allem bei der Beugung an großen perfekten Kristallen beobachtet werden. Sie liefert korrekte Werte für die beobachteten Intensitäten und Winkel– und Energiebreiten der Reflexe, und ermöglicht eine korrekte Beschreibung der Extinktion und Pendellösungsoszillationen. Die Darstellung der dynamischen Theorie in dieser Arbeit richtet sich vor allem nach [13, 14][2].

2.2.1. Elektrodynamik

Nach der Theorie Max von Laues [21, 22] wird angenommen, daß in Kristallen die Ladungen der positiven Atomrümpfe und die Elektronenwolken fest im Raum verteilt sind, und keine Ströme fließen. Magnetische Effekte werden nicht berücksichtigt.
Grundlage der Herleitung sind somit die quellenfreien Maxwellgleichungen.

$$\nabla \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r}) = 0 \qquad \nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}) + \tfrac{\partial \mathbf{B}(\mathbf{r})}{\partial t} = \mathbf{0}; \qquad \mathbf{D}(\mathbf{r}) = \varepsilon \mathbf{E}(\mathbf{r}) = \varepsilon_0 (1 + \chi(\mathbf{r}))\mathbf{E}(\mathbf{r})$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D}(\mathbf{r}) = 0 \qquad \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}) - \tfrac{\partial \mathbf{D}(\mathbf{r})}{\partial t} = \mathbf{0}; \qquad \mathbf{H}(\mathbf{r}) = \tfrac{1}{\mu}\mathbf{B}(\mathbf{r}) \tag{2.18}$$

Und die aus ihnen resultierenden Gleichungen für elektromagnetische Wellen im Vakuum [23]:

$$\mathbf{\Delta} \cdot \mathbf{D}(\mathbf{r}) + \nabla \times \nabla \times \chi(\mathbf{r})\mathbf{D}(\mathbf{r}) + 4\pi^2 k^2 \mathbf{D}(\mathbf{r}) = 0 \tag{2.19}$$

Die hier verwendete klassische Ableitung gilt als Näherung nur fern der Absorptionskanten. Da der Wellenlängenbereich der in dieser Arbeit interessierenden Röntgenstrahlen aber fern der Absorptionskanten liegt, bedarf es hier keiner Berücksichtigung.
Eine auf einen Kristall treffende elektromagnetische Welle führt zu einer Polarisierung des Kristalls, die linear von der Stärke des elektrischen Feldes der Welle abhängt. Der Proportionalitätsfaktor χ ist die dielektrische Suszeptibilität.

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}) = \varepsilon_0 \chi(\mathbf{r})\mathbf{E}(\mathbf{r}) \tag{2.20}$$

Da die Beugung an einem diskreten Kristallgitter untersucht wird, muß $\chi(\mathbf{r})$ ortsabhängig sein. Die dielektrische Suszeptibilität $\chi(\mathbf{r})$ besitzt dieselbe Periodizität in den drei Raumrichtungen wie auch die Ladungsverteilung der Elektronen und kann somit in einer Fourierreihe im reziproken Raum entwickelt werden.

$$\chi(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{h}} \tilde{\chi}_{\mathbf{h}} e^{2\pi i\, \mathbf{h}\cdot\mathbf{r}} \tag{2.21}$$

[2] Weitere Darstellungen finden sich in [15–20].

Fern der Absorptionskanten des Mediums ergibt sich nach klassischer Herleitung folgender Wert für $\chi(\mathbf{r})$ wenn eine elektromagnetische Welle mit $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ der Frequenz ν und der Wellenlänge λ auf einen Kristall mit der Elektronenladungsverteilung $\rho(\mathbf{r})$ fällt:

$$\chi(\mathbf{r}) = -\frac{r_e \lambda^2 \rho(\mathbf{r})}{\pi} \qquad \text{mit} \qquad r_e = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 m_e c^2} = 2{,}81794 \cdot 10^{-15}\text{m} \tag{2.22}$$

Die Koeffizienten $\tilde{\chi}_{\mathbf{h}}$ der Fourierentwicklung (Gl. 2.21) sind mit dem Strukturfaktor verknüpft [13]:

$$\tilde{\chi}_h = -\frac{r_e \lambda^2 F_h}{\pi V_Z}. \tag{2.23}$$

2.2.2. Wellenfelder

Die Wellenvektoren werden für Wellen im Vakuum mit Klein–, im Kristall mit Großbuchstaben bezeichnet. Ein Index gibt den zugehörigen Reflex an.
Die Lösungen für $\mathbf{D}(\mathbf{r})$ der Wellengleichung 2.19 müssen die gleiche Periodizität besitzen wie ihre im Raum periodische Variable $\chi(\mathbf{r})$, da die Gleichung eine partielle Differentialgleichung 2. Ordnung ist. Eine Fourierentwicklung im reziproken Raum ist auch hier möglich; $\mathbf{D}(\mathbf{r})$ muß also folgende Form besitzen:

$$\mathbf{D}(\mathbf{r}) = e^{2\pi i \mathbf{K_0}\cdot\mathbf{r}} \sum_{\mathbf{h}} \mathbf{D_h} e^{2\pi i \mathbf{h}\cdot\mathbf{r}} \tag{2.24}$$

Mit der Definition eines Vektors $\mathbf{K_h}$,

$$\mathbf{K_h} = \mathbf{K_0} - \mathbf{h} \tag{2.25}$$

reduziert Gleichung 2.24 zu

$$\mathbf{D}(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{h}} \mathbf{D_h} e^{-2\pi i \mathbf{K_h}\cdot\mathbf{r}}. \tag{2.26}$$

Gleichung 2.26 beschreibt die Ausbreitung eines beliebigen Wellenfeldes in einem periodischen Medium. Gleichungen dieser Form werden in der Festkörperphysik verwendet, um z.B. die Ausbreitung von Phononen oder den Transport von Elektronen zu beschreiben. Die Berücksichtigung der Absorption durch die Einführung eines Imaginärteils der Suszeptibilität χ_i resultiert in komplexen Wellenvektoren $\mathbf{K_0}$, $\mathbf{K_h}$ innerhalb des Kristalls.
Setzt man Gleichungen (2.21,2.24) in die Wellengleichung (2.19) ein, so erhält ergibt sich ein unendliches System linearer Gleichungen.

$$\boldsymbol{\Delta}\cdot\sum_{\mathbf{h}} \mathbf{D_h} e^{-2\pi i \mathbf{K_h}\cdot\mathbf{r}} + \nabla\times\nabla\left(\sum_{h} \tilde{\chi}_{\mathbf{h}} e^{2\pi i\, \mathbf{h}\cdot\mathbf{r}}\right)\cdot\left(\sum_{\mathbf{h}} \mathbf{D_h} e^{-2\pi i \mathbf{K_h}\cdot\mathbf{r}}\right) + 4\pi^2 k^2 \sum_{\mathbf{h}} \mathbf{D_h} e^{-2\pi i \mathbf{K_h}\cdot\mathbf{r}} = 0 \tag{2.27}$$

Einstrahlfall

Wird kein Reflex angeregt, so beschreibt Gleichung 2.27 nur die Propagation eines einzigen Wellenfeldes mit nicht vernachlässigbarer Amplitude im Kristall..

Zweistrahlfall

Lösungen von Gleichung 2.27, die zu dem Auftreten zweier Wellenfelder mit nicht vernachlässigbaren Amplituden führen, beschreiben das Auftreten eines Reflexes. Man spricht vom Zweistrahlfall.

Mehrstrahlfälle

Treten in Gleichung 2.27 mehr als zwei Wellenfelder mit nichtverschwindender Amplitude auf, werden also mehrere Reflexe angeregt, so ist eine solche Berechnung deutlich schwieriger. Analytische Behandlungen finden sich bei [14, 24]. Die einzigen Rückstreureflexe in Silizium (bis zu einer Ordnung von 50), bei denen kein Mehrstrahlfall auftritt, sind (111) und (220) [14].
Häufig wird bei Mehrstrahlfällen auf die Berechnung der entsprechenden Zweistrahlfälle zurückgegriffen.

2.2.3. Dispersionsflächen

Da in der dynamischen Theorie zwischen dem in Vakuum laufenden Strahl $\mathbf{k_0}$ und dem im Kristall laufenden Strahl $\mathbf{K_0}$ unterschieden wird, ist eine einfache Konstruktion wie die Ewaldkugel nicht mehr möglich.
Um nicht-triviale Lösungen des Gleichungssystems 2.27 zu finden, wird dessen Determinante Null gesetzt. Die sich ergebenden Gleichungen beschreiben den Ort aller möglichen Anregungspunkte im reziproken Raum, genannt Dispersionsflächen. Im Zweistrahlfall sind die Dispersionsflächen rotationssymmetrisch zu der Gerade $\mathbf{0H}$, ein Schnitt ist in Abb. 2.6 gezeigt.
Die Dispersionsflächen enstehen aus je zwei Kugeln um $\mathbf{0}$ und $\mathbf{H}$, mit einem Radius von $n|\mathbf{k}|$, die in ihrem Schnittkreis aufspalten. Dadurch ergibt sich ein äußerer (erster) und innerer (zweiter) Zweig der Dispersionsfläche. Die dem Schnittkreis der beiden Kugeln entsprechenden Punkte in einer Schnittebene heißen Lorentzpunkte. Die hier gezeigten Zeichnungen der Dispersionsflächen sind stark verzerrt und nicht maßstabsgetreu. Die Radien der Kugeln sind bedeutend größer als der Bereich des zweiten Zweiges der Dispersionsfläche (5 bis 6 Größenordnungen). Die Dispersionsflächen können in der Nähe des Lorentzpunktes durch Hyperboloide beschrieben werden.
Liegt der Anregungspunkt weit entfernt von dem Schnittkreis der beiden Kugeln, so wird im Kristall lediglich ein Wellenfeld angeregt, alle anderen Wellenfelder, die durch Gleichung 2.27 beschrieben werden, besitzen vernachlässigbare Amplituden. Erst wenn der Anregungspunkt in der Nähe der Aufspaltung liegt, wird ein zusätzlicher Reflex angeregt.

2.2.4. Einheitenfreie Parameter: α,b, y

Der Einheitsvektor der Oberflächennormale werde mit $\mathbf{n}$ bezeichnet. Um geometrische und energetische Abweichung von der Braggposition zu beschreiben, werden einheitenlose Parameter b und α eingeführt:

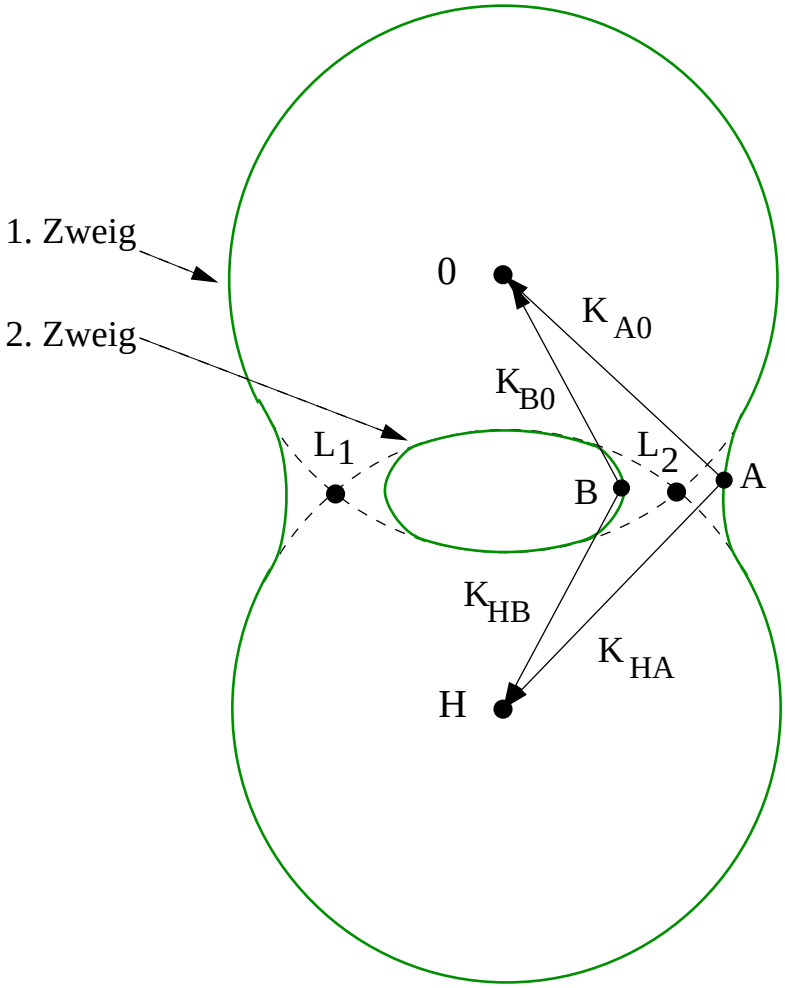


Abbildung 2.6.: Dispersionsflächen im Zweistrahlfall
Gebiete um die Lorentzpunkte L_1, L_2 sind stark vergrößert gezeichnet.
Einfallende Wellenvektoren $\mathbf{K}_{A0}$ und $\mathbf{K}_{B0}$, mit entsprechenden Wellenvektoren $\mathbf{K}_{HA}$ und $\mathbf{K}_{HB}$ für den angeregten Reflex, bestimmen die Anregungspunkte A und B auf den beiden Zweigen der Dispersionsflächen.

Geometrie *b*
Die Größe b beschreibt das Richtungsverhältnis von einfallendem und gebeugtem Strahl (vgl. Abb. 2.7).

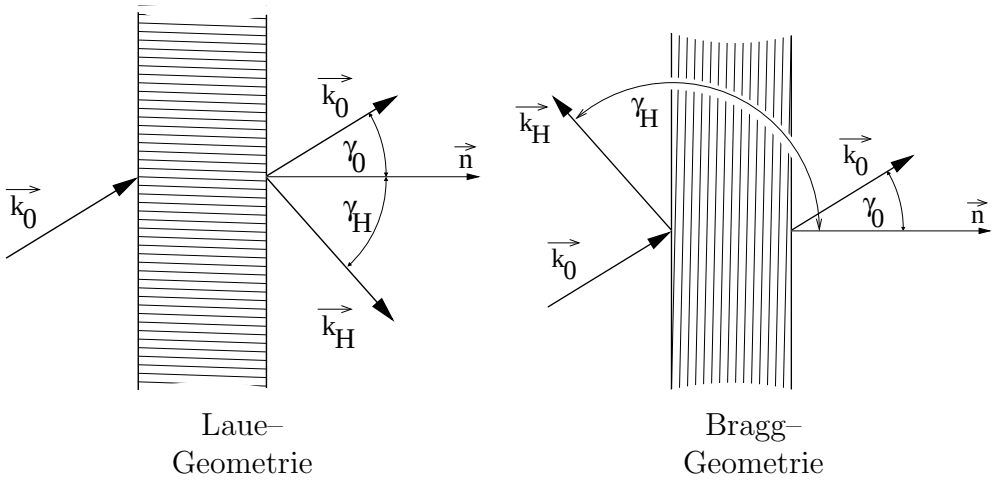


Abbildung 2.7.: Laue– und Bragg–Geometrie, nach [25].

$$b = \frac{\cos\gamma_{\mathbf{0}}}{\cos\gamma_{\mathbf{H}}} \tag{2.28}$$

***b* > 0: Laue–Geometrie** Tritt der gebeugte Strahl durch die gleiche Kristallfläche wie der einfallende Strahl aus, d. h. er wird in Vorwärtsrichtung abgebeugt, so spricht man von Laue–Geometrie. Beide Strahlen laufen in Vorwärtsrichtung weiter; die Kristallebenen stehen eher senkrecht zu Oberfläche.

***b* < 0: Bragg–Geometrie** Tritt der gebeugte Strahl durch die Einfallfläche des einfallenden Strahles aus, d. h. er wird zurückreflektiert, so spricht man von Bragg–Geometrie. Die Kristallebenen stehen eher parallel zur Oberfäche.

Für die symmetrischen Fälle, in denen die Gitterebenen parallel (Laue–) oder senkrecht (Bragg–Fall) zu $\mathbf{n}$ zu dem einfallenden Strahl orientiert sind, nimmt b die Werte $+1$, bzw. -1 an.

Abweichung von der exakten Braggposition α
Die Abweichung des einfallenden Vektors $\mathbf{k}$ von dem die geometrische Braggbedingung $\lambda = 2d\sin\theta_B$ erfüllenden Vektor $\mathbf{k}_B$ wird durch den Parameter α beschrieben.

$$\alpha = \frac{\mathbf{H}}{k} \cdot \left(\frac{\mathbf{H}}{k} + 2\frac{\mathbf{k}}{k}\right) \tag{2.29}$$

Die Größe α ist die Projektion von $\mathbf{k}/k$ auf $\mathbf{H}/k$ mit:

$$\mathbf{k} = \mathbf{k}_B + \Delta\mathbf{k}. \tag{2.30}$$

Unabhängig davon, ob $\mathbf{k}$ von $\mathbf{k}_B$ longitudinal oder transversal ausgelenkt wird, in α wird nur die Projektion von $\Delta\mathbf{k}$ auf $\mathbf{H}$ berücksichtigt.

Parametrisierung durch y
Die Braggposition, d. h. die genaue Lage des Reflexes in Energie und Winkel, kann offensichtlich sowohl in der Wellenlänge des einfallenden Strahls als auch aufgrund einer Verkippung des Kristalls dejustiert sein. Da eine Verkippung des Kristalls nichts anderes als eine Änderung des Gitterabstandes in Projektion auf die Richtung des einfallenden Strahls $\mathbf{n}$, die durch eine Änderung der Wellenlänge kompensiert werden kann, darstellt, können beide Abweichungen von der Braggposition durch einen Parameter y angegeben werden.

$$y = \frac{(b-1)\tilde{\chi}_{\mathbf{0}} + \alpha b}{2\sqrt{|b|}\left(\tilde{\chi}_{\mathbf{h}}\tilde{\chi}_{-\mathbf{h}}\right)^{1/2}} \tag{2.31}$$

2.2.5. Die Darwinkurve (Zweistrahlfall)

Für symmetrische Braggreflexion ($b = -1$) liegen beide Anregungspunkte entweder auf Zweig 1 oder auf Zweig 2 der Dispersionsfläche (vgl. Abb. 2.8). Ändert sich der Einfallswinkel des $\mathbf{k}$–Vektors, d. h. eine Drehung um $\mathbf{0}$, so gibt es folgende Möglichkeiten:

1. Beide Anregungspunkte liegen auf dem 1. Zweig der Dispersionsfläche (Abb. 2.8 links).
2. Kein Anregungspunkt wird ausgewählt, da die durch $\mathbf{k}$ und $\mathbf{n}$ bestimmte Linie die Dispersionsflächen nicht schneidet.
3. Beide Anregungspunkte liegen auf dem 2. Zweig der Dispersionsfläche (Abb. 2.8 rechts).

Der 2 Fall, d. h. die mittlere Region zwischen den beiden Hyperbelzweigen ist besonders interessant, da dort keine reellen Wellenvektoren möglich sind, die den Maxwellschen Gleichungen genügen. In diesem Fall können sich im Kristall nur rein imaginäre Vektoren ausbreiten, somit können nur evaneszente Wellen auftreten. Diese Beschreibung ist identisch mit der der Totalreflexion in der Optik. Tritt in dem Kristall keine Absorption auf, so wird der einfallende Strahl komplett reflektiert. In diesem Fall gibt es einen Bereich in der Rockingkurve, in der die Intensität des abgebeugten Strahles gleich der des einfallenden Strahles ist (unter Vernachlässigung der Absorption). Dieser Bereich der Totalreflexion beginnt und endet bei $y = \pm 1$. Diese Kurve heißt Darwinkurve (vgl. Abb. 2.9).

2.2.6. Extinktion und Pendellösungsoszillationen

Bragg–Geometrie
Wird ein Braggreflex angeregt, so wird Energie aus dem einfallenden Wellenfeld in das abgebeugte Wellenfeld abgegeben. Die Energie des einfallenden Wellenfeldes ist nach einer Eindringtiefe L_E auf $1/e$ der Anfangsintensität abgefallen.
Diese Abschwächung des Primärstrahls heißt Extinktion, die Länge L_E Extinktionslänge. Im Falle exakter Rückstreuuung lautet die Definition der Extinktionslänge [10]:

$$L_E = \frac{d_{hkl}}{\pi|\tilde{\chi}_h|} \tag{2.32}$$

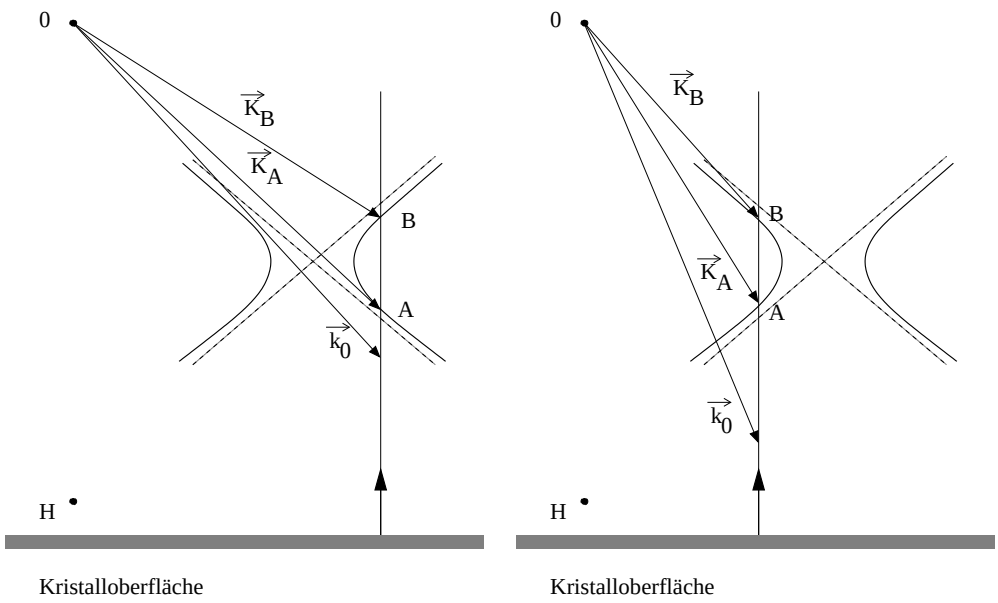


Abbildung 2.8.: Symmetrische Braggreflexion für $\theta_B \neq \pi/2$. Nur die Realteile der Vektoren $\mathbf{K}_A, \mathbf{K}_B$ sind eingezeichnet. Die Anregungspunkte liegen jeweils auf dem gleichen Zweig der Dispersionsfläche. Zeichnung nach [14].

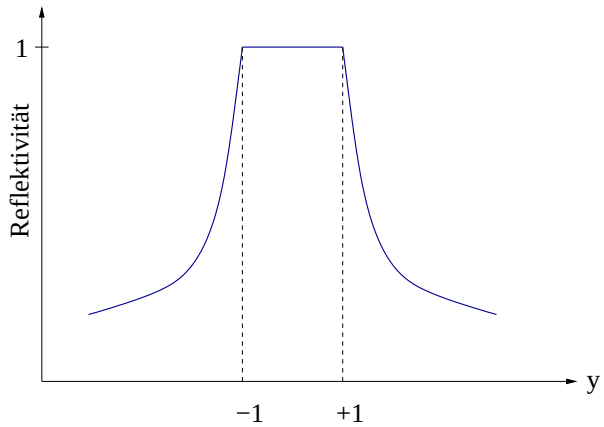


Abbildung 2.9.: Darwinkurve ohne Absorption

Für den verwendeten (888)–Reflex in Rückstreuuung beträgt die Extinktionslänge 44,995μm [26].

Laue–Geometrie
Die Intensität eines Reflexes in Laue–Geometrie oszilliert mit der Kristalldicke. Während die Wellenfelder durch den Kristall laufen, pendelt die einfallende Intensität zwischen dem Wellenfeld des abgebeugten und des einfallenden Strahles, da beide Wellenfelder an den Gitterebenen gebeugt werden. Die Dicke Δ_0, die einer vollständigen Oszillation entspricht, heißt Pendellösungslänge. Es gilt $\Delta_0 = 2\pi L_E$. Im Falle exakter Rückstreuung lautet die Definition der Pendellösungslänge:

$$\Delta_0 = \frac{2d_{hkl}}{|\tilde{\chi}_h|} \tag{2.33}$$

Sie beträgt für den verwendeten (888)–Reflex 282,74μm [26].

2.2.7. Rückstreuung unter $\theta_B \approx \pi/2$

Bragg–Rückstreuuung unter einem Braggwinkel von 90°wurde erstmals 1972 untersucht [27] und seitdem fortentwickelt z. B. [14, 28–35]. Dieser Abschnitt richtet sich vor allem nach der Darstellung in [14]. Eine Herleitung der vorgestellten Ergebnisse ist im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich. Trotzdem sollen wichtige Eigenschaften der Reflexe nahe exakter Rückstreuung skizziert werden, da sie zur Interpretation der Meßergebnisse notwendig sind.
Braggs Gesetz $2d\sin\theta = \lambda$ nimmt für $\theta_B = \pi/2$ [3] die einfache Form $2d = \lambda$ bzw. $2k_0 = H$ an. Für Beugung, die nur leicht von der Rückstreuung abweicht, kann ein Parameter σ eingeführt werden.

$$2k_0\,(1+\sigma) = H \tag{2.34}$$

Die Winkelabweichung des einfallenden Strahles von dem Braggwinkel $\pi/2$ wird in $\delta\theta = \pi/2 - \theta$ angegeben.
Eine weitere Veränderung der Reflexposition ist möglich, falls die Kristalloberfläche einen Winkel Γ zu den Kristallebenen besitzt. Dies wird durch $\tau = \tan\Gamma$ parametrisiert.
Mit diesen Definitionen ist es möglich, im Falle von Rückstreuung den Parameter y aus Gl. 2.31 anzugeben:

$$y = -\frac{1}{\sqrt{\tilde{\chi}_{\mathbf{h}}\tilde{\chi}_{-\mathbf{h}}}}\left[\tau(\delta\theta)^3 + (\delta\theta)^2 + 2\sigma\tau(\delta\theta) - \tilde{\chi}_{\mathbf{0}} + 2\sigma\right] + \mathcal{O}(\chi) \tag{2.35}$$

Unter Vernachlässigung einer Verkippung der Gitterebenen zu der Oberfläche ergibt sich eine quadratische Abhängigkeit von y in $\delta\theta$.

$$y = -\frac{1}{\sqrt{\tilde{\chi}_{\mathbf{h}}\tilde{\chi}_{-\mathbf{h}}}}\left[(\delta\theta)^2 - \tilde{\chi}_{\mathbf{0}} + 2\sigma\right] + \mathcal{O}(\chi) \tag{2.36}$$

Mit dieser Parametrisierung von y ist der total reflektierende Bereich der Darwinkurve festgelegt für $|y| \leq 1$.

[3] Für die theoretischen Rechnungen werden Winkel immer in Bogenmaß verwendet. Die Meßergebnisse (und die Achsen der Meßkurven) werden in Grad (deg) angegeben, da auch SPEC eine Skala in Grad verwendet.

Dispersionsflächen und Reflexbreiten

Eine Betrachtung der Dispersionsflächen erfordert eine Berücksichtigung des Brechungsindex im Kristall. Der so korrigierte Braggwinkel wird mit $\theta_{\mathcal{B}}$ bezeichnet.
Damit wird Gleichung 2.34 erweitert zu:

$$H \approx 2k_0 \left(1 + \frac{\mathrm{Re}(\tilde{\chi}_{\mathbf{0}})}{2}\right) \sin\theta_{\mathcal{B}} \tag{2.37}$$

Ausgehend von Gleichung 2.36 werden drei Fälle unterschieden (vgl. Abb. 2.10):

1. $(\delta\theta_{\mathcal{B}})^2 > |\tilde{\chi}_{\mathbf{h}}|$:
   Die Größe $\delta\theta_B$ ist reell. Die beiden Kugeln mit Radius nk um $\mathbf{0}$ und $\mathbf{H}$ schneiden sich, und beide Zweige der Dispersionsflächen treten auf. Somit entstehen zwei Totalreflexionsregionen in einer Schnittebene, analog zu einer Braggreflektion mit $\theta_B \not\approx \pi/2$.

   Die Breite der Darwinkurve liegt ist in diesem Fall – wie auch für $\theta_B \not\approx \pi/2$ –in der Größenordnung $\mathcal{O}(\tilde{\chi})$.

2. In diesem Fall gibt es zwei Möglichkeiten:

   a) $0 < (\delta\theta_{\mathcal{B}})^2 < |\tilde{\chi}_{\mathbf{h}}|$:
      Die Größe $\delta\theta_B$ ist immer noch reell, so daß sich die beiden Kugeln schneiden. Der zweite Zweig der Dispersionsfläche bildet sich nicht, es entsteht eine breite Totalreflexionszone.

   b) $-|\tilde{\chi}_{\mathbf{h}}| < (\delta\theta_{\mathcal{B}})^2 < 0$:
      Die Größe $\delta\theta_B$ ist imaginär. Die Kugeln berühren sich nicht, spalten allerdings trotzdem zu einer Dispersionfläche auf. Auch hier bildet sich der zweite Zweig der Dispersionsfläche nicht mehr, es entsteht nur eine Totalreflexionszone.

   In diesen beiden Fällen gibt es nur eine einzige Zone der Totalreflexion, deren Breite zwei bis drei Größenordnungen über der aus Fall 1 oder für $\theta_B \not\approx \pi/2$ ist.

   Für den Fall, daß $\sigma = \mathrm{Re}(\tilde{\chi}_{\mathbf{0}})/2$ und unter Vernachlässigung der Absorption, beträgt die Darwinbreite gerade

   $$W = 2\sqrt{|\tilde{\chi}_{\mathbf{h}}|} \tag{2.38}$$

3. $(\delta\theta_B)^2 < -|\tilde{\chi}_{\mathbf{h}}|$:
   Die Größe $\delta\theta_B$ ist imaginär. Die Kugeln schneiden sich nicht mehr und spalten auch nicht mehr auf. Der 1. Zweig der Dispersionfläche zerfällt in zwei separate Stücke. Somit existiert keine Totalreflexionszone. Die Anregung eines Reflexes ist trotzdem noch möglich, wenn auch mit weitaus geringer Intensität. Die Ausbuchtungen der Kugeln sind auf den Einfluß der komplexen Suszeptibilität auf die Wellenvektoren im Kristall zurückzuführen.

Zusammenfassend läßt sich über Braggreflexe mit $\theta_B \approx \pi/2$ sagen, daß sie eine breite Winkelakzeptanz (einige mrad) mit einer schmalen Energieakzeptanz (einige meV) kombinieren.
Aus Gleichung 2.38 ergibt sich für den Silizium (888)–Reflex:

$$W = 2\sqrt{|\tilde{\chi}_{\mathbf{h}}|} = 10{,}5\mathrm{mrad} = 0{,}0603^\circ = 217\mathrm{arcsec} \tag{2.39}$$

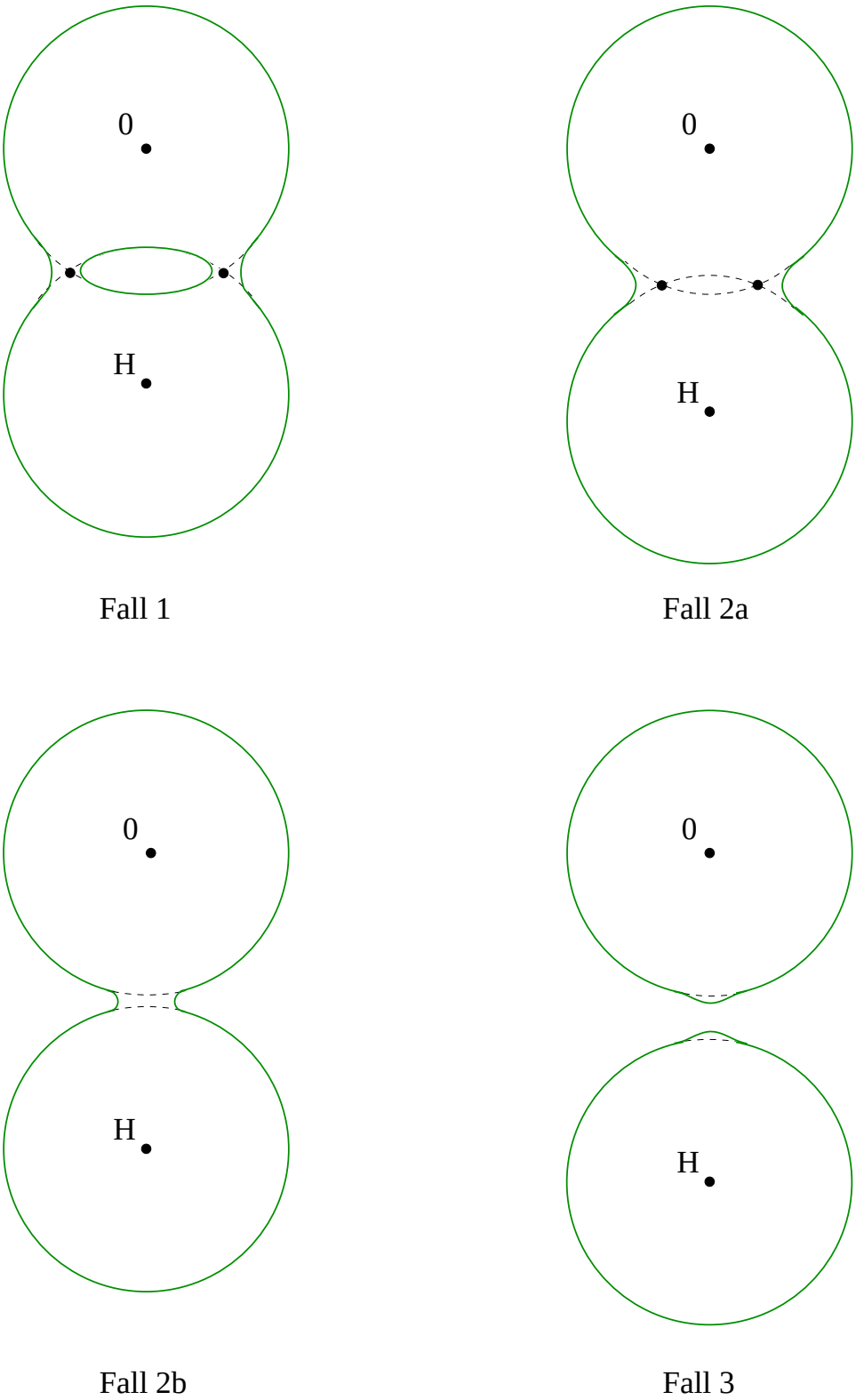


Abbildung 2.10.: Dispersionsflächen für $\theta_B \approx \pi/2$

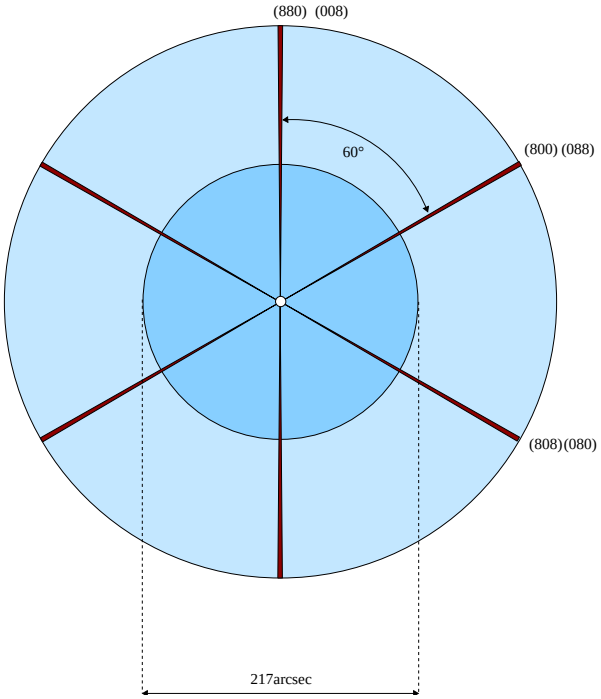


Abbildung 2.11.: Polarzeichnung der mit dem (888) Reflex angeregten Nebenreflexe.

2.2.8. Mehrstrahlfälle in der Dynamischen Theorie

Treten Nebenreflexe aus, so entspricht dies der Existenz von drei oder mehr nicht zuvernachlässigenden Wellenfeldern in Gleichung 2.27. Analytische Lösungen des enstehenden Gleichungssystems sind ungleich schwieriger als im Zweistrahlfall. Eine Behandlung von Mehrstrahlfällen im Rahmen der dynamischen Theorie ist ausgeführt in [24], Mehrstrahlfälle bei Anregung eines exakten Rückstreuprozesses wurden in den letzen Jahren untersucht [14, 28].
Die Nebenreflexe treten stets in Zweiergruppen, sogenannten konjugierten Paaren, auf [14]. Diese zeichnen sich dadurch aus, daß ihre Azimuthwinkel zur Strahlachse sich um 180° unterscheiden. In dem Falle des (888)–Reflexes sind die drei konjugierten Paare: (800) und (088), (080) und (800) sowie (008) und (880).
Die Winkelakzeptanzen der Nebenreflexe im Vergleich zu dem Rückstreureflex sind in Abb. 2.11 dargestellt: In dieser Zeichnung ist der Winkelraum auf den Wellenvektor $\mathbf{K}_0$ projiziert. Das Darwinplateau (rot/dunkelgrau) des (888)–Reflexes ist ein konzentrischer Kreis um diesen Punkt. Die Nebenreflexe liegen als schmale Doppelkegel in dem Plateau und seinen Flanken (blau/hellgrau). Die konjugierten Paare treten in denselben Bereichen auf. Nur in einem sehr schmalen bereich (Größenordnung μrad) werden alle Nebenreflexe gemeinsam angeregt.

2.3. Fabry–Pérot–Interferometer

Eine kurze Betrachtung der Theorie optischer Fabry–Pérot–Interferometer erleichtert das Verständnis des Aufbaus und der möglichen Meßergebnisse des gebauten Röntgen–Fabry–Pérot–Interferometer.
Die Überlagerung elektromagnetischer Teilwellen führt zu einer Ausbildung von Interferenzstrukturen. Sind diese stationär in der Zeit, so spricht man von zeitlicher Kohärenz. Zwei Wellenfelder können nur dann zeitlich kohärent sein, falls ihre Phasendifferenz am Beobachtungspunkt in einer Beobachtungszeit Δt weniger als 2π beträgt. Die maximale Zeitspanne Δt_k, während der diese Bedingung zutrifft, ist die Kohärenzzeit der beiden Wellenfelder. Entsprechend kann eine Kohärenzlänge Δs_k definiert werden: die von den — in gleicher Richtung propagierenden — Wellenfeldern während dieser Zeit zurückgelegte Strecke. Die Kohärenzzeit einer Lichtquelle ist mit der spektralen Breite $\Delta\nu$ der von ihr emittierten Strahlung verknüpft. Die Wellenfelder mit der minimal ν_1 bzw. maximal ν_2 auftretenden Frequenz breiten sich so im Medium aus, daß ihre Phasen zueinander verschoben werden um

$$\Delta\varphi(t) = 2\pi(\nu_1 - \nu_2)t = 2\pi\,\Delta\nu\,t. \tag{2.40}$$

Für $t = \frac{1}{\Delta\nu}$ ist die Phasendifferenz auf 2π angestiegen. Damit beträgt die Obergrenze der Kohärenzzeit eines Wellenfeldes:

$$\Delta t_c = \frac{1}{\Delta\nu} \tag{2.41}$$

2.3.1. Optische Fabry–Pérot–Interferometer

Im folgenden wird ein kurzer Überblick über die Theorie der optischen Fabry–Pérot–-Interferometer gegeben. Wie auch in den Abschnitten zur Theorie der kinematischen und dynamischen Beugung wird ein einfallender monochromatischer Lichtstrahl ($\delta\nu = 0$) vorausgesetzt, der eine unendliche Kohärenzlänge besitzt.
Eine Berücksichtigung der endlichen Kohärenzlängen ist mit deutlich höherem theoretischen Aufwand verbunden, vgl. hierzu die Theorie des partiell kohärenten Lichts [36].
Ein Fabry–Pérot–Interferometer besteht aus zwei planparallelen teildurchlässigen Spiegeln oder aus einer exakt planparallelen Platte aus Quarz oder optischem Glas, auf deren

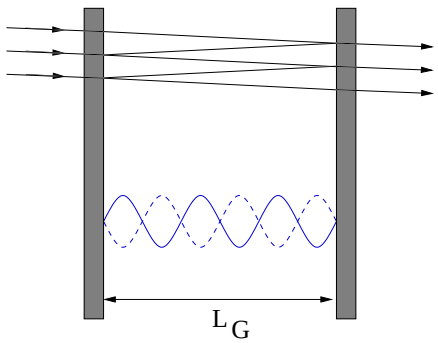


Abbildung 2.12.: Schematische Zeichnung eines aus zwei planparallelen Spiegeln bestehenden optischenFabry–Pérot–Interferometer : Strahlengang und konstruktive Interferenz für $\lambda = 2nd/m$

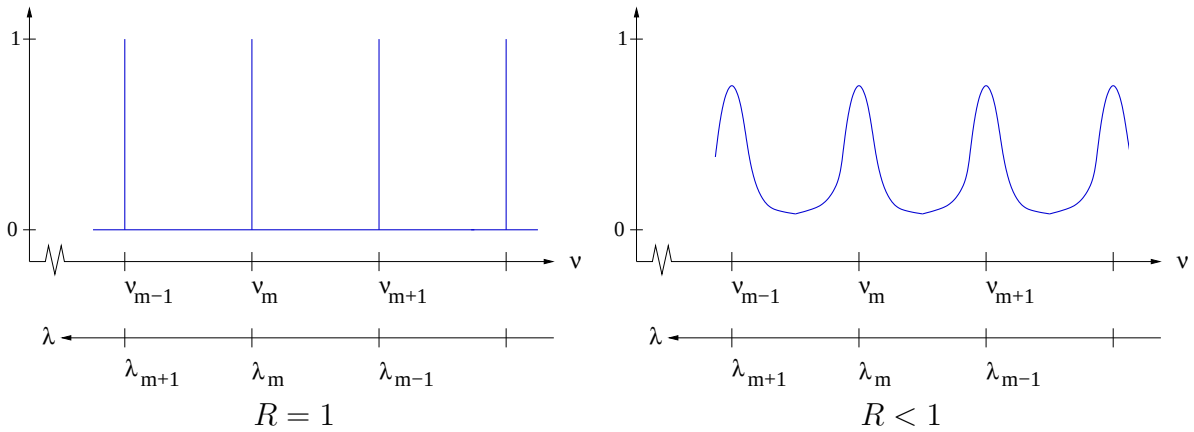


Abbildung 2.13.: Transmissionspektrum eines Fabry–Pérot–Interferometer mit $R = 1$ und $R \leq 1$, nach [37].

Seiten reflektierende Schichten aufgebracht wurden (vgl. Abb. 2.12). Fabry–Pérot–Interferometer sind senkrecht zum einfallenden Strahl justiert. Teiltransparente Spiegel erlauben ein Eindringen des Strahls in das Innere des Interferometers. Das sich im Inneren bildende Wellenfeld führt zu Auslöschung all der Anteile des eindringenden Wellenfeldes, deren Wellenlänge keine ganzzahligen Vielfachen des Abstandes der Spiegelplatten sind.

$$\Delta\varphi = 2\pi\, n = 2\pi\, \frac{L_G}{\lambda}, \quad \text{mit } n \in \mathbb{N} \tag{2.42}$$

Der Frequenzabstand zwischen erlaubten Wellenlängen, den sogenannten Moden, beträgt (vgl. Abb.2.13 links):

$$\Delta\nu = \frac{c}{2L_G} \tag{2.43}$$

Die bisherigen Betrachtungen setzen eine Reflektivität R der Spiegel von 100% voraus. Spiegel für sichtbares, UV– und IR–Licht besitzen Reflektivitäten von über 99%. Sie werden z. B. für die Herstellung von Laserresonatoren verwendet, bei denen das Licht im Inneren des Resonators erzeugt wird.

Ansonsten muß die Reflektivität R der Spiegel so klein gewählt werden, daß ausreichend Licht in den Innenraum eindringen kann. In diesem Fall findet keine vollständige Auslöschung der Wellenfelder mehr statt, da die reflektierten Wellenfelder jeweils an Intensität verlieren.

Ein ideales Fabry–Pérot–Interferometer (Reflekitivität des Spiegel 100%) transmittiert verlustfrei nur diejenigen Wellenlängen, die ganzzahlig zwischen die beiden Spiegel passen (vgl. Abb. 2.13 links). Sind die Reflektivitätskoeffizienten der Spiegel kleiner als Eins, so verbreitern sich die Moden, die transmittiert werden können, auch wird der transmittierte Strahl abgeschwächt (Abb. 2.13 rechts). Das Transmissionsspektrum eines idealen Fabry–Pérot–Interferometers wie in Abb.2.13 (links) sieht dann folgendermaßen aus: Abb.2.13 (rechts).

Zur Beschreibung der Güte eines Fabry–Pérot–Interferometer wird die Finesse F definiert. Sie ist ein Maß für die Anzahl der miteinander interferierenden Teilbündel des

Wellenfeldes [37].

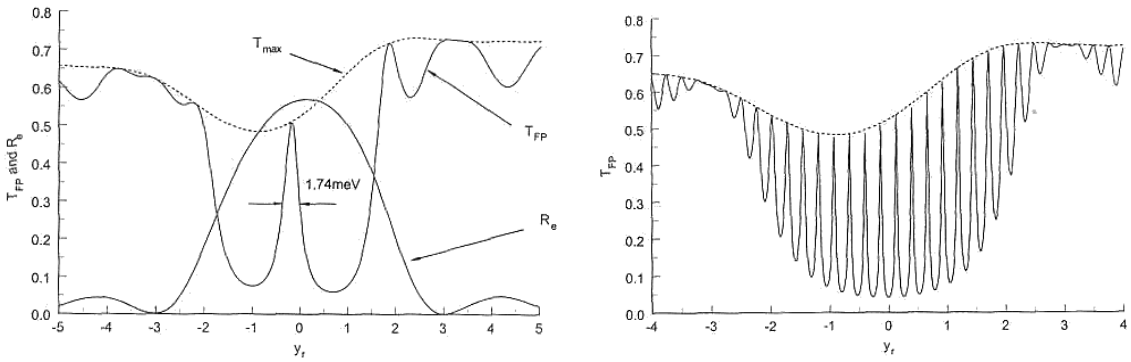
$$F = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} \tag{2.44}$$

Die Breite der erlaubten Frequenzen ergibt sich dann zu [37].

$$\Delta\nu_E \quad \frac{c}{2L_G} \cdot \frac{1}{F} \tag{2.45}$$

$$\Delta E \quad = \quad \frac{hc}{2L_G} \cdot \frac{1}{F} \tag{2.46}$$

2.3.2. Röntgen Fabry–Pérot–Interferometer



Abstand der Stege 30μm Abstand der Stege 500μm

Abbildung 2.14.: Theoretische Berechnung zu der Transmission T_{FP} eines Fabry–Pérot–Interferometer mit Si (880) Reflex, Stegbreite 50μm und verschiedenem Abstand der Stege, entnommen aus [11].

Berechnungen für ein Fabry–Pérot–Interferometer im Röntgenbereich im Rahmen der dynamischen Theorie erschienen erstmals in [9]. K. Aliberti [11] vereinfachte diese Darstellung im Rahmen der dynamischen Theorie auf einen Formalismus, der denen der optischen Fabry–Pérot–Interferometer ähnelt. Ein ähnlicher Ansatz, unter besonderer Berücksichtigung von auftretenden Imperfektionen ist in [10] vorgestellt.
Durchgeführte Simulationen von K. Aliberti [11] ergaben die in Abb. 2.14 gezeigten Transmissionsspektren für Fabry–Pérot–Interferometer . Es wurde zwar ein anderer Reflex verwendet, trotzdem ergibt sich aus diesen Kurven ein Eindruck dessen, was auch in dieser Arbeit an Interferenzeffekten erhofft wurde. Ein interessantes Resultat dieser Arbeit ist, daß der Formalismus der optischen Fabry–Pérot Interferometer mit den Begriffen Reflektivität, Transmission, Finesse etc., nahezu genauso auch für Röntgen Fabry–Pérot–Interferometer verwendet werden kann. Einziger Unterschied ist, daß für ein Röntgen Fabry–Pérot–Interferometer die Überlagerungen der einzelnen Wellenfeldern nicht nur im Zwischenraum des Interferometers zustande kommen, sondern zusätzlich auch im Volumen der beiden Stege bis zu der Eindringtiefe der Extinktionslänge L_E, vgl. Definition in Gleichung 2.32 in Abschnitt 2.2.6.

Anhand dieser Arbeiten läßt sich abschätzen, in welchen Größenordnungen die Interferenzeffekte der in dieser Arbeit hergestellten Fabry–Pérot–Interferometer erwartet werden.
Der freie Spektralbereich δE ergibt sich nun zu [10, 11]:

$$\delta E = \frac{hc}{2L_G + 4L_E}. \tag{2.47}$$

Der für die Berechnung der Finesse F (vgl. Gl. 2.44) nötige Reflexionskoeffizient R muß aus der dynamischen Theorie abgeleitet werden.
Die Halbwertsbreiten der Transmissionskurven in Abb. 2.13 betragen

$$\Delta\nu = \frac{\Delta E}{h} = \frac{\delta E}{F}. \tag{2.48}$$

Zu beachten ist, daß der Parameter y, der die Abweichung von der exakten Bragg–Position angibt, im Falle exakter Rückstreuung linear von der Abweichung δE der Bragg–Energie E_B, jedoch quadratisch von der Abweichung im Winkel $\Delta\theta$ abhängt (vgl. Gleichung 2.36).
Daher werden die Moden für einen Winkelscan nicht wie in Abb. 2.14 äquidistant verteilt sein. Die Breite des Peaks, dessen Maximum $\theta = \theta_B$ liegt, wird angegeben [10] mit

$$\delta\theta = 2\sqrt{\frac{d_{hkl}}{L_G F}}. \tag{2.49}$$

2.4. Intensität der gespeicherten Photonen

Für eine Berechnung der Intensitäten der in der Kavität gespeicherten Photonenpakete, ist eine Betrachtung eines analogen Vorgangs unter Verwendung teiltransparenter Spiegel hilfreich.

2.4.1. Teiltransparente Spiegel

Sei die Reflektivität R und Transmission T der beiden Spiegel jeweils identisch und unabhängig von Wellenlänge und Einfallswinkel. Unter Berücksichtigung eines absorbierten Anteils A in jedem Spiegel gilt:

$$R + T + A = 1 \tag{2.50}$$

Besitzt der einfallende Strahl die Intensität 1, so wird er bei einem Durchgang durch beide Spiegel auf T^2 abgeschwächt. Ein im Inneren der Kavität einmal hin– und hergelaufener Strahl wurde zweimal reflektiert und besitzt noch die Intensität T^2R^2.
Ausgehend von T^2 wird jeder weitere ankommende Puls um den konstanten Faktor R^2 abgeschwächt. Die Abnahme der Intensität folgt also einer reinen Exponentialfunktion. Die Intensität des n–ten Pulses $I(n)$ beträgt daher:

$$I(n) = T^2 \cdot R^{2n-2} \tag{2.51}$$

Der direkt transmittierte Strahl entspricht hier $n = 1$.

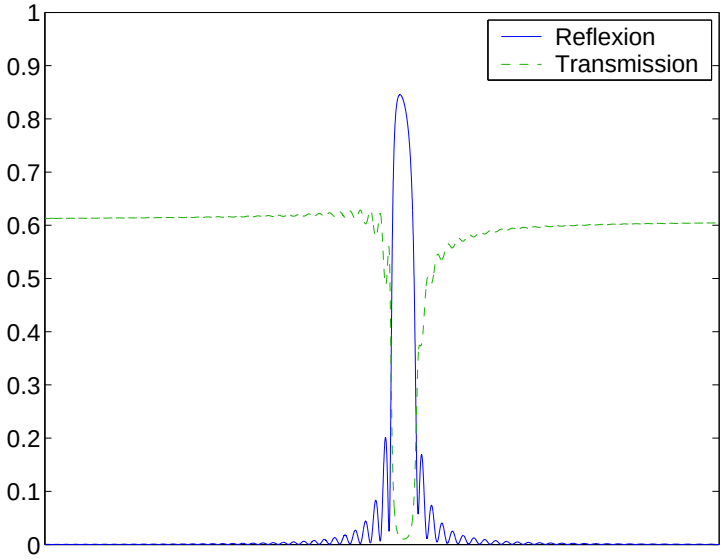


Abbildung 2.15.: Reflexion und Transmission des (888)-Reflexes für eine Kristalldicke von 260μm

2.4.2. Bragg–Rückstreuung

Die im vorigen Abschnitt vorgestellte Modellvorstellung muß für Bragg–Reflexion modifiziert werden [1].
Der vom Monochromator angebotene Strahl bedeckt einen weiten Winkelbereich, auch die Reflektivität und Transmittivität der Kavität ist winkelabhängig.
Eine Messung der gespeicherten Photonen liefert nun das Integral über eine diskrete Faltung des vom Monochromator angebotenen Winkelbereiches und den entsprechenden Reflexions– und Transmissionskurven der Kavität.
Reflexions– und Transmissionskurve der Stege der Kavität sind in Abb. 2.15 dargestellt.
In Abbildung 2.16 sind die Reflexionskurven des Monochromators $R_M(y)$ und eines Steges $R_K(y)$ (orientiert in exakte Rückstreuung), die Transmissionskurve $T_K(y)$ eines Steges und die mit diesen Werten berechneten Verteilungen der einzelnen Pulse im Winkelraum abgebildet.
Die gemessene Intensität eines Pulses n entspricht dem Integral über die Winkelverteilung.

$$I(n) = \int_{-\infty}^{\infty} dy\, R_M(y) T_K^2(y) R_K^{2n-2}(y) \tag{2.52}$$

In Abbildung 2.16 sind die Intensitätsverteilungen der aufeinanderfolgenden Pulse dargestellt. Mit dieser Rechnung ergibt sich kein rein exponentieller Abfall. Die ersten Pulse fallen deutlich schneller ab, dies begründet sich in den unterschiedlichen Reflektivitäten des dicken Monochromatorkristalls und der dünnen Stege der Kavität. Für spätere Pulse wird der Intensitätsverlust von Puls zu Puls konstant, der Intensitätsabfall nähert sich einer Exponentialfunktion an.
Ist der Kristall aus der Braggposition gekippt, so ergeben sich andere Winkelverteilungen der Intensitäten der Pulse (vgl. Abb. 2.17) und ein anderes zeitliches Abfallverhalten.

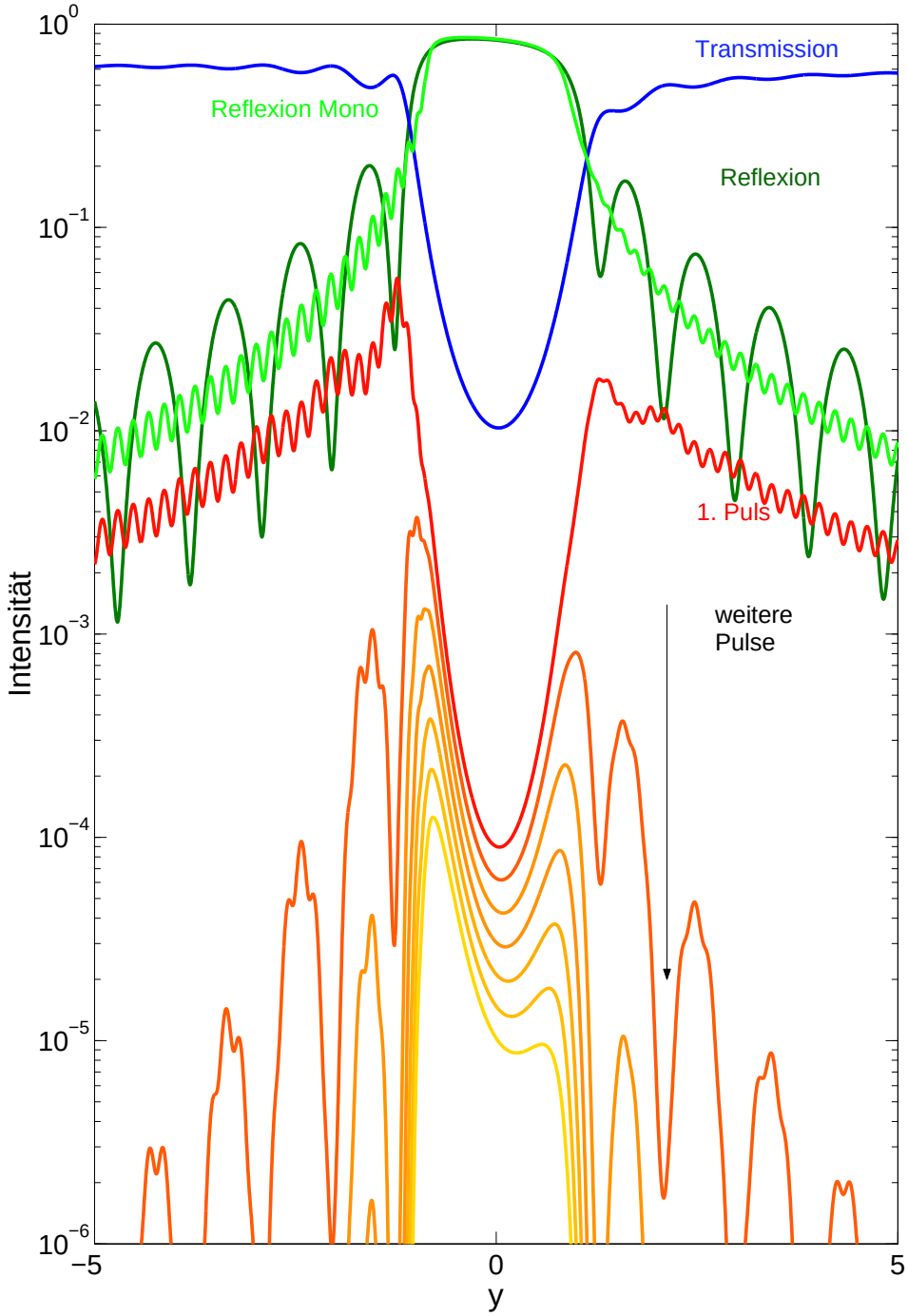


Abbildung 2.16.: Die einzelnen Pulse im Winkelraum

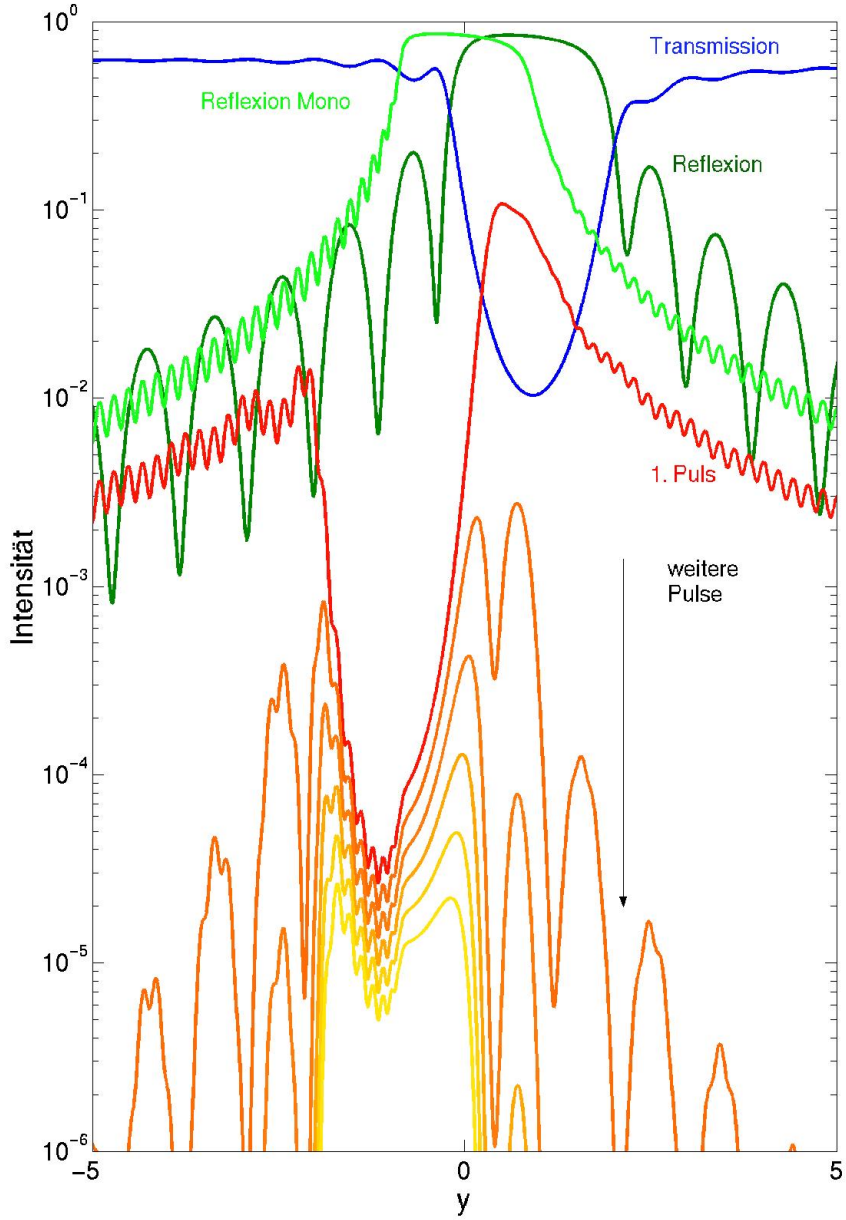


Abbildung 2.17.: Die einzelnen Pulse im Winkelraum, für eine Verkippung von der Bragg-position

3. Aufbau der Experimente

In diesem Kapitel wird der Aufbau der beiden durchgeführten Experimente, die verwendeten Kristalle und deren Herstellung beschrieben.
Da die experimentelle Durchführung dieser Diplomarbeit an der European Synchrotron Radiation Facility (ESRF) stattfand, soll zudem ein kurzer Abriß der Synchrotronstrahlung und ihrer Erzeugung gegeben werden.

3.1. Die verwendeten Kristalle

3.1.1. Die Kavität

Für die Messungen zur Photonenspeicherung konnte die bereits in [1,25] erprobte Kavität verwendet werden, die im Crystal Lab der ESRF gefertigt wurde.
Die Kavität besteht aus zwei 15cm entfernten keilförmigen Stegen mit einer maximalen Dicke von ca. 700μm, vgl. Abb. 3.1.
Die monolithische Fertigung der Kavität gewährleistet eine identische Ausrichtung der Kristallebenen der beiden Stege. Im Falle der Verwendung zweier getrennter Kristallplatten müßten diese voneinander unabhängig auf eine identische Reflexposition justiert werden,
Um zu unterscheiden, ob der einfallende Strahl in Vorwärts– oder Rückwärtsrichtung läuft, soll von (888) beziehungsweise ($\bar{8}\bar{8}\bar{8}$) Reflexen gesprochen werden. Im ersten Steg der Kavität wird durch den vom Monochromator kommenden Strahl der (888) Reflex angeregt, während ein in der Kavität gespeicherter Strahl in dem ersten Steg den ($\bar{8}\bar{8}\bar{8}$) Reflex anregen wird. Auf den zweiten Steg der Kavität trifft der Strahl immer nur aus

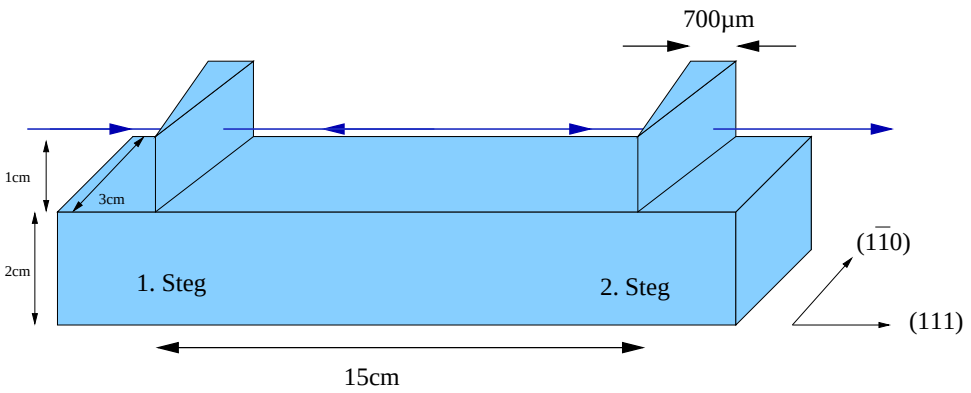


Abbildung 3.1.: Schemazeichnung der Kavität

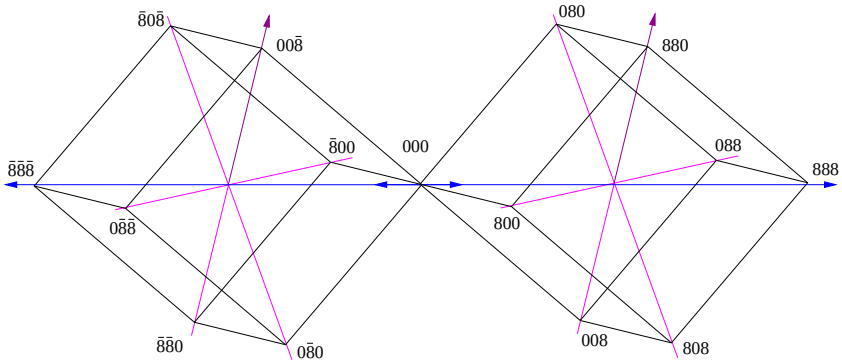


Abbildung 3.2.: Reziproker Raum für den (888) und ($\bar{8}\bar{8}\bar{8}$) mit den jeweils möglichen multiplen Reflexen.

einer Richtung ein, es wird der (888) Reflex angeregt.
Wie bereits in den Abschnitten 2.1.4, 2.2.8 erwähnt, können bei Anregung des (888) Reflexes (dies gilt in gleicher Weise für den ($\bar{8}\bar{8}\bar{8}$) Reflex) in Rückstreuung bis zu sechs weitere Reflexe angeregt werden; je drei in Laue– und drei in Bragg–Geometrie.
Im reziproken Raum ergeben sich die möglichen Reflexe für hin– und zurücklaufenden Strahl somit als die Ecken zweier Würfel (je ein Würfel für (888) und ($\bar{8}\bar{8}\bar{8}$)), die sich in (000) berühren, siehe Abb. 3.2. Es ist anzumerken, daß es zu jedem multiplen Reflex von (888) einen entsprechenden des ($\bar{8}\bar{8}\bar{8}$) gibt, der im Realraum in die gleiche Raumrichtung abgebeugt wird, so z. B. ($00\bar{8}$) und (880).

3.1.2. Die Herstellung der Fabry–Pérot–Interferometer

Es sollte eine Möglichkeit gesucht werden, zwei Kristallplättchen mit einem Abstand unterhalb der Kohärenzlänge der einfallenden Strahlung herzustellen.
Folgendes war zu beachten:

1. Wie bei der Kavität sollten auch bei dieser Probe die beiden Plättchen monolithisch gefertigt werden, d. h. auf einer gemeinsamen Bodenplatte stehen. Dadurch sind die Kristallebenen in den beiden Plättchen gleich orientiert, falls keine Verspannungen auftreten.

2. Da die Strahlgröße ca. 0,5mm × 0,5mm beträgt, sollten die beiden Plättchen eine Fläche von mindestens 1mm × 1mm besitzen.

3. Die Dicke der Plättchen sollte im Bereich der Pendellösungslänge liegen, ihr Abstand ca. 50μm betragen.

4. Aus Abschnitt 2.3.2 ist bekannt, daß auch in den Stegen bis zur Tiefe der Pendellösungslänge Überlagerung von Wellenfeldern und damit Interferenzerscheinungen auftreten. Dieser gesamte Bereich (Abstand + 2· Pendellösungslänge) darf idealerweise nicht größer als die Kohärenzlänge des einfallenden Strahls werden. Allerdings beträgt die energetische Breite des (888)–Reflexes des Monochromators an der Beamline ID28 3.7meV, dies entspricht einer Kohärenzlänge von lediglich 335μm.

5. Eine andere Randbedingung für die Auswahl der Stegdicken ist, ein Optimum zwischen möglichst hoher Transmission (viele Photonen zwischen den Stegen) und möglichst hoher Reflexion (viele Hin– und Herläufe im Inneren des Interferometers, feinere Moden durch höhere Finesse) zu erreichen. Für die Speicherung von Photonen liegt die optimale Dicke eines Steges im Bereich einer Pendellösungslänge [2], das sind in diesem Fall 283μm.

Da vor allem Interferenzeffekte beobachtet werden sollten, und die Kohärenzlänge des Strahls verhältnismäßig klein ist, wurde Bedingung 4 Vorrang gegenüber Bedingung 5 eingeräumt.

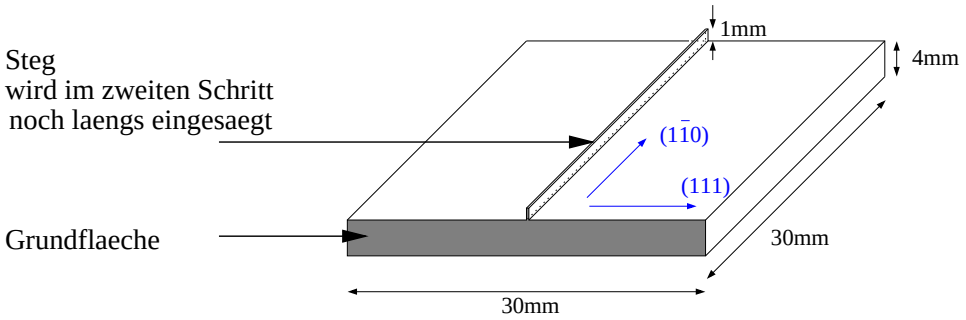
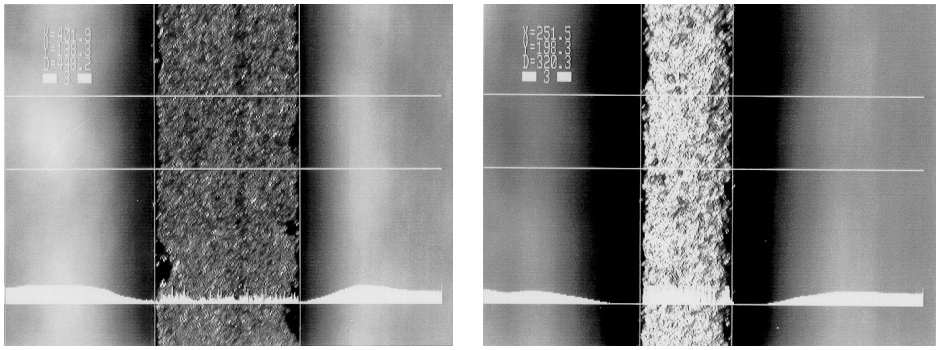


Abbildung 3.3.: Bauplan der Fabry–Pérot–Interferometer

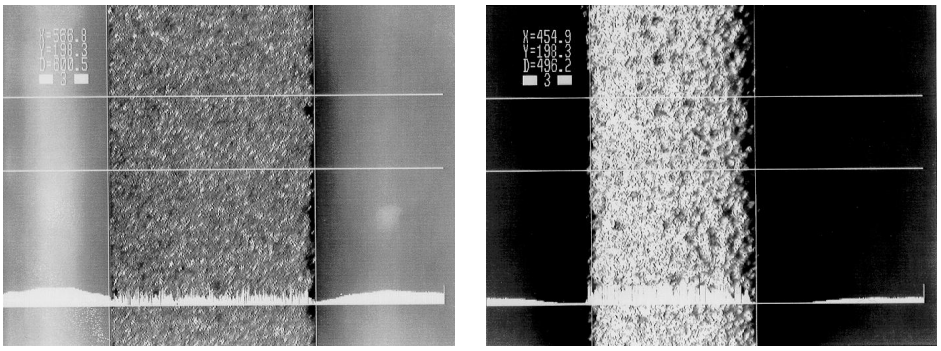
Es mußte also eine Methode gefunden werden, die es erlaubt auf eine Länge von mindestens einem Millimeter einen Graben mit ebenen Wänden von mindestens einem Millimeter Tiefe zu ätzen oder zu sägen.
Die zuerst angedachte Methode des auch bei photonischen Kristallen verwendeten elektrochemischen Ätzens [38] konnte nicht angewandt werden. Es wäre zwar möglich gewesen, einen Kanal der gewünschten Tiefe von mindestens einem Millimeter zu ätzen, auch die gewünschte Breite ist machbar. Allerdings erlaubt diese Methode nicht, ausgedehnte Flächen stehen zu lassen und nicht zu ätzen [39]. Es hätte also ein Zwischenraum hergestellt werden können, aber keine massiven Stege.
Andere Möglichkeiten, die Kristallstrukturen zu ätzen, z. B. unter Verwendung von KOH wären prinzipiell möglich, allerdings sehr aufwendig, da erst Masken hätten erstellt werden müssen. Für weitere Experimente in dieser Richtung sollte diese Möglichkeit allerdings in Betracht gezogen werden, da mit dieser Technik senkrechte Ätzkanten stehen bleiben, und große Volumina geätzt werden können.
Aufgrund eines Gespräches mit Andreas Freund (ESRF) entschieden wir uns für die Möglichkeit, die gewünsche Struktur am Fraunhofer Institut für Zuverlässigkeit und Mikrointegration IZM in München zu sägen. Dort gibt es eine Arbeitsgruppe, die eine Säge, in die ein Sägeblatt von nur 35μm Dicke eingespannt werden kann, betreibt. Da diese Methode sehr leicht vorzubereiten und kostengünstig war, wurde sie ausgewählt. Die Vorbereitung der Kristalle wurde von dem Crystal Lab der ESRF übernommen.
Die Kristalle wurden im Crystal Lab in die in Abb. 3.3) gezeigte Form gesägt, und anschließend einige Sekunden in HF/HNO_3 geätzt (Abb. 3.4, 3.5). Es wurden insgesamt acht verwendbare Kristalle gefertigt, ihre Abmessungen sind in Tabelle 3.1 angegeben.
Um den Transport zu erleichtern,wurden die Stege von beiden Seiten in Crystalbond. eingegossen. Dies verhinderte auch ein Schwingen der Stege während des Sägens und



vor dem Ätzen
Breite 321μm

nach dem Ätzen
Breite 251μm

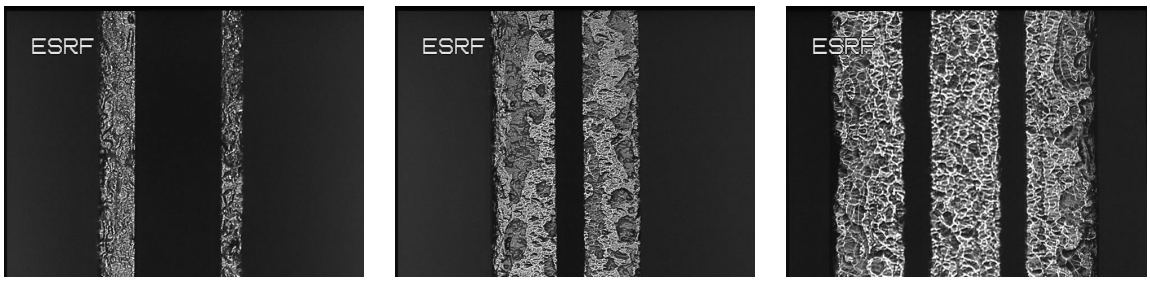
Abbildung 3.4.: Probe A3



vor dem Ätzen
Breite 567μm

nach dem Ätzen
Breite 455μm

Abbildung 3.5.: Probe C1



A2 A3 C1

Abbildung 3.6.: Nach dem Sägen. Abmessung der Proben: siehe Tabelle 3.1

Kristall	Gesamtdicke	Steg	Zwischenraum	Steg	Zwischenraum	Steg
A2	268μm	70μm	160μm	45μm		
A3	251μm	100μm	50μm	110μm		
B1	357μm	100μm	50μm	88μm	50μm	85μm
B2	344μm	80μm	50μm	85μm	50μm	100μm
B3	341μm	100μm	50μm	85μm	50μm	90μm
C1	455μm	140μm	50μm	135μm	50μm	140μm
C2	455μm	150μm	50μm	115μm	50μm	150μm
C3	458μm	150μm	50μm	105μm	50μm	150μm

Tabelle 3.1.: Maße der verschiedenen Kristalle

stabilisierte sie so zusätzlich. Crystalbond ist ein Material, das bei 70° schmilzt, im festen Zustand hart und spröde ist und sich rückstandsfrei in Aceton löst. Anders als Wachs muß es zum Sägen nicht entfernt werden, da es nicht die Sägeblätter verklebt.
Es war geplant, einige der Kristalle einmal und einige doppelt zu sägen. Da das Sägen allerdings sehr gut funktionierte, erhielten die dickeren Proben alle zwei Schnitte und somit drei Stege.
Nach Abschluß der Sägearbeiten und Rücktransport an die ESRF, wurde das Crystalbond durch mehrmaliges Baden in Aceton entfernt. Ein nochmaliges Ätzen der Kristalle, besonders der gesägten Zwischenräume, fand nicht statt. Es war zu befürchten, daß ein Ätzen – bedingt durch die Dimensionierung des Zwischenraumes – zu einem v-förmigen Verbreiterung (V–groove) des Zwischenraumes geführt hätte. Unter dem Mikroskop erschienen die Schnittkanten zudem sehr sauber (vgl. Bild 3.6)
Die Abmessungen des Kristalls A2 machten seine Verwendung als Probe unmöglich, da aufgrund seiner unterschiedlichen Stegdicken (70μm und 45μm) ein Nachvollziehen der Meßergebnisse deutlich schwieriger gewesen wäre. Deshalb wurde beschlossen, die dünnere Lamelle zum Teil herauszubrechen, um eine einzelne Lamelle zu erhalten, die als Referenz verwendet werden könnte. Das Herausbrechen der Lamelle gestaltete sich einfacher als erwartet. Wunschgemäß brach die Lamelle in der Mitte des Kristalls. Somit stehen gut 1cm mit einer Lamelle von 70μm und sogar noch 1cm mit zwei Lamellen zur Verfügung.

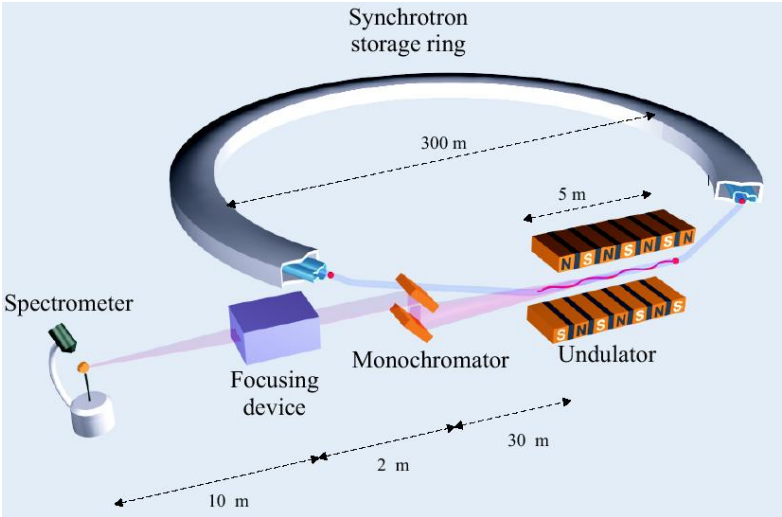


Abbildung 3.7.: Schemazeichnung eines Synchrotrons (Entnommen aus [12])

3.2. Synchrotronstrahlung

Die theoretische Ursache der Synchrotronstrahlung ist bekannt: aus den Maxwellschen Gleichungen (Gl. 2.18) folgt, daß beschleunigte Ladungen Strahlung emittieren. Bei klassischer Rechnung besitzt diese Strahlung keine hohen Intensitäten, erst bei relativistischen Geschwindigkeiten der Teilchen spielt sie eine Rolle.
Eine Beschleunigung senkrecht zu der Bewegungsrichtung des Elektrons —z. B. in einem Magnetfeld — führt zu einer Strahlung im UV und Röntgenbereich, die enggebündelt tangential abgestrahlt wird.
In Abb. 3.8 ist die Strahlung eines Elektrons gezeichnet, daß senkrecht zu seiner relativistischen Geschwindigkeitskomponente z in x beschleunigt wird; einmal im Ruhesystem des Elektrons (oben), einmal im Ruhesystem des Beobachters (unten). Im Ruhesystem des Elektrons führt eine Beschleunigung zu einer Abstrahlung wie beim Hertz'schen Dipol. Im System des Beobachters transformiert sich die Winkelverteilung der Strahlung zu einer Keule in Vorwärtsrichtung, die im Synchrotron tangential aus der Kreisebene herausführt. Der Öffnungswinkel dieser Keule beträgt $2/\gamma = 2/\sqrt{1 - v^2/c^2}$ für relativistische Elektronen [40].
Höhere Strahldichten als mit einem Ablenkmagneten werden ermöglicht durch die Verwendung von Wigglern und Undulatoren. Diese bestehen aus einer Reihe Magneten mit periodisch angeordneten Polen abwechselnder Polarität (vgl. Abb. 3.9). Im allgemeinen werden bei Undulatoren deutlich schwächere Ablenkfelder verwendet, dadurch wird eine kohärente Überlagerung von Wellenfeldern bestimmter Frequenzen möglich. Dies führt zu sehr hohen Intensitäten für bestimmte Wellenlängen. Das breitbandige Spektrum eines Wigglers ist vergleichbar mit dem eines Ablenkmagneten.
Die ESRF ist die erste Synchrotronstrahlungsquelle der dritten Generation, d. h. sie ist auf die Verwendung von Undulatoren und Wigglern ausgelegt. Ihr Speicherring ist in Form eines weiten 32–Ecks (Umfang: 850m, Ablenkwinkel: 11,25°) angelegt, um genügend Platz für Wiggler und Undulatoren zu bieten. Die kinetische Energie der Elektronen im Speicherring beträgt 6GeV.

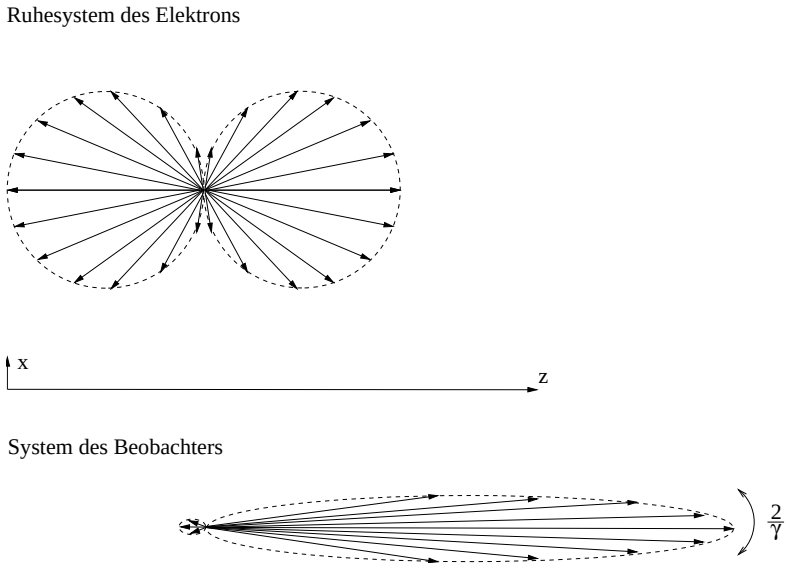


Abbildung 3.8.: Poyntingvektoren der emittierten Strahlung eines in x-beschleunigten Elektrons, daß sich in z-Richtung mit nahezu c bewegt, nach [40].

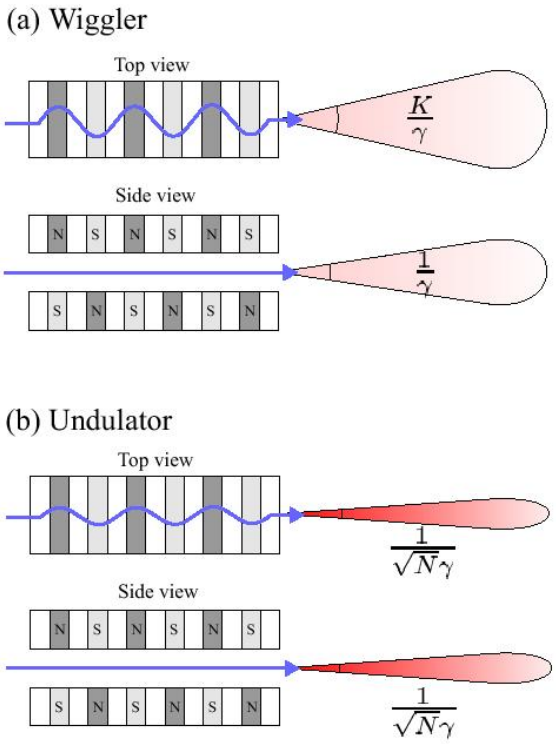


Abbildung 3.9.: Funktionsprinzip Wiggler und Undulatoren (Entnommen aus [12])

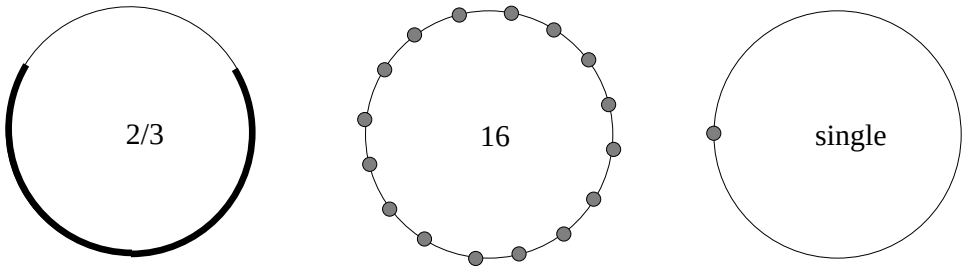


Abbildung 3.10.: Zwei Drittel, 16 und Einzel Bunch Modus

3.2.1. Intrinsische Zeitstruktur

Im Speicherring läuft kein kontinuierlicher Elektronenstrahl, sondern die Elektronen laufen in Paketen (sogenannten Bunches) von ca. 50ps – 100ps Länge. Der Speicherring der ESRF bietet Platz für 992 solcher Bunche. Im normalen Betrieb ist der Ring meist zu zwei Dritteln gefüllt (vgl. Abb. 3.10).
Für zeitaufgelöste Messungen existiert die Möglichkeit, nur 16 äquidistante Bunche oder sogar nur einen Einzigen zu verwenden. Offensichtlich führt dies zu einem weitaus größerem zeitlichem Abstand der einzelnen Bunche und die Pulsstruktur der Synchrotronstrahlung kann mit heutiger Meßtechnik zeitaufgelöst gemessen werden. Dies wird ausgenutzt, um z. B. in der Probe gespeicherte Photonen (wie in dieser Arbeit) oder nuklear resonant verzögerte Photonen zu beobachten, bzw. sogenannte Pump & Probe Experimente durchzuführen.
Die Hochfrequenzkavitäten des Synchrotrons besitzen eine Frequenz von 352MHz (Bunchclock). Im Einzelbunch Modus ist nur einer der 992 Plätze besetzt, die Frequenz der Synchrotronstrahlung im Einzelbunch Modus beträgt: 352MHz/992 = 354,8kHz. Damit ergibt sich ein zeitlicher Abstand der einzelnen Pulse von 1/354,8kHz = 2,8μs, bei einer Pulsdauer von ca. 100ps. Dies kann auch ohne Kenntnis der Frequenz der Bunchclock berechnet werden: der Speicherring der ESRF besitzt einen Umfang von 850m. Ein hochrelativistisches Elektron benötigt für einen Umlauf somit $850\text{m}/300 \cdot 10^6\text{m/s} = 2{,}8 \cdot \mu\text{s}$.

3.2.2. Brillianz

Eine Lichtquelle für Beugungsexperimente kann anhand folgender Kriterien charakterisiert werden:

- Photonenfluß (Anzahl Photonen/Zeit)
- Horizontale und vertikale Kollimation des Strahles (mrad^2)
- Querschnitt des Elektronenstrahls (mm^2)
- Spektrale Breite (Bandbreite in 0.1%)

Diese Kriterien werden in der Größe Brillianz zusammengefaßt. Sie ist folgendermaßen definiert [12]:

$$\text{Brillianz} = \frac{\text{Photonenfluß}}{\text{horiz. Kollimation} \cdot \text{vert. Kollimation} \cdot \text{Strahlquerschnitt} \cdot 0.1\%\text{Bandbreite}}$$

$$= \frac{\text{Photonen/sec}}{(\text{mrad})^2 \cdot \text{mm}^2 \cdot (0.1\%\text{Bandbreite})} \tag{3.1}$$

Die Brillianz ist also die Leistungszahl einer Lichtquelle. In der Vergangenheit hat die Brillianz der erhältlichen Röntgenstrahlung exponentiell zugenommen: ein erster Schritt war die Entwicklung der Drehanoden, gefolgt von der Entwicklung der Synchrotronstrahlungsquellen der ersten, zweiten und dritten Generation. Es wird vermutet, daß mit einem freien Elektronen Laser im SASE–Betrieb das Beugungslimit erreicht werden kann.

3.3. Elektronik für zeitaufgelöste Messungen

Ein Nachweis der Photonenspeicherung erfordert eine zeitauflösende Meßelektronik. Der zeitliche Abstand zweier Pulse liegt im Bereich 1ns $\approx 2 \cdot 15\text{cm}/c$, mit einer Pulslänge von ca. 100ps. Für eine Beobachtung der Photonenspeicherung ist somit eine Zeitauflösung unterhalb von 500ps wünschenswert. Der im folgenden beschriebene Aufbau lieferte eine Zeitauflösung (10% bis 90% der maximalen Intensität der steigenden Flanke) von 105ps. Um während eines Bunches mehrere Photonen registrieren zu können, sind Zählraten und Bandbreiten im Bereich von bis zu 1 Ereignis/1ns = 1GHz nötig, falls mehrere Photonen pro Bunch detektiert werden sollen.

3.3.1. Stroboskopische Meßtechnik

Das zu messende Ereignis, die Speicherung von Photonen in der Kavität, ist beliebig reproduzierbar. Somit kann über einzelne Messungen eines längeren Zeitraumes summiert werden, wenn jeweils der „Anfangspunkt“des Signals bekannt ist. Der Zeitpunkt, zu dem die Photonen in die Kavität eintreten, kann als $t = 0$ bestimmt werden. Jedes Signal kann relativ zu diesem Zeitpunkt eingeordnet werden, auch wenn der primäre transmittierte Strahl nicht gemessen wurde. An der ESRF ist die Bestimmung dieses Zeitpunktes sehr einfach: das Signal der Hochfrequenzkavitäten des Speicherrings (Bunchclock) kann an den Beamlines abgegriffen werden.
Abgesehen von einer konstanten, durch Kabellängen und Elektronik stammenden Verzögerung, ist dies ein nahezu flimmerfreies (Jitter) Signal, dessen Phase der der Bunches entspricht. Dieses Signal könnte als START–Signal („Anfangspunkt“) der Messung verwendet werden. Aufgrund der Erfahrungen aus den vorhergehenden Experiment wurde davon ausgegangen, daß der Photonenfluß am Detektor so gering ist, daß nicht in jedem Bunch ein Photon gemessen wird.
Somit erschien es sinnvoller, die Bunchclock als STOP–Trigger zu verwenden, und nur bei Detektion eines Photons START zu triggern. Somit ist gewährleistet, daß in passendem Zeitabstand auf jedes START– auch ein STOP–Signal folgt. Dies führt zu einer negativen Zeitachse.
Tritt keine Photonenspeicherung auf, so ist das Detektorsignal lediglich phasenverschoben zu dem Signal der Bunchclock. In der Kavität gespeicherte Photonen werden im Vergleich zum direkt transmittierten Strahl später gemessen und besitzen somit eine andere Phasendifferenz zum Bunchclocksignal.
Lediglich diese Phasendifferenzen sind von Interesse. Eine genaue Zuordnung eines Detektorsignals zu einem Bunch ist nicht von Interesse, und wäre aufgrund der unbekannten

Verzögerungen (Delays) in Kabeln, Verstärkern und weiteren Bauteilen ohnehin nicht möglich.
Eine Beschränkung auf die Bestimmung der Phasendifferenzen setzt allerdings voraus, daß alle Delays der Schaltung während der Meßzeit konstant bleiben. Diese Annahme konstanter Verzögerungen ist gerechtfertigt, da die Strahlintensitäten zu gering sind, um Temperaturdriften des Detektors zu verursachen. Auch wurde die Elektronik bereits einen halben Tag vor Beginn der Messungen eingeschaltet und nicht mehr ausgeschaltet, somit ist davon auszugehen, daß während der Zeit der Messung kein temperaturbedingtes Driften der Elektronik auftrat.
Die hier vorgestellte stroboskopische Meßmethode ist ausführlich in [41] beschrieben.

3.3.2. Aufbau der Schaltung

Der Aufbau der Schaltung, die verwendeten Komponenten und die Kriterien für ihre Auswahl sollen knapp dargestellt werden. Abbildung 3.11 zeigt eine schematische Übersicht des Schaltkreises.

Detektor: Avalanche Photo Diode APD

Als zeitauflösender Detektor wurde eine für kurze Wellenlängen (UV) optimierte Silizium Avalanche Photodiode (Si–APD) eingesetzt. Die Verwendung einer Avalanche Photodiode ist immer dann von Vorteil, wenn ein hohes Signal/Untergrundverhältnis erreicht werden soll. Da das Rauschverhalten der APD sehr klein ist, wird der Untergrund nicht durch die verwendete APD, sondern allein durch die Güte der Verstärkerschaltung bestimmt [42].
Im Gegensatz zu Photodioden wird die an eine Avalanche Photodiode angelegte Spannung knapp unterhalb der Durchbruchspannung gewählt. Dies führt dazu, daß jedes absorbierte Röntgen–Quant einen Durchbruch und damit eine Ladungsträgerlawine in der aktiven Schicht auslöst. Durch diesen Lawineneffekt kann die genaue Energie des absorbierten Quants nicht bestimmt werden. Durch Einbau des Detektors in ein lichtdichtes Metallgehäuse mit einem Aluminiumfenster ist allerdings gewährleistet, daß nur Photonen, deren Energien im Röntgenbereich liegen, auf den Detektor treffen können.
Die Effizienz der APD ist sehr niedrig: Es werden lediglich die Photonen detektiert, die in der aktiven Schicht der APD (Dicke 10μm) absorbiert werden.
Mit dem Beerschen Gesetz [37] ergibt sich, daß lediglich 2%, der auf den Detektor treffenden Photonen absorbiert, und somit detektiert, werden:

$$1 - e^{-\alpha d} = 1 - e^{-1.9037 \cdot 10^3 \cdot 10^{-5}} = 0.0191 \approx 2\% \tag{3.2}$$

Damit ergibt sich eine theoretische Obergrenze für die Detektoreffizienz von 2%.
Die an die APD angelegte Spannung wird kurz unterhalb der Durchbruchspannung von 152V gewählt. Es wurde darauf geachtet, eine Spannungsquelle zu verwenden, die sich langsam und kontinuierlich von 0V auf 152V regeln läßt, um zu gewährleisten, daß die APD keinen Schaden nimmt. Diese Vorsichtsmaßnahme war notwendig, da nur ein sehr geringer Schutzwiderstand zwischen die Diode und die Stromquelle geschaltet werden konnte.

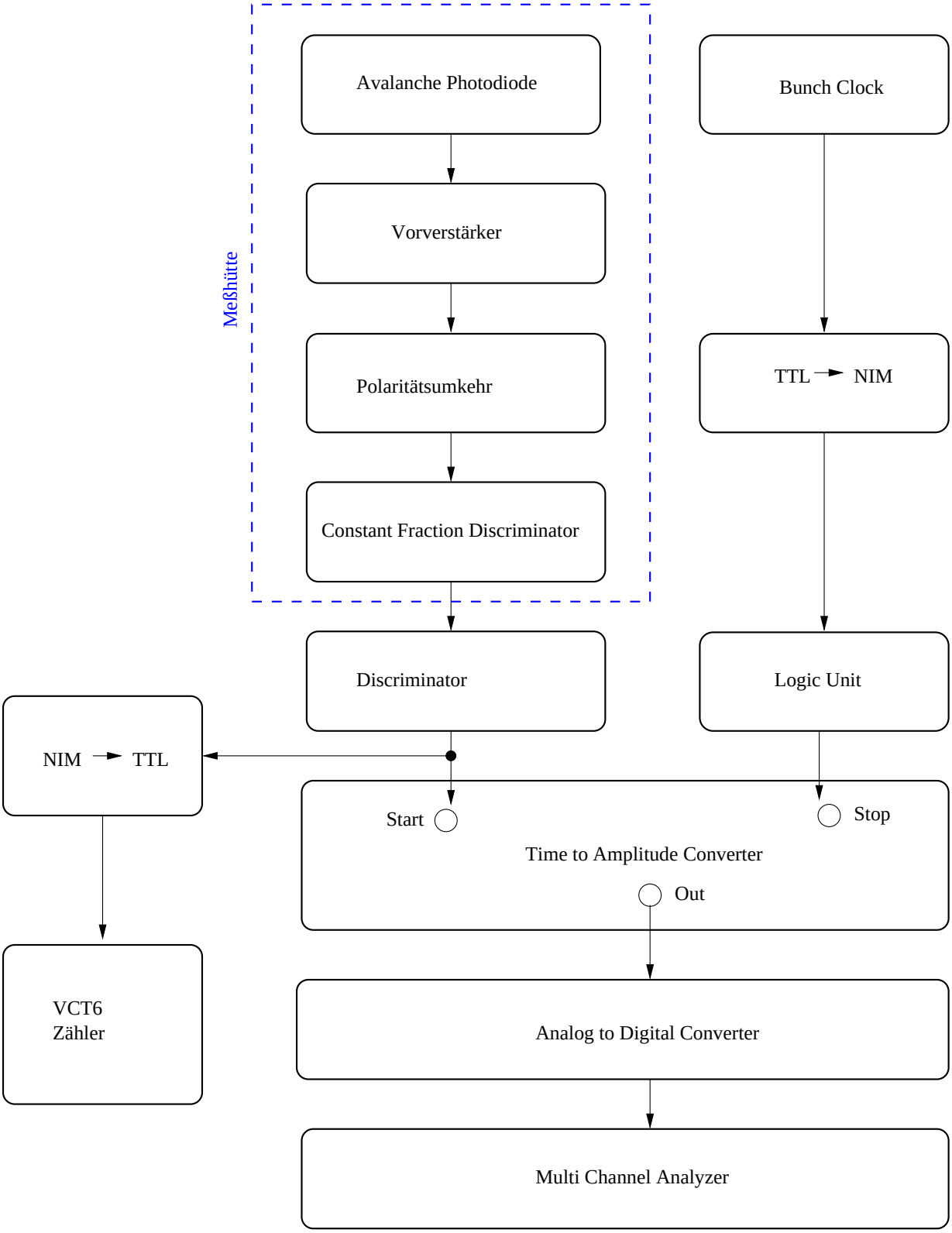


Abbildung 3.11.: Flußdiagramm der Meßelektronik für die zeitaufgelösten Messungen

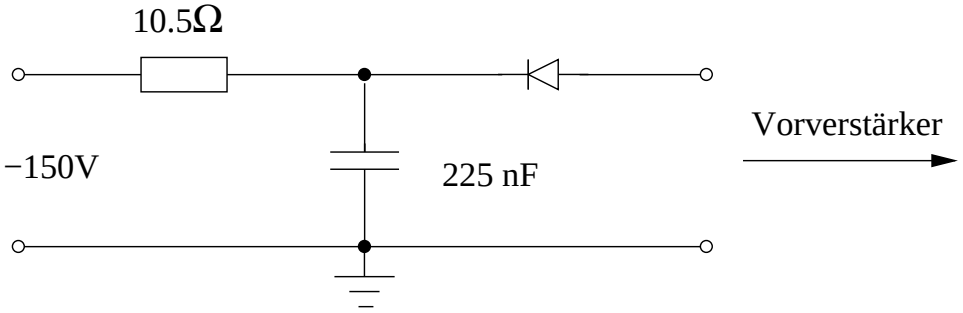


Abbildung 3.12.: Schaltplan der APD

Vorverstärker

Da intensitätsarme, hochfrequente Signale gemessen werden sollen, ist es besonders wichtig, den analogen Teil des Schaltkreises störungsfrei und möglichst kompakt zu halten. Aus diesem Grund wurde der Vorverstärker so nahe wie im Versuchsaufbau möglich (limitierend waren hier die geringen Abmessungen des zur Verfügung stehenden Platzes, sowie das Gehäuse des Vorverstärkers) an die APD angeschlossen (0,1ns Verzögerung).
Es war nicht möglich, den Vorverstärker und die APD in ihrer Impedanz anzupassen, dies hätte das Ausgangssignal sicherlich noch verbessert.
Die in der APD generierte Spannung (vgl. Abb. 3.12) fällt in Richtung der Spannungsquelle über einen Widerstand von 10,5Ω und in Richtung des Vorverstärkers mit einer Eingangsimpedanz von 50Ω ab. Damit fallen 82,6% der generierten Spannung über den Vorverstärker ab. Bei dem im vorherigen Experiment [1,2]) verwandtem Detektor betrug der Widerstand in Richtung der Spannungsversorgung 100Ω, damit fiel lediglich 33,3% der generierten Spannung über den Vorverstärker ab.
Ein Vorverstärker mit einer deutlich größeren Eingangsimpedanz (z. B. 1kΩ) wäre eine sinnvolle Verbesserung der Schaltung, um den Anteil der Spannung, der über die Spannungsquelle abfällt, zu minimieren, und trotzdem die Verwendung eines höheren Widerstandes zwischen Spannungsquelle und APD zu ermöglichen.
Die Bandbreite dieses Vorverstärkers reicht bis 1,5GHz, mit einer durchschnittlichen Anstiegszeit des Signals von 220ps. Die Bandbreite ist für dieses Experiment ausreichend, die verhältnismäßige langsame Anstiegszeit des Signals kann zum Teil durch Verwendung eines Constant Fraction Discriminators kompensiert werden.

Constant Fraction Discriminator CFD

Ein Constant Fraction Discriminator, wurde verwandt, um zu gewährleisten, daß, trotz unterschiedlicher Pulshöhen, immer zu dem Zeitpunkt, an dem ein bestimmter Bruchteil (constant fraction) der maximalen Pulshöhe erreicht wurde, getriggert wird. Dies verringert den „walk“ des Signals beträchtlich [42].
Um eine hohe Qualität des Eingangssignals zu gewährleisten, wurde der CFD im Inneren der Meßhütte aufgebaut. Da das Ausgangssignal des CFD eine gute Qualität besitzt, erschien es gerechtfertigt, dieses aus der Meßhütte herauszuführen. Aufgrund des Schaltungsdesigns der APD war es nötig, die Polarität des Signals vor Eingang in den CFD umzukehren.

Die maximale Zählrate dieses Gerätes beträgt 200MHz, mit einer Totzeit von 5ns.
Mit diesen Werten limitiert der CFD bereits die Möglichkeiten der Detektion von gespeicherten Photonen, da nur Photonen, die mehr als 5 Hin– und Herläufe in der Kavität verzögert sind, getrennt berücksichtigt werden können. Wird nur ein einzelnes Photon pro Bunch detektiert, liegen die Totzeiten außerhalb des kritischen Bereiches.

Discriminator

Um die Verschlechterung der Signalform in den langen Kabel (einige Meter), zwischen dem CFD im Inneren der Meßhütte und der restlichen Zählelektronik außerhalb, zu kompensieren, wurde ein weiterer Discriminator verwandt.
Die maximale Zählrate dieses Discriminators beträgt 300MHz; es können Pulse mit bis zu 3,3ns Abstand getrennt werden. Allerdings ist dieser Discriminator kein Constant Fraction Discriminator und somit ist sein Triggerpunkt abhängig von der Intensität des eingehenden Signals. An dieser Position in der Zeitelektronik spielt dies allerdings keine Rolle, da die Signale alle die gleiche Intensität besitzen.

Nicht–zeitauflösender Zähler

Das Ausgangssignal des Discriminators wurde abgegriffen, um in einem nicht–zeitauflösendem Zähler gezählt zu werden. Der verwendete Zähler ist eine Eigenproduktion der ESRF, seine maximale Zählrate liegt zwischen 30MHz und 40MHz [43].

Time to Amplitude Converter TAC

Ein Time to Amplitude Converter besitzt einen START– und einen STOP–Eingang. Die Amplitude seines Ausgangssignales entspricht der Zeitdifferenz, die zwischen der Ankunft eines Signals an START– und STOP–Eingang vergeht.
Das START-Signal beginnt den Entladevorgang eines Kondensators, der durch das STOP-Signal beendet wird. Die Menge der abgeflossenen Ladung bestimmt das Ausgangssignal, dessen Pulshöhe dem zeitlichen Abstand zwischen START– und STOP–Signal proportional ist. Wie bereits erwähnt, wurde der Detektor als START-Signal, die Bunchclock als STOP–Signal verwandt. Ist der TAC bereits auf START getriggert, so werden weitere, später ankommenende Signale des Detektors verworfen. Die Totzeit des TAC beträgt 5μs.

Analog to Digital Converter ADC

Das Ausgangssignal des TACs wurde mit einem Analog–zu–Digital Wandler proportional zu der Amplitude des Signals auf 8192 Kanäle aufgeteilt. Der verwendete Analog–zu–Digital Wandler arbeitet nach der Funktionsweise eines Wilkinson ADC. Somit ist die Totzeit T_{ADC} dieses Gerätes abhängig von der Amplitude des jeweils zu verarbeitenden Signals.

$$T_{\mathrm{ADC}} = 1.5\mu s + 0{,}01\mu s(\text{Kanalnummer + Offset}) \tag{3.3}$$

Sie liegt also bei 8192 möglichen Kanälen unter Vernachlässigung des Offsets zwischen 1,5μs und 83,4μs.

Aufgrund des variablen Totzeit des ADC ist eine Totzeitkorrektur nach der bekannten Formel

$$\text{Tatsächliche Zählrate } N_0 = \frac{\text{gemessene Zählrate } N}{1 - N \cdot \text{Totzeit}} \tag{3.4}$$

nicht möglich [44].

Multichannel Analyzer MCA (Vielkanalanalysator)

Das Auslesen der Kanäle des Analog–zu–Digitalwandlers in den Computer geschah mittels eines Vielkanalanalysators.

4. Die Messungen

4.1. Photonenspeicherung und Interferenzeffekte

4.1.1. Die Beamline

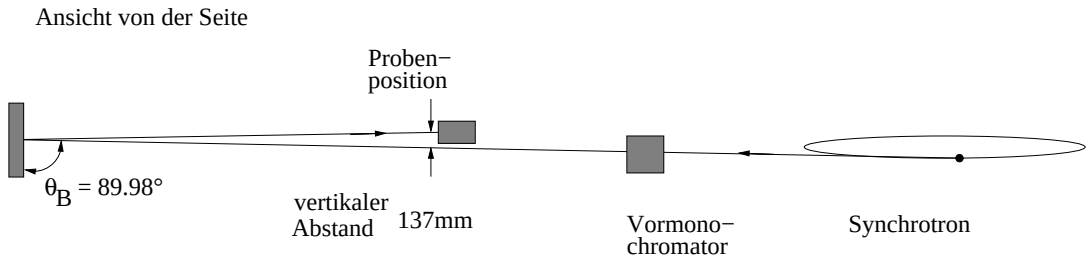


Abbildung 4.1.: Schematischer Aufbau der Beamline ID28

Die Messungen zur Speicherung von Photonen und der Suche nach Interferenzeffekten wurden an der Beamline ID 28 der ESRF durchgeführt. Eine Besonderheit dieser Beamline ist der nahezu in Rückstreuung orientierte Siliziummonochromator ($\theta_B = 89.98°$), vgl. Abb. 4.1. Folgende Reflexe können angeregt werden: (888), (999), (11 11 11) und (13 13 13). Die in dieser Arbeit beschriebenen Experimente wurden alle mit dem (888) Reflex durchgeführt.
Wie in Abschnitt 2.2.7 aufgezeigt, besitzen Rückstreureflexe eine sehr breite Winkelakzeptanz bei gleichzeitiger schmaler Energieakzeptanz.

Monochromator	Si(888)
Photonenenergie	15,817keV
Wellenlänge	0,7839Å
Auflösung	5.5meV
Fluß @200mA (2/3) Bunch	$22{,}67 \cdot 10^9$ Photonen/s (Strahlquerschnitt)
horiz. Divergenz an der Probe	35 μrad
vert. Divergenz an der Probe	17.5 μrad

Tabelle 4.1.: Charakteristika von ID28

Vor dem Einfall auf den Monochromator wird der weiße Strahl in einem Vormonochromator bereits auf ein Energieband von einigen eV selektiert. Vormonochromator und Monochromator werden aktiv gekühlt. Die aktive Kühlung des Monochromators ist auf Bruchteile von mK genau. Durch gezieltes Erwärmen und Abkühlen des Monochromators kann die Wellenlänge des Rückstreureflexes um einige 10meV verstimmt werden.

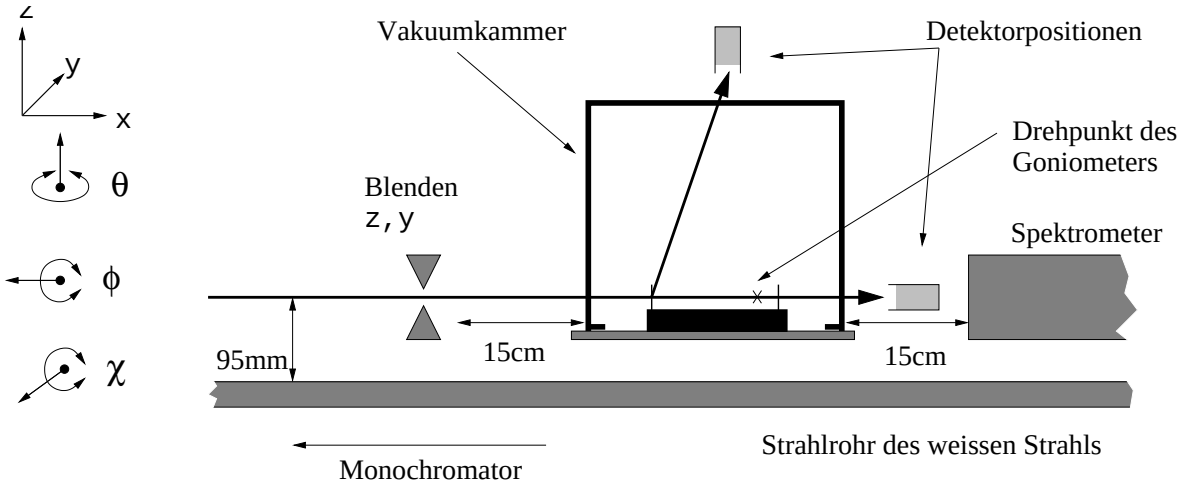


Abbildung 4.2.: Versuchsaufbau an ID28

Kurz vor der Probenposition beträgt die Strahlgröße ca. 2.7mm × 1mm (Breite × Höhe) und kann durch Blenden, die sich ca. 25cm vor der Probe befinden, weiter verkleinert werden. Abgesehen von den Justierscans für die Positionierung des Detektors waren in den Messungen die Blendenöffnungen auf 0,5mm ×0,5mm eingestellt.
Da der vom Undulator kommende Strahl unterhalb der Probenposition auf den Vormonochromator gelenkt wird, ist der Raum nach unten hin stark begrenzt. Aus diesem Grund ist das Goniometer horizontal befestigt. Dadurch beträgt der Platz zwischen Strahlachse und Goniometer Wand/Bodenplatte 170mm, zur anderen Seite und nach oben hin besteht keine Beschränkung des Platzes (vgl. Abb. 4.2).
An der Beamline ID28 werden normalerweise Versuche mittels inelastischen Photonenstreuung durchgeführt, für die ein großes festinstalliertes Spektrometer verwandt wird. Dadurch ist der Raum zum Einbau eines Detektors für den transmittierten Strahl sehr begrenzt.
Es war möglich, die Detektorkammer des Spektrometers abzuschrauben, so daß zwischen den Blenden und dem Spektrometer ca. 600mm Platz war. Dies war gerade ausreichend, um die Vakuumkammer und den Detektor einzubauen. Aufgrund des nur begrenzt vorhandenen Platzes konnte die Kavität nicht zentriert auf dem Goniometer gelagert werden, da sonst nicht mehr genügend Platz für den Detektor vorhanden gewesen wäre (vgl. Abb. 4.2).

4.1.2. Versuchsaufbau

Elektronik
Die Zeitelektronik wurde wie in Abschnitt 3.3 beschrieben aufgebaut. Mit Hilfe eines Teleskops und Photopapiers konnte der Detektor grob einjustiert werden. Zur genauen Ausrichtung der aktiven Fläche der APD auf den Strahl, waren zwei Schrittmotoren in `x`– und `y`–Richtung vorhanden.
Außer der APD wurden noch eine semitransparente PIN-Diode und ein Szintillationszähler für nicht-zeitaufgelöste Messungen und Justierscans verwendet.

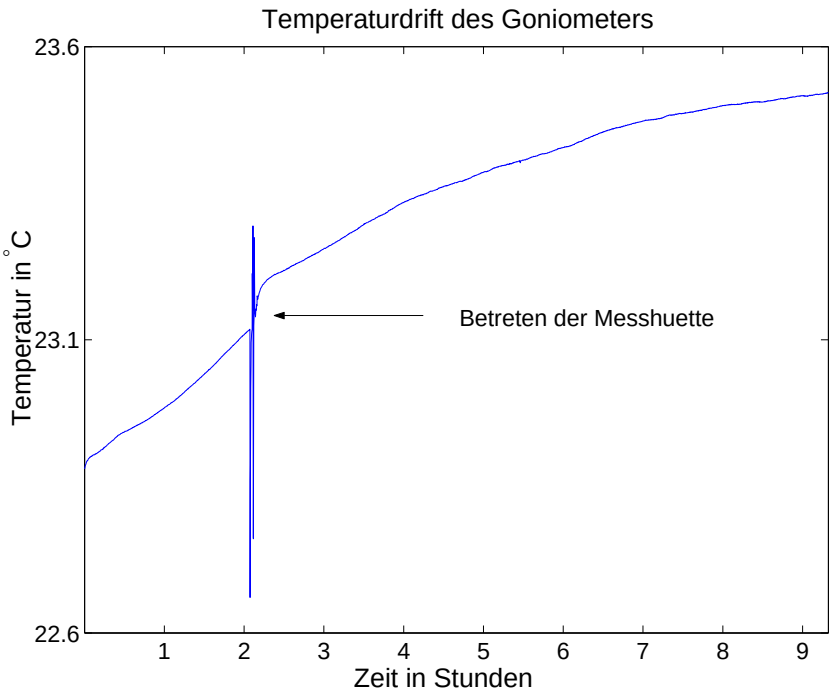


Abbildung 4.3.: Temperaturdrift im Inneren der Vakuumkammer nach Abhängen der Klimaanlagen. Deutlich sind die Auswirkungen eines Betretens der Meßhütte zu erkennen.

Vakuumkammer

Aus dem vorhergehenden Experiment [1, 2] war bekannt, daß eine Temperaturdrift der Kavität möglichst zu vermeiden ist, soll die Speicherung von Photonen beobachtet werden. Bedingt durch die schmale (3,7meV) Energieakzeptanz des (888)–Reflexes in Rückstreuung muß die Temperatur der beiden Stege der Kavität möglichst gleich sein und möglichst wenig Drift aufweisen, da sonst die Temperatur des Monochromators entsprechend nachgeregelt werden muß [1]. Mit der Kristalltemperatur ändert sich der Gitterparameter und damit auch die Bragg–Energie. Eine Temperaturänderung des Monochromators um 1°C ändert die Energie der reflektierten Wellen um 33,6763meV.

Es wurde versucht, die Kavität und später auch die Interferometerkristalle möglichst in ihrer Temperatur zu stabilisieren. Das Goniometer an ID28 steht im Luftstrom einer großen Klimaanlage, die sich selbständig ein– und ausschaltet. Dies übt einen meßbaren Effekt auf die Probentemperatur aus. Um die unerwünschten Effekte der Klimaanlage zu minimieren, wurden weiträumig (mehrere Meter) Plastikfolien zwischen den an der Decke befestigten Klimaanlagen und dem Goniometer befestigt. Dies geschah bereits einen Tag vor Beginn der Messungen, damit sich das große Goniometer in seiner Temperatur stabilisieren konnte.

Um eine optimale Abschirmung der Kristalle vor Temperaturschwankungen der Meßhütte zu ermöglichen, wurde eine Vakuumkammer verwendet. Die zylindrische Vakuumkammer wurde aus PVC gerfertigt und besitzt Kaptonfenster sowohl für den einfallenden

[1] Monochromator und Kavität müssen nicht unbedingt die gleiche Temperatur besitzen: die Meßfühler besitzen unbekannte Offsets.

und transmittierten Strahl als auch für die sechs an den beiden Stegen nach oben auslaufenden Nebenreflexe. Den Boden der Kammer bildete eine am Goniometerkopf befestigte Aluminiumplatte. So konnte der Kristall noch ohne die Vakuumkammer justiert werden, die dann lediglich auf die Bodenplatte gesetzt wurde.
Ein hochwertiges Vakuum ist mit der Verwendung von PVC offensichtlich nicht mehr möglich, aber in diesem Fall kam es lediglich darauf an, ein Luft–evakuiertes Gefäß zur Temperaturstabilisierung zu erhalten. Zusätzlich waren sowohl Kammer als auch Bodenplatte außen mit Schaumstoff beklebt. Mit diesen Maßnahmen konnte die Temperaturdrift der Probe auf 0,0034K/h gesenkt werden. Zum Vergleich: die Temperaturdrift des Monochromatorkristalls (aktive Stabilisierung) beträgt 0,0004K/h.
Zur Überwachung der Temperaturdrift wurde ein NTC-Thermistor innerhalb der Vakuumkammer direkt auf dem Kristall (Kavität, Interferometer) befestigt. In Abbildung 4.3 ist gut erkennbar, wie empfindlich der Aufbau ist: direkt nach Abhängen der Klimaanlagen wurde die Temperatur im Inneren der noch leeren Vakuumkammer gemessen. Erkennbar ist das langsame Abkühlen des Goniometers, das nun nicht mehr im Luftstrom der Klimaanlagen steht. Deutlich erkennbar sind die Auswirkungen eines Betretens der Meßhütte.

4.2. Versuchsergebnisse Kavität

Der Intensität des einfallenden Strahls ist direkt proportional zur Zahl der Elektronen im Bunch, und damit auch zum Strom im Speicherring (Ringcurrent). Im Singlebunchmodus ist die Lebenszeit des Elektronenpakets sehr gering, und ein Refill ist ca. alle drei Stunden nötig. Zum Vergleich einzelner Scans und auch zur Analyse längerer Scans ist es nötig, den zum jeweiligen Zeitpunkt aktuellen Ringcurrent einzubeziehen. Soweit nicht anders angegeben, sind alle Meßkurven bereits auf den Ringcurrent normalisiert.

4.2.1. Justierarbeiten

Die Messungen zur Justage der Kavität wurden alle mit dem Szintillationsdetektor durchgeführt.

Bestimmung der Dicke der Stege
Noch nicht auf einen Reflex justiert, kann die Dicke der Stege leicht über eine Messung der Absorption gemessen werden. Hierzu wurde einmal horizontal über die Stege der Kavität gescannt (vgl. Abb. 4.4). Mit diesem Scan kann sowohl die horizontale Lage der Stege als auch später in der Auswertung ihre Dicke bestimmt werden. Während der Justierscans wurde die Vakuumkammer eingebaut.

Temperaturscans
Der (888) Reflex wurde in Transmission gemessen; d. h. war der Reflex einjustiert, wurde ein Anteil des Strahls vom Kristall zurück in Richtung des Monochromators reflektiert. Die gemessene Intensität verringert sich also, falls der Rückstreureflex angeregt wird.
In exakter Rückstreuung ist die genaue Position des Reflexes nicht mehr einfach zu bestimmen, da aufgrund der Darwinbreite des Reflexes kein scharfes Minimum existiert. Die Breite des (888) Reflexes beträgt für exakte Rückstreuung 217arcsec (vgl. Abschnitt

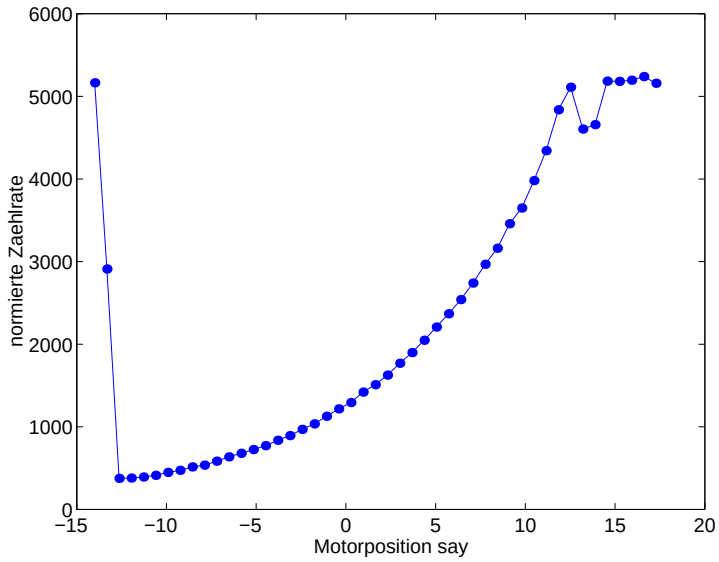


Abbildung 4.4.: Bestimmung der Lage und Dicke der Stege

2.2.7). Deshalb ist die genaue Lage des Reflexes nicht mehr leicht zu bestimmen, daher wird ein Trick verwandt: Der Monochromator wird in seiner Temperatur abgekühlt, so daß aufgrund der Ausdehnung des Kristallgitters etwas kurzwelligere Strahlung auf die Probe trifft.
Bei genügend großem Temperaturunterschied zur Temperatur der Probe teilt sich der breite Rückstreureflex in zwei schmale Reflexe auf. In Abschnitt 2.2.7 über die Behandlung exakter Rückstreuung im Rahmen der dynamischen Theorie, ist dieses Verhalten beschrieben. Das Aufspalten des Reflexes entspricht einem Übergang von Fall 2 zu Fall 1, vgl. auch Abb. 2.10.
Die beiden Reflexe liegen symmetrisch zu der exakten Rückstreuposition $\theta_B = \pi/2$. Damit kann der Kristall in θ und ϕ justiert werden.
Jetzt muß lediglich die Temperatur des Monochromators in kleinen Schritten geändert werden, bis ein Minimum im transmittierten Signal gemessen wird (vgl. Abb. 4.5). Ein Minimum im transmittierten Strahl entspricht einem Maximum in der Reflexion und somit der exakten Wellenlänge für Rückstreuung.

Einbau der APD, Erneute Justierung
Nach Bestimmung dieser Größen wurde die Avalanche Photodiode eingebaut. Die Winkelposition wurde nochmals bestimmt, jetzt zu $\theta = -0{,}0526°$ und $\phi = 0{,}47825°$, vgl. Abb. 4.6.
Bemerkenswert ist, daß in beiden Scans der Nebenreflex genau an der Braggposition, in der Mitte der beiden Reflexe, angeregt wird.

4.2.2. Zeitaufgelöste Messungen des (888)–Reflexes

Nach weiteren Temperaturscans war die Kavität nun genau in Rückstreuung orientiert, und zwei Zeitspektren mit langer Zählzeit wurden aufgenommen.

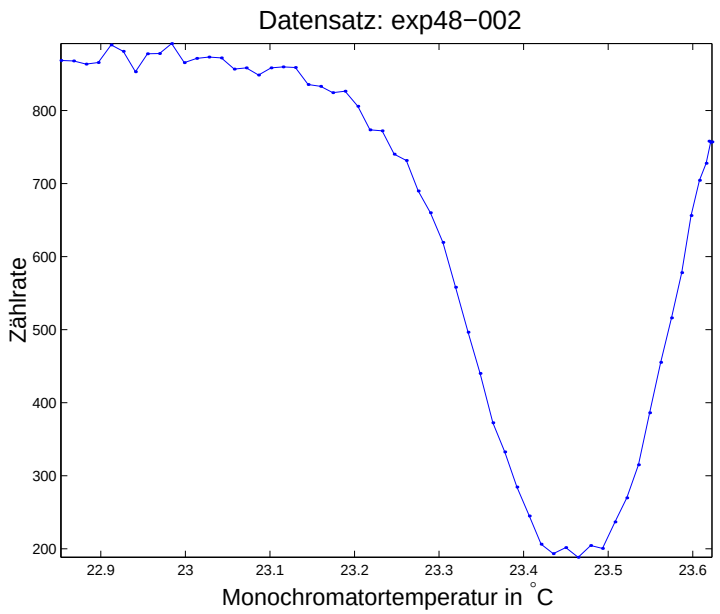


Abbildung 4.5.: Temperaturscan des (888)–Reflexes, FWHM 10,25meV

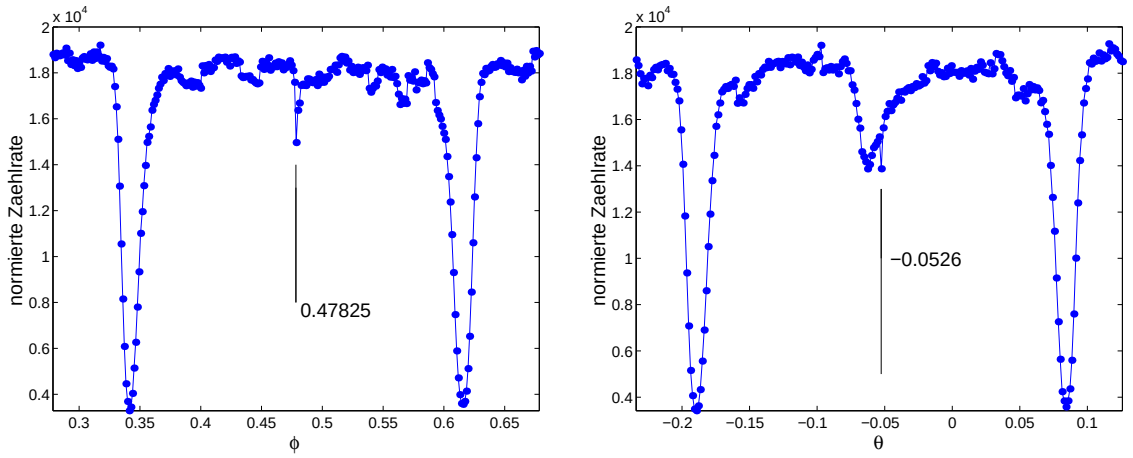


Abbildung 4.6.: Justierscans zur Bestimmung der Braggposition. Im θ–Scan ist das Auftreten zweier Nebenreflexe zu erkennen; im ϕ–Scan tritt lediglich ein Nebenreflex auf.

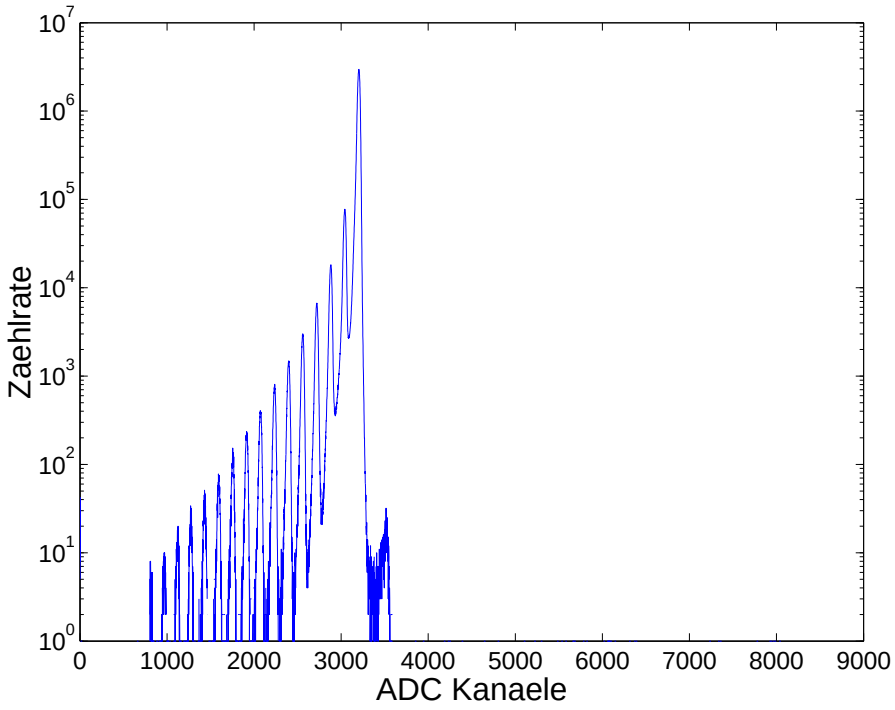


Abbildung 4.7.: Speicherung von Photonen, Zählzeit ca. 2,5 Stunden, Kristalldicke 282μm.

Das erste Zeitspektrum wurde über 8818s $\approx$ 2,5h aufgenommen (vgl. Abb. 4.7). Wie in der Abbildung zu sehen ist, war die Zeitdauer der Photonenspeicherung so hoch, daß beschlossen wurde, das Bunchclocksignal weiter zu verzögern, und somit die oberen Kanäle des ADCs auszunutzen, auch wenn dies die Totzeit des ADC beeinflußt. Zum Vergleich der Messungen wurde nach Veränderung des Delays noch ein Zeitspektrum aufgenommen, diesmal allerdings nur über 4691.32s $\approx$ 1,3h (vgl. Abb. 4.8). Bei diesen Messungen betrug die Dicke der beiden Stege 560μm.
Anschließend an diese Messung, wurde über die Zeitdauer von 533s noch eine Leermessung aufgenommen, zu der die Kavität horizontal aus dem Strahl gefahren wurde.

Zeitaufgelöster Scan über die Kristalldicke
Mit einem zeitaufgelösten Scan horizontal über die Kavität wurde die Abhängigkeit der Speicherung von Photonen von der Stegdicke bestimmt. Hierzu wurde im mittleren Bereich des Stegs jeweils im Abstand eines Millimeters ein Zeitspektrum aufgenommen, mit einer Zählzeit von 600s. Während dieses Scans lag die Temperatur des Monochromators 0,8745°C über der der Kavität.
Auffällig ist der Einbruch der Photonenspeicherung bei 350μm.

Zeitaufgelöster Temperatur– und Winkelscan
Als nächstes wurde ein Temperaturscan mit 0,1° Schritten durchgeführt. Zu jeder Monochromatortemperatur wurde jeweils ein θ– und ϕ–Scan durchgeführt. Die Dicke der beiden Stege betrug bei diesen Scans 449μm.
Die Meßergebnisse dieses Scans sind aus Gründen der Übersichtlichkeit in Anhang C.1 abgedruckt.

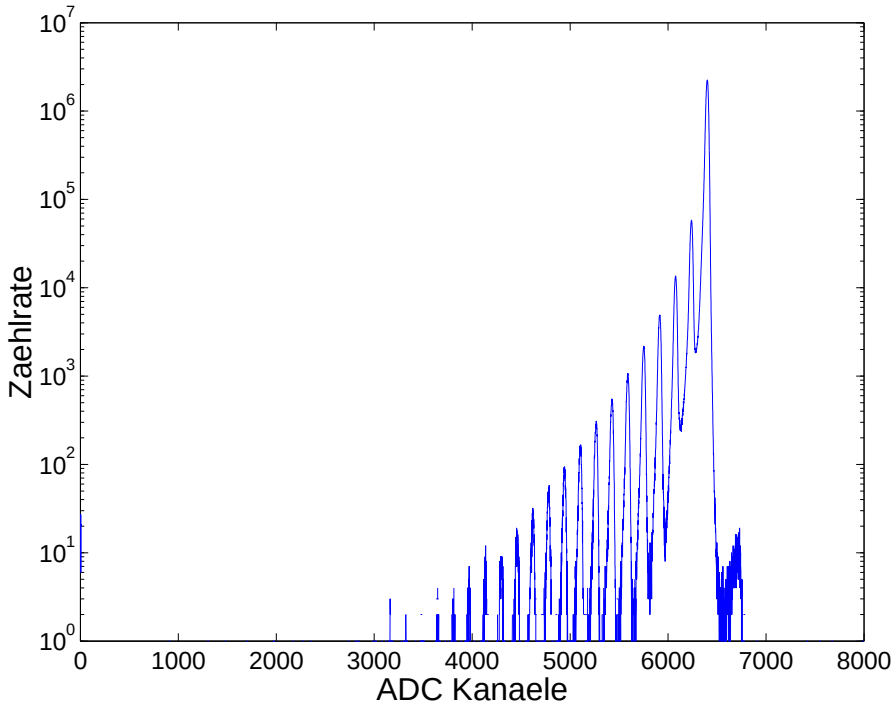


Abbildung 4.8.: Speicherung von Photonen, Zählzeit ca. 1,3 Stunden, mit größerer Verzögerung der Bunchclock, Kristalldicke 282μm.

Weitere Zeitaufgelöste Scans über die Kristalldicke

Nach Einstellen des Reflexes auf die für Bragg–Reflexionen ideale Temperatur des Monochromators, wurden weitere Zeitspektren für verschiedene Kristalldicken aufgenommen. Diese Messungen fanden an der gleichen Winkelposition statt wie die vorhergehenden, allerdings lag bei diesen Messungen die Monochromatortemperatur um 2,6609°C über der Temperatur der Kavität.

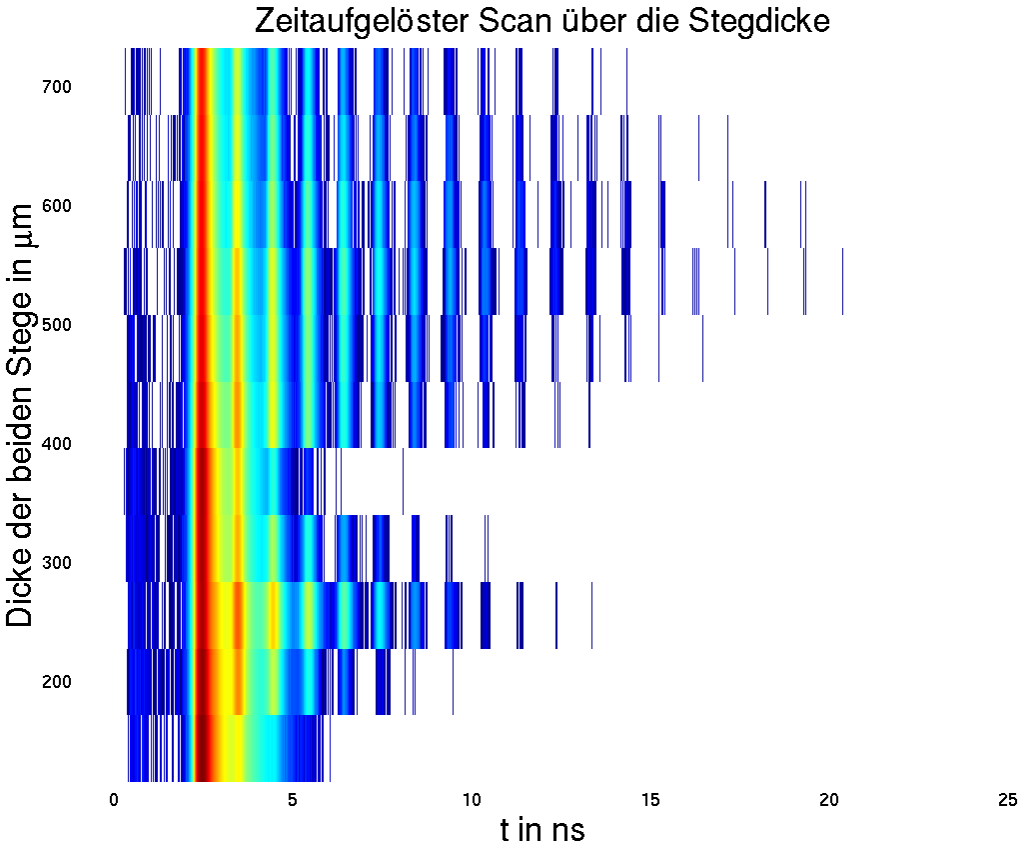
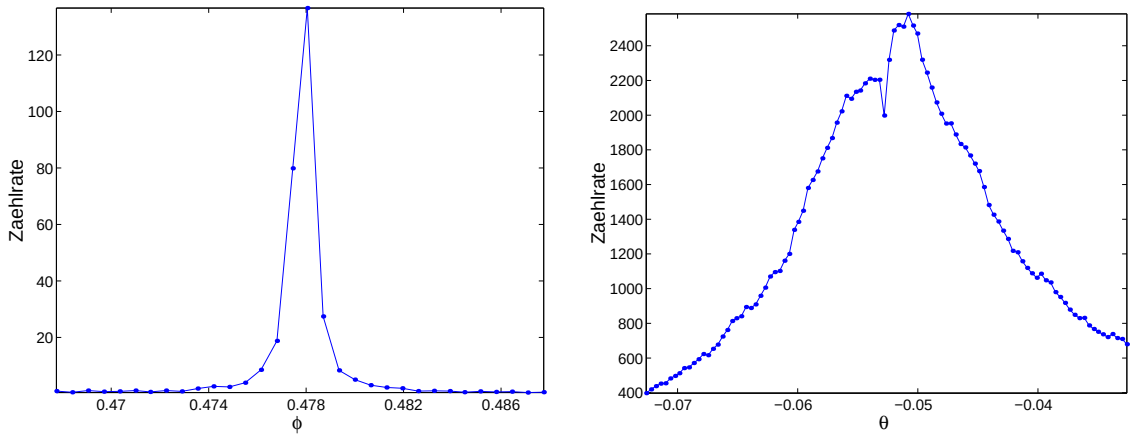


Abbildung 4.9.: Zeitaufgelöster Scan über den mittleren Bereich der Stege



FWHM 0,0012° FWHM: 0,016°

Abbildung 4.10.: Rockingkurven in θ und ϕ des Nebenreflexes (880). Der Maßstab der Abszissen ist unterschiedlich.

4.2.3. Gemeinsame Messung des (888)– und (880)–Reflexes

Zur Messung eines Nebenreflexes fiel die Wahl auf den (880)–Reflex, da dieser direkt nach oben aus der Kavität austritt, vgl. Abb. 4.2. Eigentlich ist dieser Reflex nur für den einfallenden, von links kommenden Strahl, der (880)–Reflex, vgl. Abb. 3.2. Der gespeicherte Strahl kommt von rechts und regt den $(00\bar{8})$–Reflex an. Im Realraum können beide Reflexe mit gleicher Detektoreinstellung gemessen werden. Im weiteren Verlauf dieser Arbeit steht die Bezeichnung (880)–Reflex stets für die Kombination (880)/$(00\bar{8})$–Reflex.

Da nur ein zeitauflösender Detektor zur Verfügung stand, wurde ein Szintillationsdetektor verwendet, um den Nebenreflex zu justieren. Zur optimalen Justierung des Reflexes wurde der bisher auf 0 stehende χ–Kreis auf 0,01967° gefahren. Damit ergaben sich in θ und ϕ die in Abb. 4.10 gezeigten Reflexkurven. Auffällig sind die sehr unterschiedlichen Breiten des Reflexes in θ (breit) und ϕ (sehr schmal). Der Dip im θ–Scan erscheint genau an der Stelle, an der der (888)–Reflex einjustiert war.

Zeitaufgelöster Temperatur– und Winkelscan

Mit einem weiteren Temperatur– und Winkelscan in θ wurde die Beeinflussung der Photonenspeicherung durch die Anregung dieses Reflexes untersucht.

Der Monochromator wurde in 0,1°C Schritten von 23,6°C auf 23,2°C abgekühlt. Zu jeder Temperatur wurden nach Stabilisierung des Monochromators zwei identische θ–Scans aufgenommen, um Verluste durch Refilling und eventuell noch vorhandene Temperaturdriften des Monochromators auszugleichen. (Dies erwies sich in beiden Fällen als sinnvoll.) Winkelscans in ϕ erschienen aufgrund der geringen Halbwertsbreite dieses Reflexes nicht sinnvoll. Die θ–Scans wurden mit einer sehr hohen Auflösung gemessen: 100 Punkte über 0,06°, mit je einer Zählzeit von 30s. Auch diese Messungen sind im Anhang C.2 abgebildet.

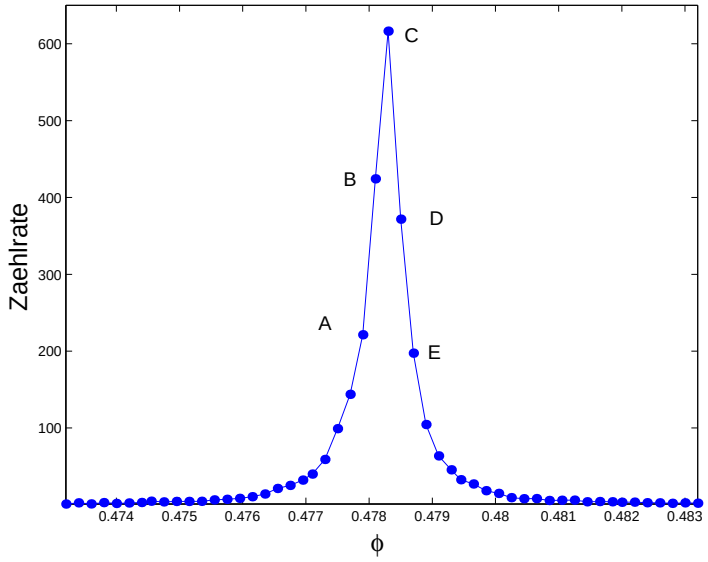


Abbildung 4.11.: Winkelscan des (880)–Reflexes. FWHM: 0,000587°.

4.2.4. Zeitaufgelöste Messungen des (880)–Reflexes

Als nächstes wurde die Zeitstruktur des multiplen (880–Reflexes bestimmt. Die Avalanche Diode wurde umgebaut und auf den Reflex einjustiert, wieder mit Schrittmotoren. Aufgrund der knappen Meßzeit konnte nur ein zeitaufgelöster Winkelscan gemessen werden. Es wurde der sehr schmale (880)–Reflex gewählt. An verschiedenen Punkten der Rockingkurve (vgl. Abb. 4.11) wurden fünf Zeitspektren (Abb. 4.12 bis 4.16) aufgenommen.

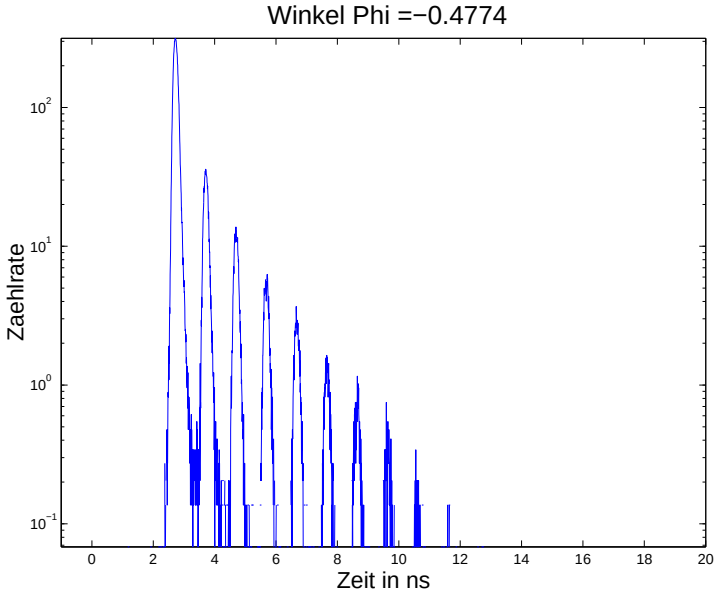


Abbildung 4.12.: Zeitstruktur Position A

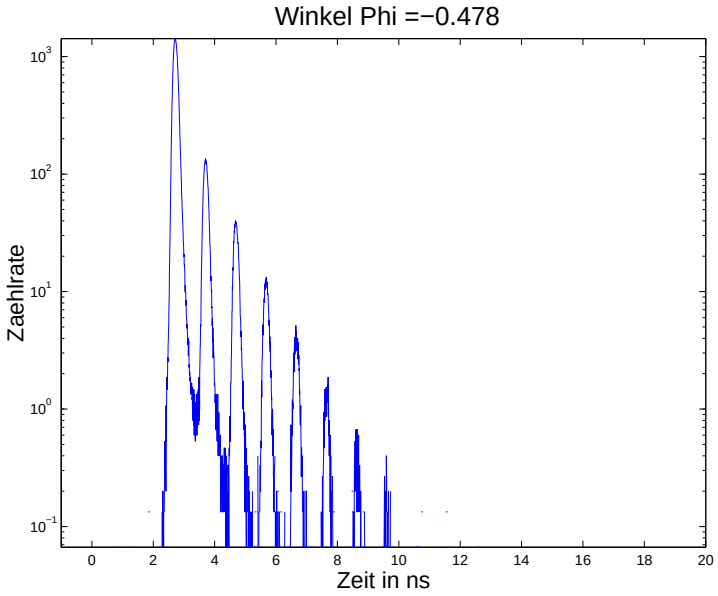


Abbildung 4.13.: Zeitstruktur Position B

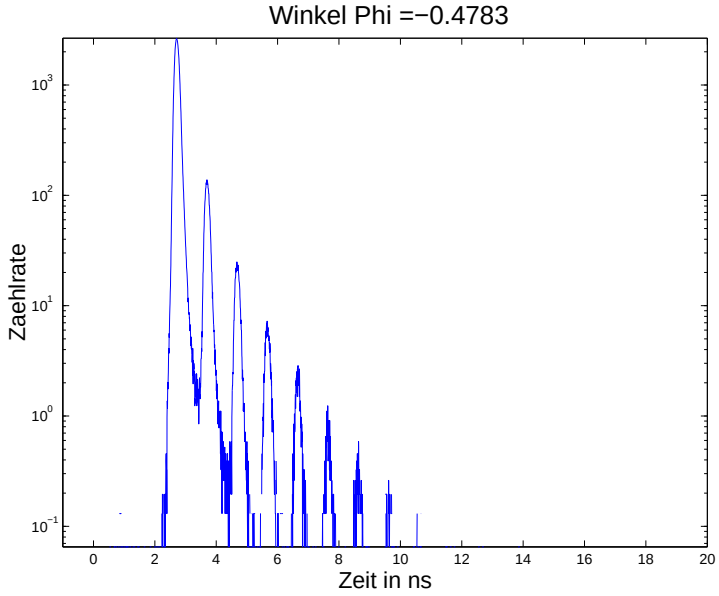


Abbildung 4.14.: Zeitstruktur Position C

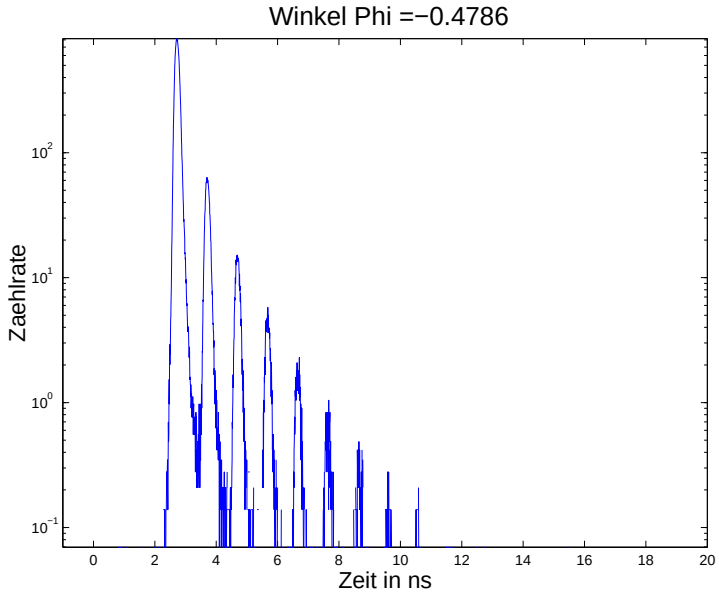


Abbildung 4.15.: Zeitstruktur Position D

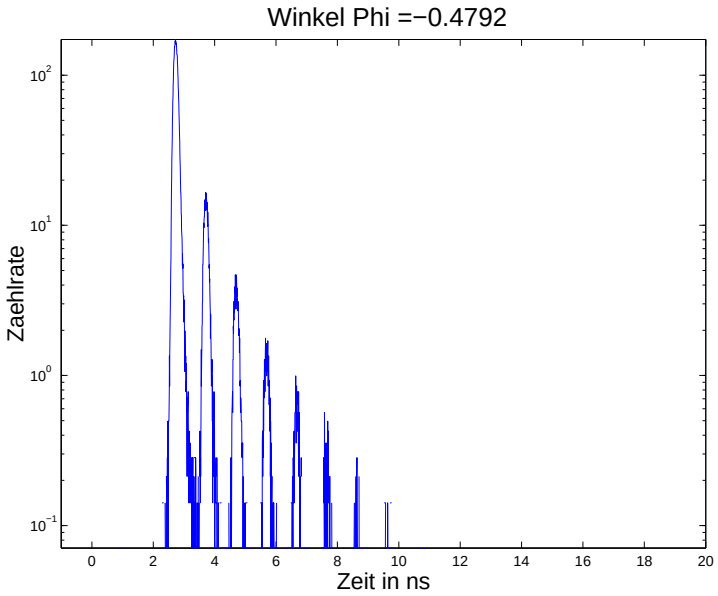


Abbildung 4.16.: Zeitstruktur Position E

4.3. Versuchsergebnisse Interferometer

Es wurden Messungen an zwei der acht präparierten Kristalle durchgeführt: A2 und C1. Der Versuchsaufbau ist identisch zu dem für die Messungen der Kavität.

4.3.1. Kristall A2 und A3

Zuerst wurde der Kristall A3 eingebaut, da er zwei symmetrische Stege und die kleinsten Stegdicken besaß, somit am geeignetesten für Interferenzeffekte schien. Wider Erwarten war es nicht möglich, den Kristall in Rückstreuung zu orientieren. Da unklar war, inwieweit die Rockingkurve durch Interferenzeffekte beeinflußt wird, wurde Kristall A2 eingebaut. Da dieser stellenweise nur eine Lamelle besitzt, können dort keine Interferenzeffekte auftreten. Allerdings war auch hier ein Justieren des Reflexes nicht möglich.
Da dies noch ohne die Vakuumkammer versucht wurde, lag dies vermutlich an Temperaturdriften der dünnen Stege. Es erschien sinnvoller auf einen Kristall mit dickeren Stegen und somit geringerer Temperaturempfindlichkeit auszuweichen.

4.3.2. Kristall C1

Der Kristall C1 wurde gleich zu Beginn der Justiermessungen in die Vakuumkammer eingebaut. Auch hier erwies sich die Justage des Kristalls als ausgesprochen schwierig. Einjustiert, war der Rückstreureflex siebenmal breiter als der theoretische Wert. Bereits während der Justage des Reflexes wurde eine Feinstrukturierung des Rockingkurven deutlich. Diese Strukturierung ist so ausgeprägt, daß ein Einjustieren des Reflexes erst mit stabilisierter Kristalltemperatur möglich war.
In Abb. 4.17 bis 4.19 sind die drei letzten gemessenen Rockingkurven abgebildet.

Temperaturscan

Ein Temperaturscan (Abb. 4.20) des Kristalls mußte aufgrund der begrenzten Strahlzeit leider vorzeitig abgebrochen werden. Auffällig ist die trotzdem erkennbare Breite des Transmissionsminimums und das — im Vergleich zu den Temperaturscans der Kavität — „Rauschen“ der Meßwerte.

4.4. Qualität der Interferometerkristalle

Zwei der acht Interferometerkristalle, A2 und C1, wurden an der Hochenergiebeamline ID15 auf Verspannungen untersucht. Da nur bei Kristall C1 das Auftreten von Interferenzen gemessen werden konnte, sollen hier lediglich die Meßergebnisse dieses Kristalls angegeben werden.

4.4.1. Das Dreikristalldiffraktometer

Abbildung 4.21 zeigt eine schematische Aufsicht auf den Aufbau des Dreikristalldiffraktometers an ID15. Von links kommt ein fein kollimierter weißer Strahl, der auf den Monochromator trifft, und von dort auf Probe, Analysatorkristall und Detektor (in diesem Fall

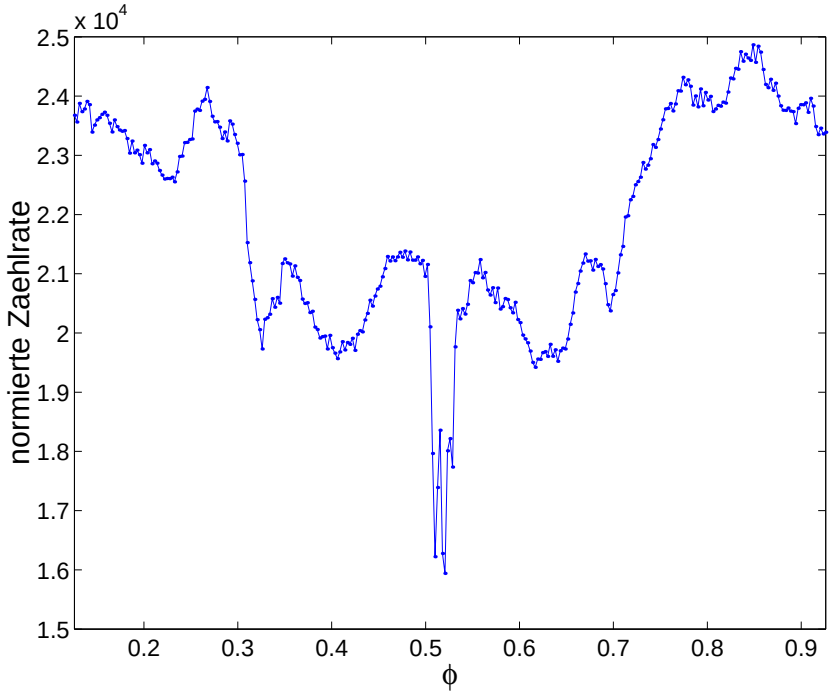


Abbildung 4.17.: Rockingkurve des Kristall in ϕ, geringere Auflösung als in den anderen beiden Abb. 4.18 und 4.19.

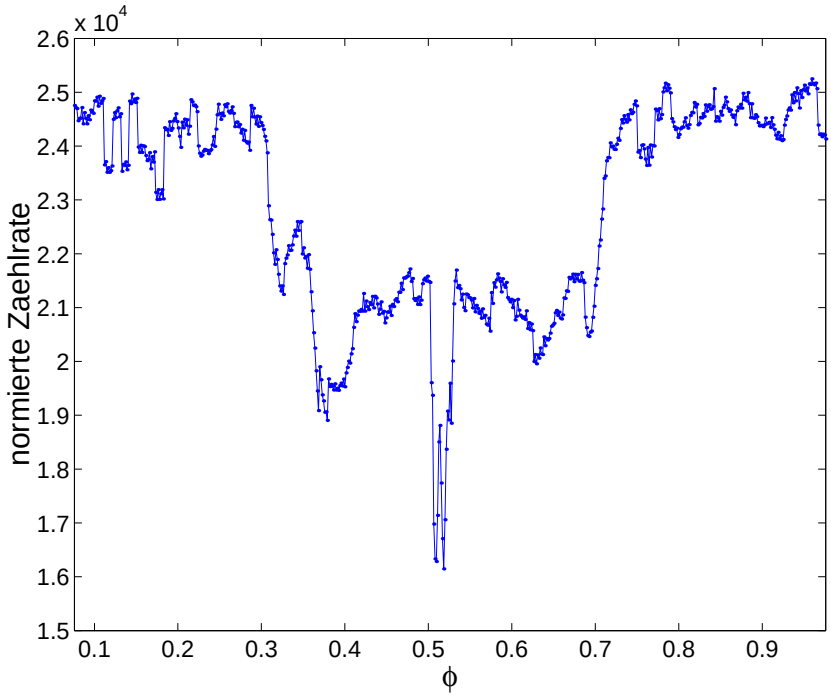


Abbildung 4.18.: Rockingkurve des Kristall in ϕ, hohe Auflösung

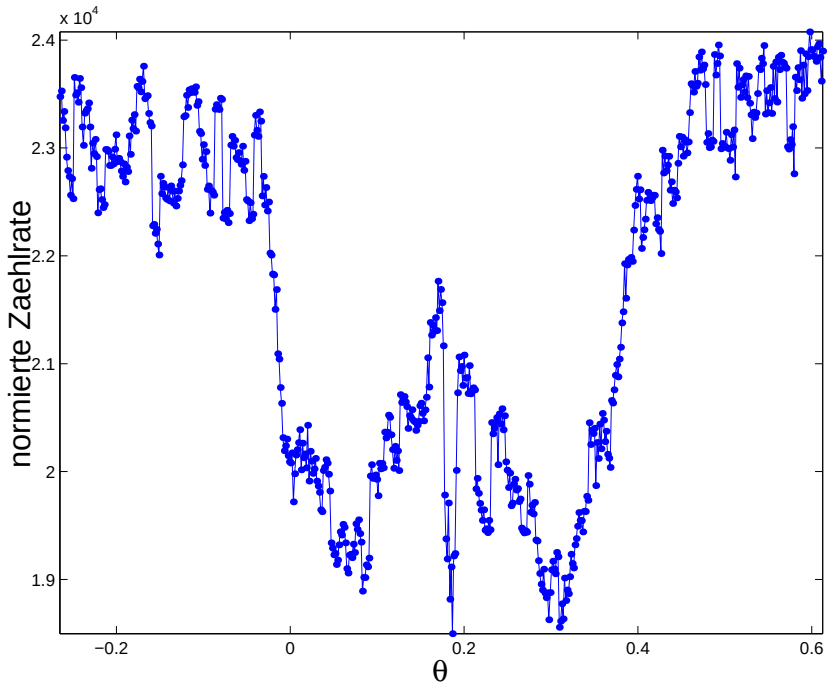


Abbildung 4.19.: Rockingkurve des Kristall in θ, hohe Auflösung

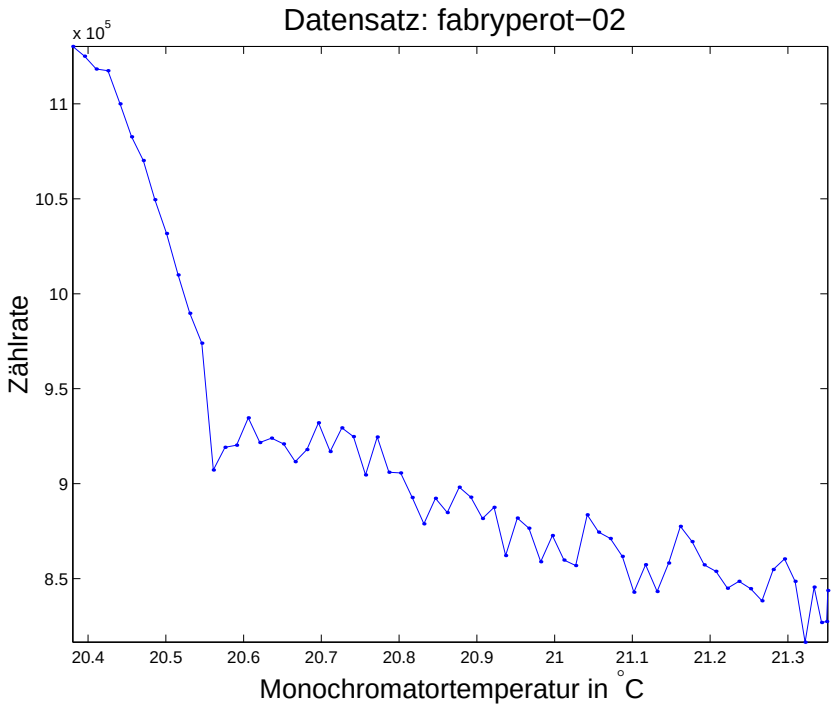


Abbildung 4.20.: Temperaturscan des Interferometers

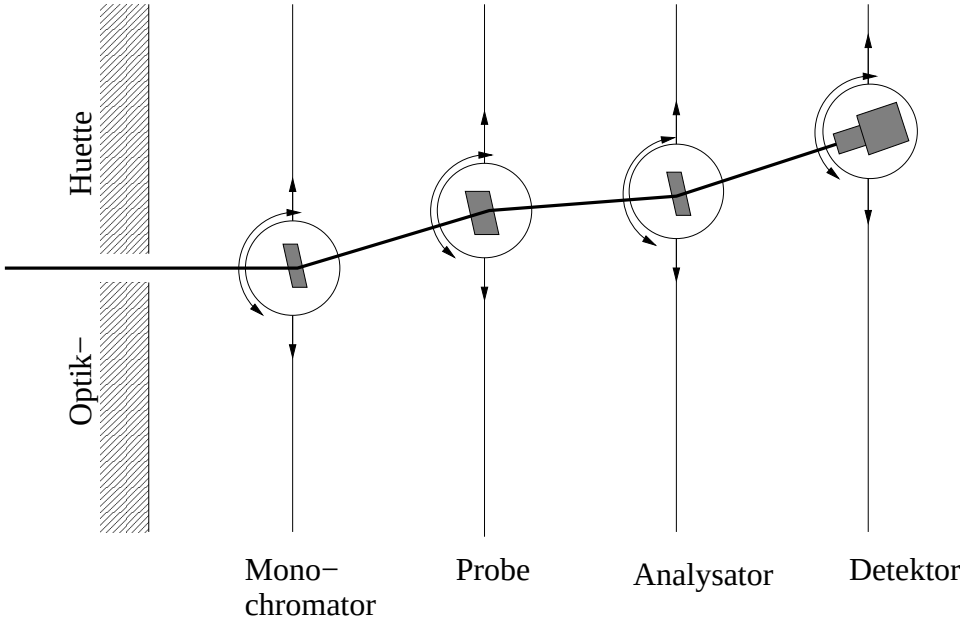


Abbildung 4.21.: Schematischer Aufbau eines Dreikristalldiffraktometer

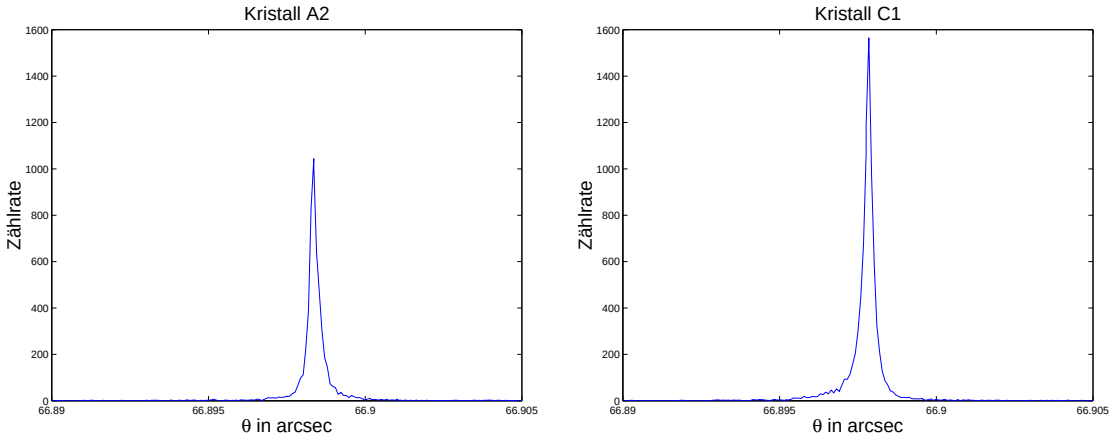
ein NaI–Szintillationszähler). Monochromator, Probe, Analysator und Detektor können alle getrennt voneinander in der Streuebene verschoben und rotiert werden. Die Probe wird also in Laue–Geometrie vermessen. Aufgrund der verwendeten hochenergetischen Röntgenstrahlung kann so direkt das Volumen einer Probe untersucht werden.
Mit Hilfe des Analysators (der auf einen Reflex gleicher Wellenlänge wie der Monochromator justiert ist), kann die Wellenlänge des Reflexes der Probe untersucht werden.
Wird der Analysatorkristall nicht verwandt, so kann die Breite und die Schärfe eines Reflexes vermessen werden. Aus der Abweichung zu den Theoriewerten lassen sich so Kristallfehler und Verspannungen des Kristalls bestimmen.

4.4.2. Messungen

Beide Kristalle (A2 und C1) wurden jeweils an einer Stelle mit eingebautem Analysatorkristall untersucht (vgl. Abb. 4.4.2).
Nach Einjustieren des Kristalls auf den $\bar{3}51$–Reflex (vgl. Tab. 4.2) wurde der Kristall vermessen (gemappt): In der Vertikalen in 0,1mm Schritten und in der Horizontalen in 3mm Schritten wurde jeweils eine Rockingkurve des Reflexes aufgenommen. Aus Gründen der Übersichtlichkeit sind die Rockingkurven in Anhang D Abb. D.1 bis D.9 aufgeführt.

Reflex	$\bar{3}51$
FWHM	0,04°
Energie	113,026keV
2θ	6,84838°
Winkel zwischen $\bar{1}10$(Steg) und $\bar{3}51$	17,02°

Tabelle 4.2.: Der $\bar{3}51$ Reflex



Kristall A2 Kristall C1

Abbildung 4.22.: Messungen mit Analysatorkristall

Da die Rockingkurven deutlich auf Verspannungen des Kristalls hinwiesen, wurde der Kristall getempert, um festzustellen, ob die Verspannungen dadurch verringert werden können. Getempert wurde 30 Minuten bei 1000°C, (nicht unter Vakuum). Nach dem Tempern wurde der Kristall nochmal vermessen, allerdings wurden nur entlang eines horizontalen Schnittes Vergleichsmessungen aufgenommen (Abb. D.10).

5. Auswertung

5.1. Kavität: Nicht–Zeitaufgelöste Messungen

5.1.1. Bestimmung der Dicke der Stege

Noch vor Justierung der exakten Rückstreuposition wurde die Dicke der keilförmigen Stege der Kavität bestimmt. Ist die Intensität des einfallenden Strahls ohne Kristall bekannt, und kein Reflex justiert, so kann mit dem Beerschen Absorptionsgesetz [37] die Gesamtdicke der beiden Stege bestimmt werden,

$$I(z) = I_0 \cdot e^{-\alpha z} \tag{5.1}$$

mit Anfangsintensität I_0, Absorptionskoeffizient α und Eindringtiefe z. Der Absorptionskoeffizient α von Si beträgt bei der verwendeten Wellenlänge $\alpha_{\mathrm{Si}} = 1{,}903700131/\mathrm{mm}$ [26]. Anhand des exponentiellen Abfalls der Meßpunkte (vgl. Abb. 5.1) läßt sich gut sehen, daß die Stege gut keilförmig geschnitten sind und keine Stufen aufweisen.
Mit dieser Rechnung ergibt sich eine maximale Dicke beider Stege zusammen von 1368μm $\pm 5{,}3 \cdot 10^{-4}\mu$m. Falls beide Stege identisch geschnitten sind, beträgt die Dicke eines Steges an dieser Stelle also 684μm. Die beiden Meßpunkte, die vor Beginn des exponentiellen Abfalls eine deutlich kleinere Intensität besitzen, stammen vermutlich von einer herstellungsbedingten Verdickung an den Keilspitzen.

5.1.2. Reflexbreiten: Vergleich Theorie und Experiment

Winkel
Die Halbwertsbreite des (888)–Reflexes ist identisch für θ– und ϕ–Scans, liegt allerdings 273% über der theoretischen Breite des Darwinplateaus (vgl. auch Abb. 5.1).
Auffällig sind die unterschiedlichen Breiten des Nebenreflexes. Diese entsprechen den Voraussagen aus Abschnitt 2.2.8: Aus Abb. 2.11 ist ersichtlich, daß die Nebenreflexe in Winkelscans tangential zu dem Kreisbogen des Darwinplateaus des (888)–Reflexes sehr

Reflex	Scan	FWHM Experiment
(888)	φ	$0{,}165° = 594$arcsec
(888)	θ	$0{,}165° = 594$arcsec
(880)	φ	$0{,}0012° = 4{,}3$arcsec
(880)	θ	$0{,}0146° = 52{,}6$arcsec

Tabelle 5.1.: gemessene Reflexbreiten

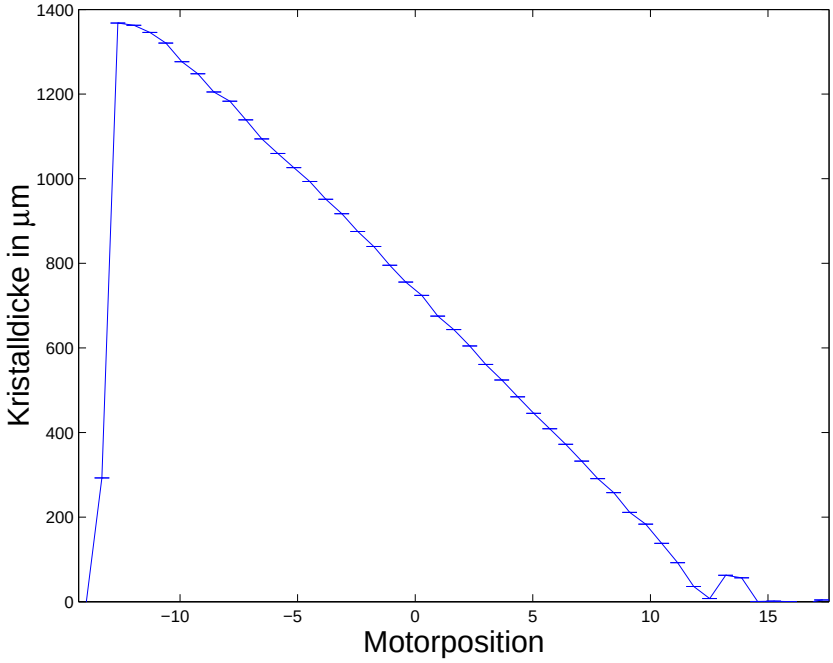


Abbildung 5.1.: Messung und Fit der Absorption über der Kristalldicke

schmal sind; in Scans radial entlang des Kreisbogens werden die Rockingkurven dagegen sehr breit.
Da der Nebenreflex in der Ebene vertikal zur Strahlachse austritt, entspricht ein Scan in dieser Ebene einem tangentialen Scan in Abb. 2.11, während ein Scan in der horizontalen Ebene des einfallenden Strahls einem radialen Scan entspricht [14]. Diese Erwartung wird von ϕ– und θ–Scan erfüllt.
Eine Berechnung theoretischer Reflexbreiten für die Nebenreflexe ist im Falle der Rückstreuung nicht trivial, und ohne exakte Kenntnis der Kristallorientierung in Bezug auf die Goniometerkreise auch nicht mit dem Experiment vergleichbar.

Energie
Die energetischen Halbwertsbreiten der Temperaturscans liegen zwischen 9,64meV und 11,54meV. Die theoretische Halbwertsbreite des Rückstreureflexes beträgt 3,7meV.
Die Intensität fällt im Minimum der Temperaturscans auf ca. 22% ab.

5.2. Zeitaufgelöste Messungen

5.2.1. Güte der Zeitauflösung

Der Abstand einzelner Pulse ließ sich sehr genau bestimmen. Die 8192 Kanäle des MCA entsprachen einer Skala von 50ns; damit besitzen zwei Kanäle einen zeitlichen Abstand von 6,104ps. Die Maxima der einzelnen Pulse besitzen einen mittleren Abstand von 161 ± 2 Kanälen, also $(0{,}983 \pm 0{,}012)$ns. Diese Zeit entspricht einem Hin– und Herlauf

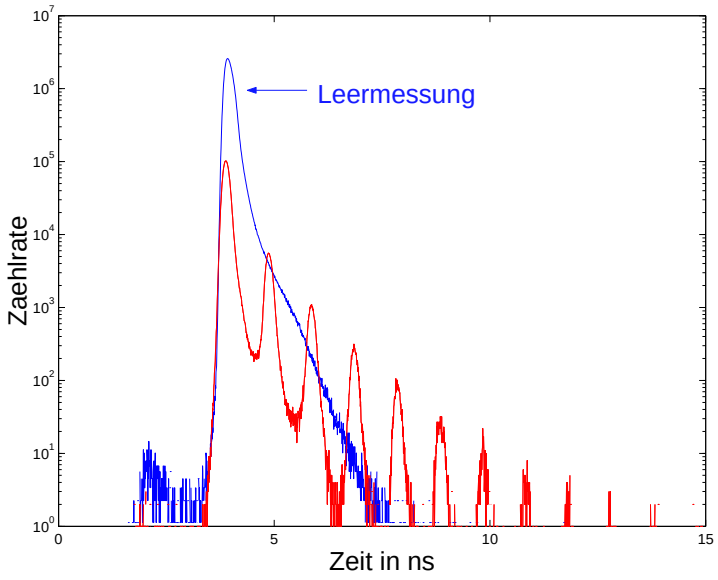


Abbildung 5.2.: Vergleich der Pulsstruktur der Leermessung und einer Messung mit guter Photonenspeicherung

der gespeicherten Photonen im Innern der Kavität. Damit errechnet sich der Abstand der beiden Stege der Kavität zu $(147{,}3 \pm 1{,}83)$mm.
Mit dem in Abschnitt 3.11 beschriebenem Aufbau wurde eine Zeitauflösung[1] für den primären Strahl von 105ps erreicht. Auch für die Pulse der gespeicherten Photonen wurde die Zeitauflösung nicht deutlich schlechter, obwohl die Intensität mehrere Größenordnungen geringer war. Für spätere Pulse betrug die Zeitauflösung knapp 140ps. Die Zeitauflösung der fallenden Flanke verbesserte sich mit abnehmender Intensität: liegt sie für den primären Strahl im Bereich von 200ps, verbessert sie sich für die Pulse der gespeicherten Photonen auf ebenfalls 140ps.
Anhand von Abbildung 5.2 sollen die Charakteristiken der Zeitstruktur besprochen werden:

- Der erste große Peak entspricht dem vom Synchrotron stammenden Photonenpuls. Das schwache Signal kurz davor rührt von einer unsauberen Füllung des Synchrotrons her. Vermutlich laufen jeweils vor dem eigentlichen Elektronenpaket, das den Singlebunch bildet, noch einige wenige Elektronen im Speicherring mit.

- Die Breite des ersten Pulses ist vermutlich größtenteils von der Meßelektronik (Reflexionen innerhalb der Kabel etc.) verursacht.

- Für schwächere Intensitäten sind die einzelnen Pulse deutlich getrennt. Dies bedeutet, daß die Photodiode erwartungsgemäß (vgl. Abschnitt 3.3.2) rauschfrei arbeitet. Meßpunkte, die nur wenigen Counts entsprechen, besitzen einen zu großen Fehler in ihrer Intensität, als daß sie für die Auswertungen verwandt werden können. Trotzdem liegen — abgesehen von der fallenden Flanke des primären Strahls —

[1] 10% bis 90% der steigenden Flanke

alle Counts des Detektors in den Kanälen des MCA, in denen ein Pulssignal der gespeicherten Photonen erwartet wird.

- Die Position des primären Strahls ändert sich mit jedem Refill um wenige Picosekunden. Dies wird verursacht durch Phasenverschiebungen zwischen Elektronenbunch und Bunchclock [45].

- Es ist bereits anhand des Verlaufs der Hüllkurve und ihrer Maxima zu erkennen, daß das Abfallen der Intensität der einzelnen Pulse keiner Exponentialfunktion entspricht. Die Zeitkonstante des Intensitätsabfalls vergrößert sich mit der Anzahl der Pulse.

5.2.2. Datenreduktion

Die Form der einzelnen Pulse wird von der Meßelektronik beeinflußt, ihre genaue Lage von der jeweiligen Füllung des Speicherrings. In diesem Experiment interessierte ohnehin nicht die Form der in der Kavität hin– und herlaufenden Photonenpulse, sondern deren jeweiliger Intensitätsverlust. Es erschien also naheliegend, die einzelnen Pulse aufzuintegrieren, und jedem Puls seine Gesamtintensität zuzuordnen. Damit erreicht man eine deutlich Reduktion der Meßdaten: von 8192 einzelnen Kanälen des MCA zu maximal 30 Pulsen.
Die Integration der Pulsintensitäten wird durch eine Summation über die jeweiligen MCA–Kanäle durchgeführt. Die späteren Pulse sind alle deutlich in den MCA–Kanälen getrennt. Die ersten drei bis vier Pulse werden am jeweiligen Minimum der Hüllkurve getrennt. Der dadurch verursachte Fehler liegt drei Größenordnungen unter der Gesamtintensität, ist also zu vernachlässigen.
Dies führt dazu, daß durch die Reduktion der Messungen, in denen wenig oder keine Photonenspeicherung auftrat, mehr Intensität in den ersten vier Pulsen liegt. Diese wird verursacht durch die, aufgrund von Reflexionen innerhalb der Schaltung, breite abfallende Flanke des ersten Pulses.

Visualisierung
Die gewählte Visualisierung der Meßdaten soll anhand eines Winkelscans erläutert werden (vgl. Abb. 5.3 oben).
In der dreidimensionale Auftragung fallen quantitative Abschätzungen schwer. Je nach Anzahl der Punkte im Scan können die summierten Pulse über die Zeit (rechts unten) oder den Scanparameter (links unten) übersichtlich aufgetragen werden.

Bestimmung der Reflektivitäten
Um eine Beschreibung des Intensitätsverlustes zu erhalten, wurde das Verhältnis der Intensitäten I zweier aufeinanderfolgender Pulse n und $n+1$ bestimmt, also der jeweilige Reflexionswert R_n^2 (vgl. Abschnitt 2.4).

$$R_n^2 = \frac{I_{n+1}}{I_n} \tag{5.2}$$

Auch dieser Reflexionswert läßt sich für verschiedene Scans einmal über den Scanparameter, und einmal über die Zeit (Pulse) auftragen.

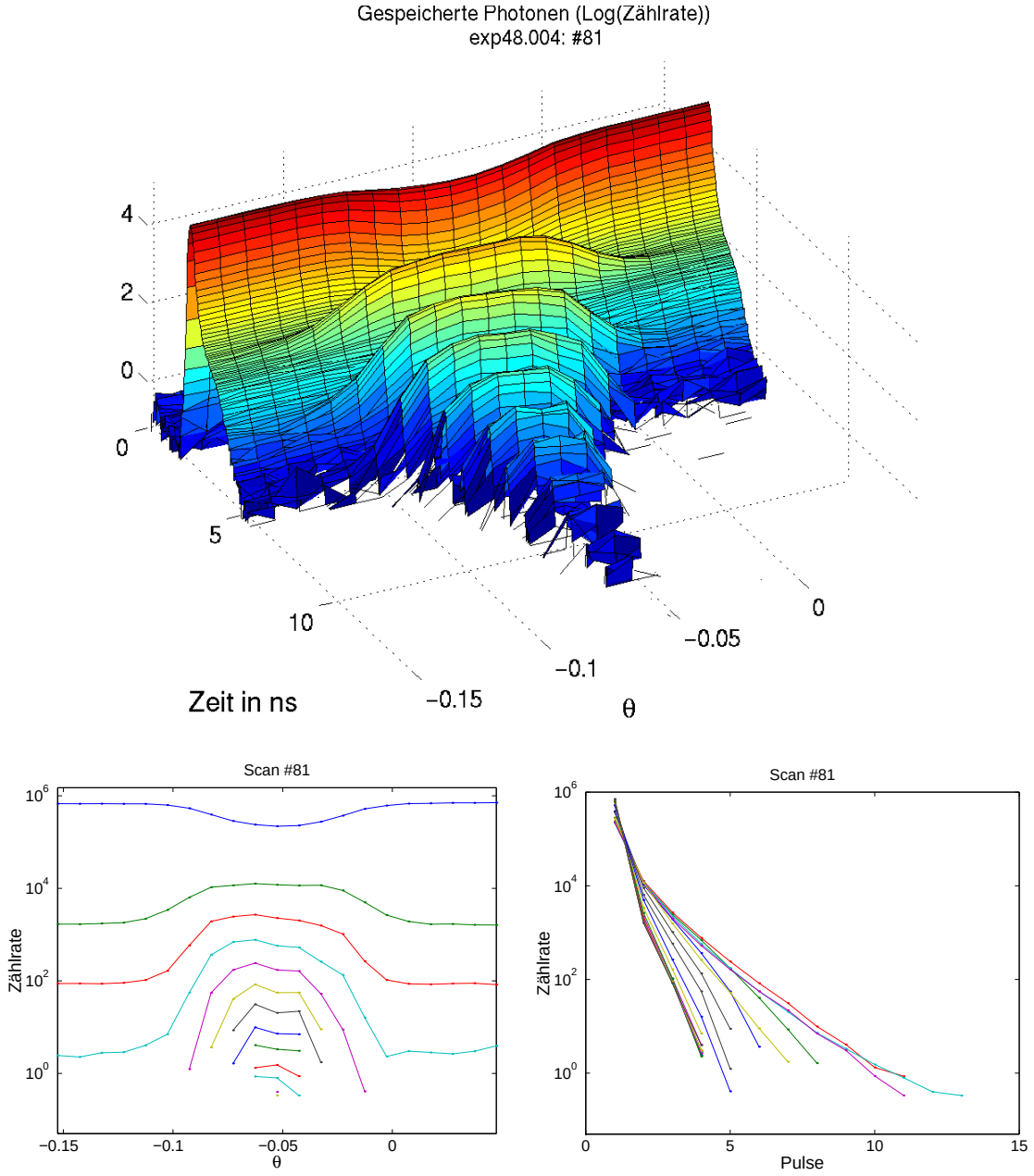


Abbildung 5.3.: Visualisierung der Datenreduktion

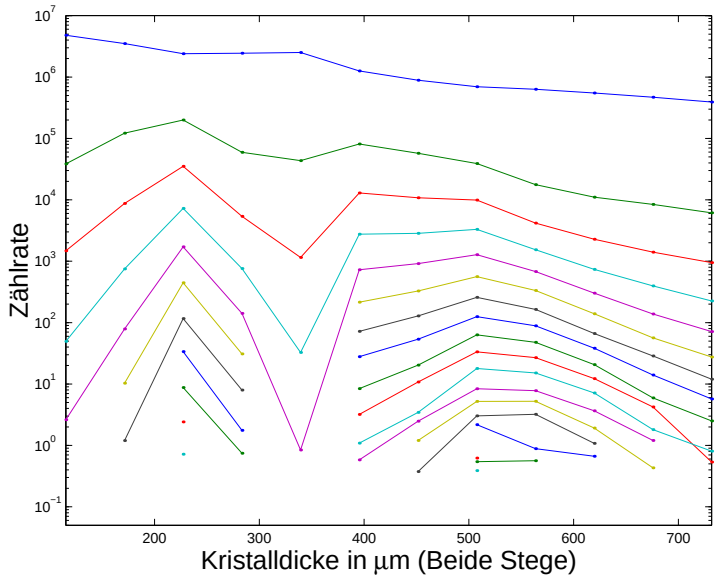


Abbildung 5.4.: Intensitäten der einzelnen Pulse über die Kristalldicke

Mit diesen Möglichkeiten der Beschreibung der Reflexe sollen die Scans über Kristalldicke, Monochromatortemperatur und Winkel betrachtet werden.

Fehlerrechnung
Es soll das Verhältnis der Intensitäten I_1 und I_2 zweier aufeinanderfolgender Pulse bestimmt werden:

$$R = \frac{I_1}{I_2} \tag{5.3}$$

wobei die Intensitäten I_i den statistischen angenommen Fehler $\Delta I_i = 1/\sqrt{I_i}$ besitzen. Fehlerfortpflanzungsrechnung für R:

$$\Delta R = \sqrt{\Delta I_1^2 \left(\frac{\partial}{\partial I_1}\frac{I_1}{I_2}\right)^2 + \Delta I_2^2 \left(\frac{\partial}{\partial I_2}\frac{I_1}{I_2}\right)^2} \tag{5.4}$$

$$= \sqrt{\Delta I_1^2 \frac{1}{I_2^2} + \Delta I_2^2 \frac{I_1^2}{I_2^4}} \tag{5.5}$$

5.2.3. Kristalldicke

Für optimale Photonenspeicherung muß ein Optimum zwischen der Einkoppelung von Photonen in die Kavität (hohe Transmission) und, nach der Einkoppelung, hoher Reflektivität der Stege erreicht werden. Mit dem Scan über die Kristalldicke ändert sich die Transmission/Reflektivität, und die ideale Kristalldicke für Photonenspeicherung kann ermittelt werden.
Auffällig ist der Einbruch bei 330μm in Abb. 5.4. Die Ursache dieses Einbruchs liegt vermutlich in einem Kristallfehler an dieser Stelle, oder einem Problem mit der Motorsteuerung. Es wurde kein Winkelscan aufgenommen, um festzustellen, ob die Kavität

noch in Rückstreuung orientiert ist. Für diese Interpretation spricht auch die Tatsache, daß die an diesen Punkten gemessene Intensität nahezu die mit dem Beerschen Absorptionsgesetz berechnete Intensität beträgt, die erreicht wird, falls kein Reflex angeregt wird.

5.2.4. Energie– und Winkelscans

Die über die Pulse summierten Scans der beiden zeitaufgelösten Energie– und Winkelscans sind im Anhang, Abschnitt C.1 und E.1 dargestellt.
Die Einstellung der Kavität im ersten Scan war im Vergleich zum zweiten Scan nicht sehr gut. Im zweiten Scan wurden bis zu 30 Pulse beobachtet. Die Auflösung des zweiten Scans ist sehr hoch, allerdings wurde nur über einen kleinen Winkelbereich, nämlich die θ–Breite des (880)–Reflexes gescannt. Die beiden kombinierten Temperatur– und Winkelscans sind nur bedingt vergleichbar, da sie bei verschiedenen Einstellungen der ϕ– und χ–Kreise stattfanden.

Temperaturscan mit grober Winkelauflösung
An dem ersten Temperatur– und Winkelscan (Anhang C.1) kann das in Abschnitt 2.2.7 beschriebene Aufspalten der Dispersionsflächen und das Entstehen der breiten Totalreflexionszone betrachtet werden.
Bei den Messungen mit einer Temperaturdifferenz von 0,36°C bis 0,76°C (Abb. C.2 bis C.11) ist die Wellenlänge der einfallenden Strahlung zu kurz: es treten zwei getrennte Reflexe auf. Dies entspricht Fall 1 in Abschnitt 2.2.7 (vgl. auch Abb. 2.10).
Bei weiterer Erwärmung des Monochromators verschwindet der zweite Zeig der Dispersionfläche, es gibt nur noch einen Bereich der Totalreflexionszone. In den Abb. C.11 und Abb. C.12 ist zu erkennen, daß nur noch ein kleines Stück des zweiten Zweiges der Dispersionsflächen auftritt. Dies entspricht Fall 2a in Abschnitt 2.2.7. Bei den beiden darauffolgenden Messungen (Abb. C.13 und Abb. C.14) ist eine auf Fall 2b schließen lassende Verringerung des Minimus zu beobachten.
Eine weitere Erwärmung des Monochromators führt zu einem Aufreißen der verbliebenen Dispersionsfläche (vgl. Fall 3 in Abb. 2.10), es ist keine Totalreflektion mehr möglich, auch wenn noch ein schmaler Reflex angeregt werden kann. Tatsächlich ist in den nächsten beiden Scans (Abb. C.15 und Abb. C.16) eine deutliche Verschmälerung, verbunden mit einer Verringerung der Reflektivität, zu erkennen. Lag die Transmission in allen vorhergehenden Scans mit kälterem Monochromator bei 18% bis 24%, so nimmt sie jetzt auf 70% zu. Die in Abb.2.10, Fall 2c, erkennbaren Ausbuchtungen der beiden Kugeln ermöglichen zwar noch die schwache Anregung eines Reflexes, aber bei offensichtlich deutlich verringerter Intensität.
In einigen der Winkelscans dieses Temperaturscans treten Mehrstrahlfälle auf. Auffällig ist, daß diese alle in der Mitte, an der exakten Reflexposition, auftreten. Aufgrund der geringen Auflösung dieser Scans, und den Erfahrungen aus den feinen Justierscans, ist zu vermuten, daß die Mehrstrahlfälle immer auftreten, aber aufgrund zu grober Schrittweite nicht immer gemessen wurden.
Auffällig ist, daß die Photonenspeicherung stets nur in der Umgebung des exakten Braggwinkels stattfindet, auch wenn die Reflexe aufgespalten sind und weiter entfernt liegen.

Temperaturscan mit feiner Winkelauflösung
Der zweite Temperatur– und Winkelscan (vgl. Anhang C.2) diente der Untersuchung der Photonenspeicherung unter Anregung eines Nebenreflexes.
Trotz des gewollten Auftretens des Nebenreflexes ist die Photonenspeicherung in diesem Scan deutlich stärker aufgetreten als in dem vorhergehenden Temperatur– und Winkelscan. Dies ist darauf zurückzuführen, daß das exakte Einjustieren eines Nebenreflexes immer auch zu einer exakten Justierung des Rückstreureflexes führt. Der gemessene Ausschnitt aus der Rockingkurve des (888)–Reflexes scheint nicht direkt von der Anregung des Nebenreflexes abzuhängen. Das Maximum des Nebenreflexes ist nicht — wie man erwarten könnte — mit dem Auftreten eines Minimums im Rückstreureflex verbunden.
Die zum Teil sehr auffälligen Intensitätsänderungen in den ersten Meßpunkten des Scans ($\theta \approx -0{,}07°$) sind auf eine noch nicht stabilisierte Monochromatortemperatur zurückzuführen, sie haben für die Auswertung der Messung keine Bedeutung.

5.2.5. Nebenreflex

Auch die Messungen des 880–Reflexes (Abb. 4.12 bis 4.16) zeigen eine ähnliche Zeitstruktur, vgl. Abb. 5.5. Die Intensität des ersten Pulses der Zeitstruktur im Maximum des (880) Reflexes beträgt ca. 12% des ersten Pulses des (888)–Reflexes. Die unsaubere Füllung des Synchrotrons, die in den zeitaufgelösten Messungen des (888)-Reflexes immer vorhanden war, tritt in diesen Messungen nicht auf, auch ist die Verbreiterung des primären Pulses deutlich geringer. Beides ist eine Folge der geringen Zählrate.
Der Detektor war nicht senkrecht zur Strahlrichtung, sondern parallel zu der Bodenplatte eingebaut. Aufgrund der deutlich kleineren Abmessungen des Detektors im Vergleich zu der Größe des Strahls und der geringen Absorption dürfte dies allerdings keine Rolle spielen.

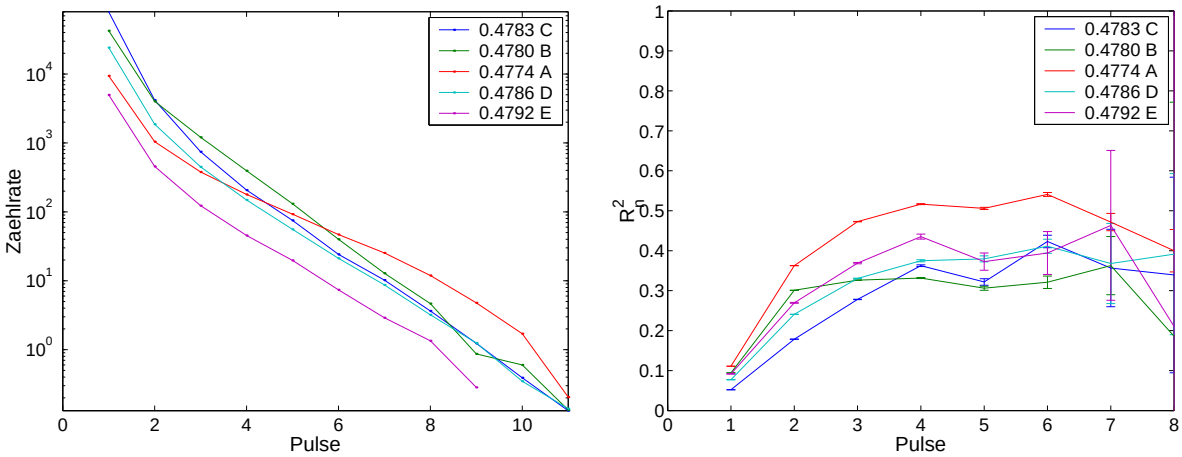


Abbildung 5.5.: zeitaufgelöste Messungen des 880–Reflexes, Betrachtung der jeweiligen Reflektivitäten

.

Auffällig ist, daß der zeitliche Abfall der Pulse bereits nach dem zweiten Puls ein exponentielles Verhalten annimmt.

5.2.6. Zusammenfassung Zeitstruktur

Das Abfallverhalten der Pulse kann verschieden Ursachen besitzen. Es ist zu unterscheiden zwischen einem physikalischem Effekt und einem eventuellen Fehler im Meßaufbau. Die in Abschnitt 2.4.2 vorgestellten Rechnungen ergeben einen hohen Intensitätsverlust zwischen dem ersten und dem zweiten Puls, und einen exponentiellen Abfall für lange gespeicherte Pulse.
Dies scheint den gemessenen Kurven zu entsprechen. Trotzdem muß untersucht werden, ob eventuelle systematische Fehler des Meßaufbaus die gemessene Zeitstruktur beeinflussen können.

5.2.7. Systematische Fehler aufgrund des Meßaufbaus

Die verwandte Methode des stroboskopischen zeitaufgelösten Messens besitzt einen Nachteil, wenn, wie in diesem Fall, verschiedene zeitlich versetzte Pulse gemessen werden. Ein detektiertes Photon startet den TAC, der durch das nächste Signal der Bunchclock wieder gestoppt wird. Werden allerdings in diesem Bunch noch weitere Photonen detektiert, so können diese für die Zeitauflösung nicht berücksichtigt werden, da der TAC bereits auf START getriggert wurde.
Die Größe dieses Effektes ist abhängig von der Zahl der Photonen, die in einem Bunch detektiert werden. Wird jeweils nur ein einzelnes Photon detektiert, so spielt dieser Effekt keine Rolle. In der Literatur [46] findet sich als Detektionswahrscheinlichkeit eines Photons eine Obergrenze von 1%, damit dieser Effekt keine Rolle spielt. Der in Abschnitt 3.11 beschriebene Meßaufbau besitzt bei konservativer Schätzung eine Akzeptanzrate von Daten von 12,5kHz, damit die Totzeit des ADC (80μs) keine Rolle spielt. Dies ist eine deutlich kleinere Frequenz als die des Einzelbunchmodus, von 354,8kHz.
Werden die Totzeiten des ADC und des Zählers nicht berücksichtigt, so kann trotzdem aufgrund der Wahl der Verstärker und Discriminatoren kein Signal höher als 200MHz, also ein Mindestabstand zweier Ereignisse von 5ns, verarbeitet werden. Mit einer kurzen Rechnung kann abgeschätzt werden, wie viele Photonen in einem Bunch detektiert werden können: Die möglichen detektierbaren Photonen pro Bunch setzten sich zusammen aus:

Photonenfluß an der Probe Aus dem bekannten Photonenfluß im Zweidrittelmodus $22{,}67 \cdot 10^9$/sec bei einem Ringstrom von 200mA ergibt sich ein maximaler Photonenfluß im Einzelbunchmodus (maximaler Ringcurrent 18mA) zu $22{,}67 \cdot 10^9/200 \cdot 18 = 2 \cdot 10^9$ Phot/sec.

Blendenöffnung Mit den Blenden wurde der Strahlquerschnitt von 2,7mm $\times$ 1mm = 2.7mm^2 auf 0,5mm $\times$ 0,5mm = 0,25mm^2 verkleinert. Dies entspricht bei Vernachlässigung eines Intensitätsgradienten einem Intensitätsverlust auf 0,25/2,7 = 9,3%.

Detektoreffizienz Die Detektoreffizienz besitzt eine theoretische Obergrenze von 2%.

Frequenz der Bunche Die Frequenz im Einzelbunchmodus beträgt bekanntermaßen 354.8kHz.

Somit ergeben sich $2 \cdot 10^9 \cdot 0{,}02/(354{,}8 \cdot 10^3) \cdot 9{,}3\% = 10{,}4$ Photonen, die pro Bunch maximal detektiert werden könnten, falls keine Probe eingebaut ist.
Der Intensitätsverlust bei Einjustieren des Rückstreureflexes lag im Breich von 20%, somit ergeben sich auch in diesem Fall noch zwei Photonen, die pro Bunch detektiert werden könnten.
Aus den Daten der Leermessung ergibt sich eine Zählrate von 1,6 Photonen pro Bunch, die in dem nicht-zeitauflösendem Zähler gemessen wurde. Dieser Zähler ist allerdings nicht in der Lage, Signale mit einem Abstand unterhalb von 25ns getrennt zu registrieren [43]. Die Höhe des Zählerstandes ist vermutlich auf Reflexionen innerhalb der Kabel zurückzuführen. Zwischen dem Diskriminator und dem Zähler befanden sich einige Meter Kabel.

5.3. Korrekturansatz der zeitaufgelösten Messungen

Um Effekte der Zeitelektronik besser zu verstehen, wurde eine Simulation entworfen, die allerdings keine Berücksichtigung von Totzeiteffekten enthält. Lediglich der Effekt, daß in jedem Bunch nur ein Photon vom Time-to-Amplitude Converter berücksichtigt werden kann, wird berücksichtigt.

5.3.1. Simulation

Werden während eines Bunches zwei oder mehr Photonen detektiert, kann trotzdem nur ein Signal in der Zeitelektronik ausgewertet werden. Die später eintreffenden Photonen werden von dem ersten detektierten Photon ausgeblendet. Die Wahrscheinlichkeit, ein Röntgenquant zu detektieren, ist direkt proportional zu der Zahl der auf den Detektor einfallenden Photonen. Um einen Puls n zu detektieren, darf der Detektor keinen der vorangegangenen $n-1$ Pulse detektiert haben.
Sei $I(n)$ die Intensität des n–ten Pulses und σ die Detektoreffizienz. Um überhaupt stroboskopisch messen zu können, muß σ so klein sein, daß $\sigma I < 1$ für alle Pulse.
Die Wahrscheinlichkeit $P(1)$, den ersten Puls zu detektieren, ergibt sich somit zu $\sigma I(1)$. Spätere Pulse können nur unter der bedingten Wahrscheinlichkeit gemessen werden, daß keiner der vorhergehenden Pulse gemessen wurde. Die Wahrscheinlichkeiten den ersten, zweiten, n-ten Puls zu messen, sind in Tabelle 5.2 angeben.

Puls	Wahrscheinlichkeit gemessen	Wahrscheinlichkeit nicht gemessen
1	$\sigma I(1)$	$1 - \sigma I(1)$
2	$(1 - \sigma I(1)) \cdot \sigma I(2)$	$(1 - \sigma I(1)) \cdot (1 - \sigma I(2))$
3	$(1 - \sigma I(1)) \cdot (1 - \sigma I(2)) \cdot \sigma I(3)$	$(1 - \sigma I(1)) \cdot (1 - \sigma I(2)) \cdot (1 - \sigma I(3))$
...	...	...
n	$\prod_{i=1}^{n-1}(1 - \sigma I(i)) \cdot \sigma I(n)$	$\prod_{i=1}^{n}(1 - \sigma I(i))$

Tabelle 5.2.: Wahrscheinlichkeiten der Messung eines bestimmten Pulses

Seien die gemessenen Intensitäten durch $P(i)$ gegeben. Offensichtlich ist $P(1) = \sigma I(1)$. Von hier ausgehend, läßt sich rekursiv zurückrechnen:

$$I(n) = \frac{1}{\sigma} P(n) \prod_{i=1}^{n-1} \frac{1}{1 - I(i)\sigma}. \tag{5.6}$$

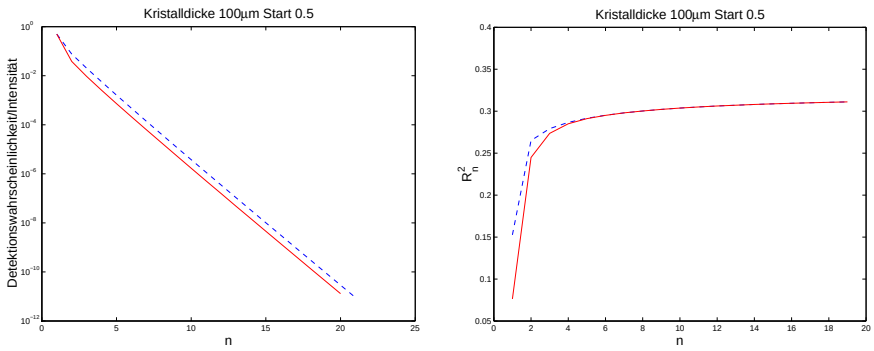
Zu beachten ist hier, daß diese Rechnung rekursiv ist, da zur Berechnung eines Wertes $\sigma I(n)$ alle $\sigma I(n-1)$ benötigt werden. Insbesondere muß die Detektoreffizienz σ bekannt sein.
Die bisherigen Überlegungen galten für eine beliebige Intensitätsverteilung der einzelnen Pulse. Um einen Eindruck dieses Effektes zu erhalten, soll auf die Modellrechnung des Zeitabfallsverhaltens in Abschnitt 2.4.2 zurückgegriffen werden.
In den Abb. 5.6 bis 5.8 sind die zu erwartenden Meßkurven für die Theorierechnungen zu verschiedenen Stegdicken dargestellt, falls der erste Puls mit einer Wahrscheinlichkeit von 50% detektiert wird.
Die erwarteten Meßkurven zeigen einen deutlichen Intensitätsabfall in den ersten Pulsen. Die Form der Kurve wird danach allerdings nicht beeinflußt. Auch das Verhältnis der einzelnen Pulse ändert sich nur für geringe Kristalldicken für die ersten Pulse.
Auch bei Voraussetzung höherer Detektionswahrscheinlichkeiten für den ersten Puls ändert sich nur die Intensität späterer Pulse, ihr Intensitätsverhältnis ändert sich nahezu nicht.
Dieses Verhalten unterstützt die in [46] angegebene obere Grenze von einem 1% der Detektionswahrscheinlichkeit für eine Vernachlässigung dieses Effekts.
Aufgrund dieses Effektes werden also spätere Pulse um einen konstanten Faktor in ihrer gemessenen Intensität abgeschwächt.
Eine Verwendung des asymptotischen Wertes für den Intensitätsverlust, oder der späteren Werte erscheint also gerechtfertigt.

5.3.2. Abschätzung der tatsächlichen Zeitkonstanten

Mit Hilfe der Poissonverteilung läßt sich die Wahrscheinlichkeit $B(k)$ abschtzen, daß während eines Bunches k Photonen detektiert werden.

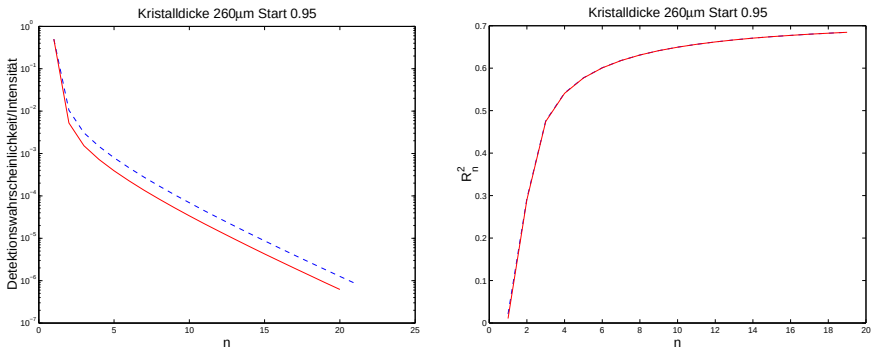
$$B(k) = \frac{\eta^k}{k!} e^{-\eta} \tag{5.7}$$

Der in die Poissonverteilung eingehende Parameter $\eta = G/B$ wird als Verhältnis der im VCT6–Zähler gemessenen Photonen G zu der Gesamtzahl der Bunches B im gleichem Zeitraum genommen.
Aus der Abschätzung des Photonenflußes in Abschnitt 5.2.7 ergab sich eine Obergrenze von zwei Photonen, die pro Bunch detektiert werden können, falls der Kristall in Rückstreuung orientiert ist. Damit ergibt sich somit eine Wahrscheinlichkeit von 13,5% daß kein Photon, von 27%, daß ein Photon detektiert wird und 59,5%, daß mehr als ein Photon detektiert wird.
Auch die Spezifikationen der verwendeten Bauteile in der Elektronik legen allerdings die Vermutung nahe, daß keiner der beiden Zähler die tatsächliche Zählrate des Detektors



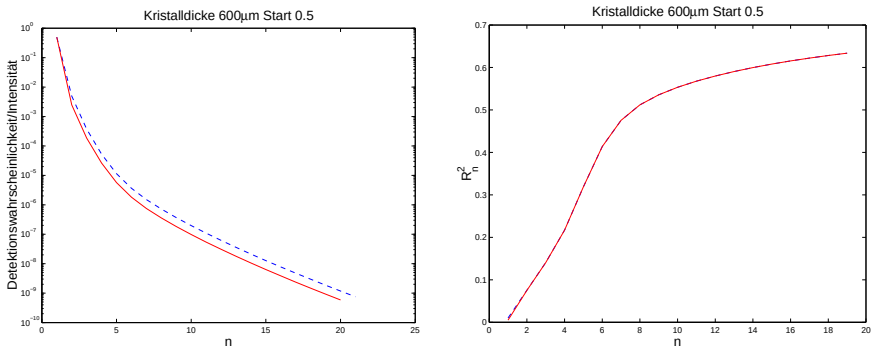
Intensität der Pulse Jeweiliger Intensitätsverlust

Abbildung 5.6.: Theoriekurve des Impulsabfalls (gestrichelt) und simulierte Meßkurve bei einer Stegdicke von 100μm und Detektionswahrscheinlichkeit des ersten Pulses von 50%.



Intensität der Pulse Jeweiliger Intensitätsverlust

Abbildung 5.7.: Theoriekurve des Impulsabfalls (gestrichelt) und simulierte Meßkurve bei einer Stegdicke von 260μm und Detektionswahrscheinlichkeit des ersten Pulses von 95%.



Intensität der Pulse Jeweiliger Intensitätsverlust

Abbildung 5.8.: Theoriekurve des Impulsabfalls (gestrichelt) und simulierte Meßkurve bei einer Stegdicke von 600μm und Detektionswahrscheinlichkeit des ersten Pulses von 50%.

wiedergibt. Somit ist die Vermutung gerechtfertigt, daß die Zahl der detektierten Photonen deutlich höher ist, und damit steigt auch die Wahrscheinlichkeit, ein Photon direkt im ersten Puls zu detektieren. Denn werden von den Photonen eines Bunches mehrere detektiert, so wird jeweils nur das erste von der Elektronik berücksichtigt, alle weiteren können nicht aufgelöst werden. Dies gilt auch dann, wenn die APD zwei deutlich getrennte Signale ausgibt.
Werden weitere, im gleichen Bunch detektierte Photonen in späteren Pulsen von der Elektronik unterdrückt, so ist dies prinzipiell kein Unterschied zu der Annahme im letzten Abschnitt 5.3.1, daß weitere Photonen vom TAC nicht berücksichtigt werden.
Für ein „Zurückrechnen“der gemessenen Zählraten auf die tatsächlichen sind allerdings zu wenig Daten vorhanden.
Eine rekursive Berechnung der tatsächlichen Kurve, wie in Gleichung (5.6) beschrieben, ist ebenfalls nicht möglich. Diese Iteration benötigt einen Startwert, die Wahrscheinlichkeit der Detektion des ersten Pulses, die aufgrund der Unbestimmtheiten im Meßaufbau nicht bekannt ist.
Trotzdem lassen sich aus der Simulation Rückschlüsse auf die tatsächlichen Daten ziehen. Wie zu erkennen ist, unterdrückt ein intensiver erster Puls die Intensitäten der nachfolgenden Pulse, asymptotisch nähern sich diese jedoch – bei geringerer Intensität – wieder der ursprünglichen Funktion an.
Ist also genügend lange Speicherung von Photonen vorhanden, so kann aus der Asymptotik des Intensitätsabfalls auf die jeweilige tatsächliche Kurve geschlossen werden. Wie den Meßkurven zu entnehmen, nähern sich die Kurven asymptotisch (nach ca. zwei bis vier Pulsen) einem exponentiellen Abfall.
Mit dieser Begründung kann nun jeweils aus jedem Zeitspektrum der asymptotische (meist der maximale) Wert von R_i^2 als tatsächlicher Reflexionswert der beiden Stege betrachtet und mit Theoriewerten verglichen werden.
Dies soll exemplarisch für einige ausgewählte Messungen geschehen.

Kristalldicke

In Abb. 5.9 sind die aus den Scans über die Kristalldicke bestimmten Reflektivitäten angetragen. Die zeitaufgelösten Messungen aus dem ersten Scan zeigen ausreichend Asymptotik, um die Reflektivitäten zu bestimmen, als Fehlerbalken wurde die zweifache Standardabweichung gewählt. Die Meßdauer des zweiten Scans über die Kristalldicke war zu gering, um asymptotische Werte für die Reflektivität zu erhalten. Daher wurde die jeweils maximal bestimmte Reflektivität eingetragen, ein Fehlerbalken ist in diesem Fall aber nicht mehr sinnvoll, da die Punkte nur einen Trend angeben können. Diese Punkte wurden durch ein + gekennzeichnet.
Die Reflektivität nimmt mit der Kristalldicke zu bis die Stegdicken die Länge der Pendellösungslänge erreicht haben.
Die gemessene Reflektivität beträgt maximal 60%, bei einem theoretischen Wert im Zweistrahlfall von 70% für Stegdicken im Bereich (und darüber) der Pendellösungslänge (vgl. Abb. 5.6 bis 5.8).

Winkelscans

Die zeitaufgelösten Messungen aus dem ersten Temperaturscan zeigen nicht genügend Asymptotik, um aus ihnen auf die Reflektivität Rückschlüsse zu ziehen. Deutlich er-

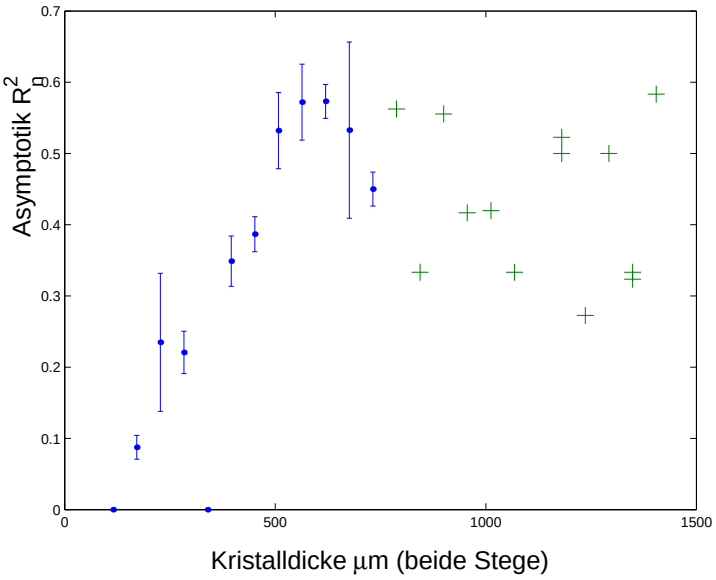


Abbildung 5.9.: Asymptotische Reflektivität in Abhängigkeit von der Kristalldicke. Die Punkte mit Fehlerbalken sind sind aus der Asymptotik des ersten Scans über die Kristalldicke bestimmt. Die Punkte ohne Fehlerbalken stammen aus einer Messung, deren Zählzeit nicht ausreichend war für die Bestimmung der Asymptotik, somit wurde jeweils der letzte Intensitätsabfall angegeben.

kennbar ist allerdings, daß sich der Reflex mit zunehmenden Pulsen im Winkelbereich schärft, wie es auch bei Bonse–Hart Kameras [47, 48] beobachtet wird.
Der zweite Temperatur– und Winkelscan zeigt eine deutlich bessere Photonenspeicherung. Dies ist darauf zurückzuführen, daß der Reflex besser im Winkel justiert war, da auf den schmalen Nebenreflex justiert wurde. Bei der Auswertung der Winkelscans (R^2 zwischen 0,4 und 0,5 im Maxima) des (888)–Reflexes ist die Darwinkurve gut zu erkennen. Über den Winkelbereich der Darwinbreite ist die Reflektivität nahezu konstant, bis auf den Bereich in dem die Nebenreflexe angeregt werden. In diesem Bereich sind die Verluste der in der Kavität gespeicherten Photonen größer, da Intensität in die Nebenreflexe verloren wird. Dementsprechend verringert sich die Reflektivität, vgl. Abb. 5.10. Aus Abschnitt 2.2.8 ist bekannt, daß die exakten Braggposition des Rückstreureflexes auch die der Nebenreflexe ist.
Bei diesen Scans war die Photonenspeicherung so gut (trotz geringerer Zählzeit), daß jeweils ein asymptotischer Wert für die Reflekvität bestimmt werden konnte (vgl. Abb. 5.10). Im Zentrum des Reflexes ist jeweils eine Abnahme der Reflektivität zu beobachten, vgl. auch die Auswertungen in Anhang E.2. Diese ist auf das Auftreten von weiteren Nebenreflexes zurückzuführen. Auffällig ist, daß diese Abnahme in der Rockingkurve nicht beobachtet wird, sondern nur in der zeitaufgelösten Messung.

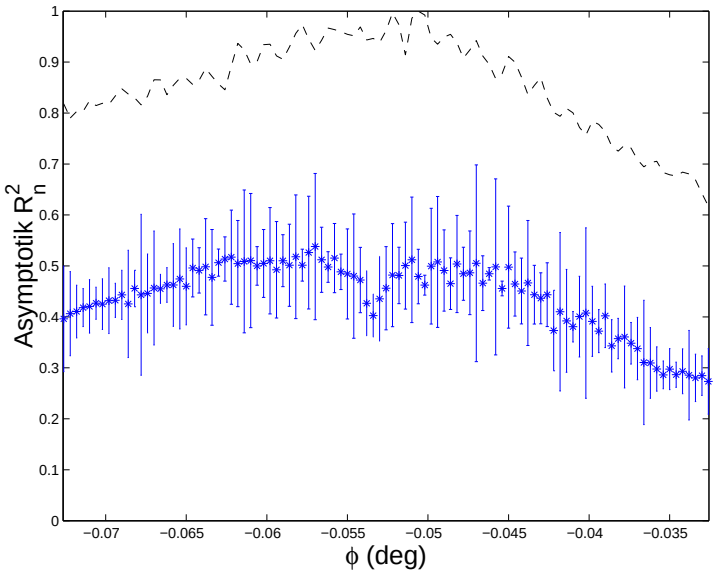


Abbildung 5.10.: Asymptotische Reflektivität des (888)–Reflexes, mit justierten Nebenreflex (880). Die Rockingkurve ist gestrichelt eingezeichnet. Diese Kurve wurde aus dem Scan in Abb. C.24 berechnet.

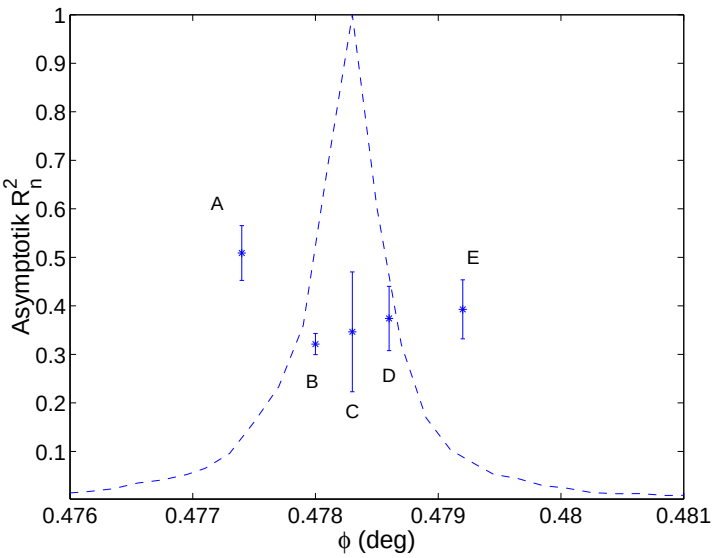


Abbildung 5.11.: Asymptotische Reflektivität des Nebenreflexes im Transmissionsminimum. Die Rockingkurve ist gestrichelt eingezeichnet.

	Winkel ϕ	Zählrate	asympt. Reflektivität
A	0,4774	0,46kHz	$0{,}051 \pm 0{,}0662$
B	0,478	2,13kHz	$0{,}32 \pm 0{,}02$
C	0,4783	4,09kHz	$0{,}35 \pm 0{,}12$
D	0,4786	1,16kHz	$0{,}37 \pm 0{,}07$
E	0,4792	0,23kHz	$0{,}39 \pm 0{,}06$

Tabelle 5.3.: Zählraten und Reflektivitäten für den 880–Reflex

Der (880)–Reflex

Die Reflektivitäten des 3 bis zum 6 Pulses wurden gemittelt, als Fehler wurde die zweifache Standardabweichung angenommen. Auffällig ist, daß die Reflektivität nicht von der Anregung des Nebenreflexes abhängt. Am Punkt A ist die Reflektivität zudem signifikant höher. Da es keine entsprechende zeitaufgelöste Messung des (888)–Reflexes an der selben Winkelposition gibt, ist unklar, welchen Einfluß dies auf das Reflexprofil des (888)–Reflexes hat.

5.4. Fabry–Pérot–Interferometer

5.4.1. Kristalldefekte und Deformationen

Obwohl diese Untersuchung erst später stattfand, soll sie trotzdem vor der Auswertung der Messungen an ID28 erscheinen, da sie die Interpretation der Meßdaten erleichtert. Die Messungen mit dem Analysatorkristall haben keine Veränderung des Gitterparameters erkennen lassen: (vgl. Abb. 4.4.2).
Die Rockingkurven des Kristalls C1 (Anhang D) zeigen eine deutliche Verspannung des Kristalls im Bereich der Stege. Sie sind deutlich verbreitert und zeigen bis zu drei Peaks. Die Halbwertsbreiten – sofern überhaupt ein und nicht viele Maxima vorhanden sind – liegen im Bereich von einigen Winkelminuten, sind also deutlich größer als die theoretische Breite des Reflexes.
Die Verbreiterungen sind zurückzuführen auf Verspannungen, und dadurch verursachte Verkippungen der Oberfläche und Mosaisitätsbereiche, allesamt hervorgerufen durch das Sägen.
Deutlich ist zu erkennen, in welcher Tiefe die Säge das erste und zweite Mal angesetzt hat: über den gesamten Steg hinweg sind die Rockingkurven an diesen Stellen deutlich verbreitert.

5.4.2. Interferenzeffekte

Reflexbreite: Winkel und Energie

Der unvollständige Temperaturscan (Abb.4.20) ist nur bedingt auswertbar. Das erkennbare Plateau des Minimums besitzt eine Breite von 30meV. Die Rockingkurven des Reflexes (Abb. 4.17 bis Abb. 4.19). weisen ein sehr breites Minimum auf, in dem die Intensität bis auf 86% absinkt. Die Breite dieses Bereichs beträgt in den Rockingkurven jeweils ca. das siebenfache des theoretischen Wertes von 0,06°. In der Mitte dieses Bereichs tritt ein weiteres schmales Minimum auf. Hier sinkt die Intensität auf 67% ab, die Halbwertsbreite dieses Bereichs liegt bei ca. 0,025°, ist also schmäler als die theoretische Breite des Rückstreureflexes. Im Vergleich mit den Temperaturscans der Kavität, bei denen die Intensität auf 20% abfiel, ist mit einer Verbreiterung des Minimums im Temperaturscan um ca. Faktor vier zu erwarten, dies wären ca. 40meV.
Die festgestellten Verspannungen des Steges rühren vermutlich von dem Sägen der Zwischenräume her, und treten somit in der Oberfläche der Stege, nicht aber im Volumen auf. An ID15 wurden die Kristalle nur in Laue–Geometrie vermessen, eine Unterscheidung zwischen Oberflächenverspannungen und Volumen war somit nicht möglich. In diesen Messungen betrug die Extinktionslänge jedoch 45μm. Der gemessene Reflex kann sich also zusammensetzen aus einem sehr breiten Reflex, der von den verspannten Oberfläche der Stege stammt, und einem weiteren schmalen Reflex aus dem unverspannten Volumen der Stege.
Aufgrund des unvollständigen Temperaturscans ist nicht bekannt, bei welcher Temperatur exakte Rückstreuung auftritt. Es ist zu vermuten, daß nicht die exakte Braggwellenlänge für die Messung der Rockingkurven verwandt wurde. Bei verstimmte Monochromatortemperatur kommt es — wie auch in den Temperaturscans der Kavität,

Kristall	Stegdicke	maximale Reflektivität R	Finesse F	Halbwertsbreite Transmissionskurven
A3	100μm	$R = 0{,}57$	$F = 5{,}5$	$\Delta E = 0{,}75$meV
	110μm	$R = 0{,}61$	$F = 6{,}3$	
C1	135μm	$R = 0{,}71$	$F = 9{,}1$	$\Delta E = 0{,}49$meV
	140μm	$R = 0{,}72$	$F = 9{,}5$	

Tabelle 5.4.: Maximale Reflektivität [26], Finesse (vgl. Gl. 2.44 und Halbwertsbreite (vgl. Gl. 2.47) für verschiedene Kristalldicken (für $y = 0$).

Energie	E_{888}	=	15.816998keV
Wellenlänge	λ_{888}	=	$0{,}0783874354 \cdot 10^{-9}$m
Frequenz	ν_{888}	=	$3{,}824496 \cdot 10^{18}$Hz
Energieauflösung	ΔE_{888}	=	5,5meV
Auflösung der Wellenlänge	$\Delta\lambda_{888}$	=	$4.62 \cdot 10^{-33}$m
Auflösung der Frequenz	$\Delta\nu_{888}$	=	$1{,}33 \cdot 10^{12}$Hz
Extinktionslänge	L_E	=	$45{,}0\mu$m
Kohärenzzeit	t_K	=	$750 \cdot 10^{-15}$s
Kohärenzlänge	L_K	=	335μm

Tabelle 5.5.: Charakteristiken der zur Verfügung stehenden Strahlung

vgl. Anhang C.1 — zu dem Auftreten zweier getrennter Reflexe, zentriert um die exakte Rückstreuposition. Da die passende Monochromatortemperatur aufgrund des unvollständigen Temperaturscans nicht bestimmt werden kann, ist zu vermuten, daß der Reflex zumindest ansatzweise (vgl. Abb. C.11) aufgespalten ist.

Erwartete Interferenzeffekte

Der freie Spektralbereich beträgt bei allen Kristallen 4,43meV, da alle den gleichen Zwischenraum besitzen und die Stege dicker als die Extinktionslänge sind. Aus dem Mittelwert der Reflektivitäten läßt sich die Finesse und damit die Breite der Transmissionskurven nach Gleichung 2.47 abschätzen. Aufgrund der Kohärenzlänge von lediglich 335μm ist allerdings davon auszugehen, daß die Finesse schlechter ist als in Tabelle 5.4 angegeben. Die Finesse ist ein Maß für die Zahl der Wellenzüge, die sich maximal kohärent überlagern können. Aufgrund der Kohärenzlänge und den Abmessungen des Zwischenraumes ist zu vermuten, daß die Finesse nicht größer als 3 ist.

Gemessene Interferenzeffekte

Aus Abschnitt 2.2.7 ist bekannt, daß im Falle exakter Rückstreuung y linear von einer Verstimmung in der Energie, aber quadratisch von einer Verkippung im Winkel $\delta\theta$ abhängt.
Um Interferenzeffekte festzustellen und quantifizieren zu können, müssen daher zuerst die Rockingkurven statt über einem Winkel θ in y angegeben werden.
Unter Vernachlässigung einer Verkippung der Gitterebenen zu der Kristalloberfläche und

einer Verstimmung in der Energie[2] ergibt sich aus Gleichung 2.36 [14]:

$$y = -\frac{1}{|\tilde{\chi}_{\mathbf{h}}|}\left((\delta\theta)^2 - \chi_0\right) \tag{5.8}$$

Die Position von θ_B wurde jeweils in die Mitte des Dips gelegt.
Auffällig ist in allen Fällen die Breite des Bragg–Reflexes: sie liegt bei ca. 0.4°, dies ist knapp siebenmal höher als der theoretische Wert von 0.0603°. In der Parametrisierung in y ergibt sich somit eine Breite, die knapp 50 mal breiter als die theoretische Darwinbreite ist. Da $7^2 = 49$, ist ein Faktor von 50 nicht überraschend.
Auftretende Interferenzerscheinungen des Fabry–Pérot–Interferometer müssen in dieser Darstellung äquidistant sein, vgl. Abb. 2.14. Aufgrund des schwachen Kontrastes der Feinstruktur war keine Untersuchung eventueller Periodizitäten mit einer Fouriertransformation möglich. Eine Untersuchung der Meßkurven auf Autokorrelation erschien als der geeigneteste Weg, um Periodizitäten festzustellen.
Die Autokorrelation ist eine Faltung einer Kurve mit sich selbst, mit laufender Schrittweite. Für eine periodische Funktion zeigt die Autokorrelation Maxima oder zumindest Plateaus mit der Frequenz der Periodizität.
Für eine diskrete Kurve $f(i)$ mit N Punkten und Mittelwert $\bar{f}$ lautet die Autokorrelationsfunktion:

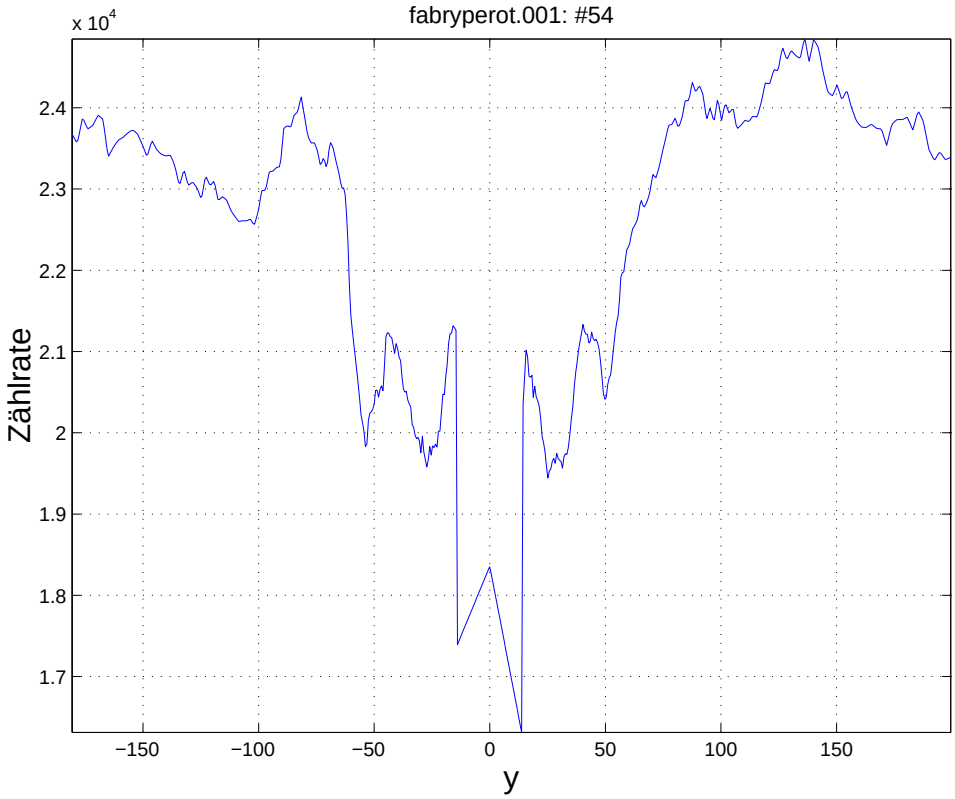
$$\mathcal{A}(X) = \sum_{i=1}^{N}\left(f(i) - \bar{f}\right)\cdot\left(f(i+X) - \bar{f}\right) \tag{5.9}$$

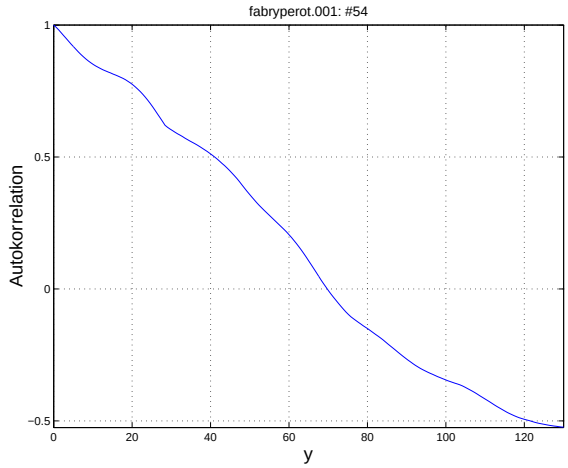
Um die Autokorrelation verschiedener Meßkurven zu vergleichen, werden die Kurven normiert: $\mathcal{A}(0) = 1$. Der Wert $\mathcal{A}(0)$ ist für die Autokorrelation jeder beliebigen Funktion maximal, da jede Funktion zu sich selbst maximal korreliert ist.
Periodizitäten in Funktionen erscheinen in der Autokorrelation als Maxima oder zumindest als Plateaus. Sind diese – wie hier – schwach ausgeprägt, so kann die Ableitung der Autokorrelationsfunktion betrachtet werden.
Die letzten drei Scans bieten eine genügend hohe Auflösung und Stabilität, um sie auf ihre Interferenzeffekte zu untersuchen.
Durch Temperaturschwankungen des Interferometers während eines Scans ändert sich der Abstand der durchlaufenden Interferenzmuster. Ein Überblick über die Temperaturschwankungen während der drei Scans ist in Tabelle 5.6 gegeben.

Scan	ΔT Monochromator	ΔT Interferometer
#54	0,0005K	0,0014K
#55	0,0002K	0,0006K
#56	0,0002K	0,0039K

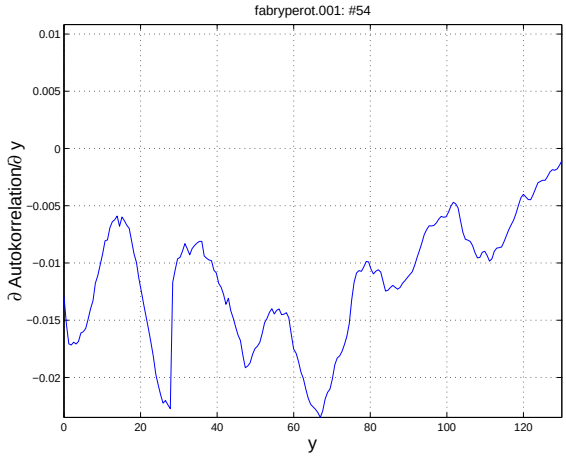
Tabelle 5.6.: Übersicht über die Temperaturschwankungen des Interferometers und des Monochromators während der Scans #54, #55 und #56.

[2]Mangels Zeit konnte ohnehin kein Temperaturscan durchgeführt werden, mit dem E_B hätte bestimmt werden können



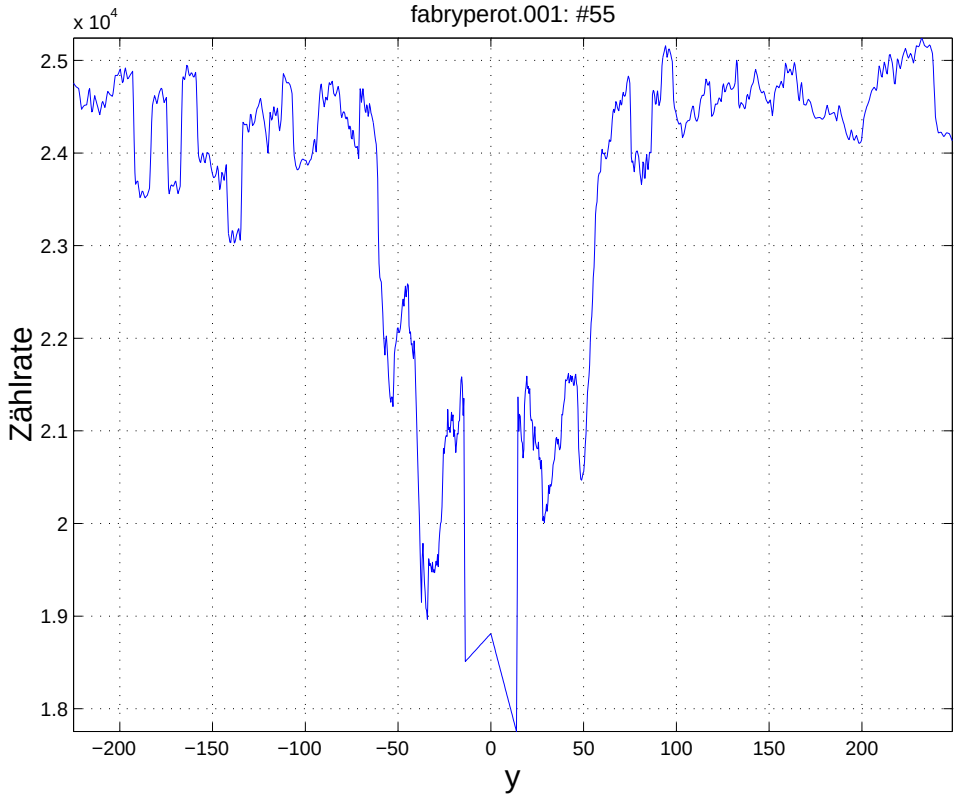


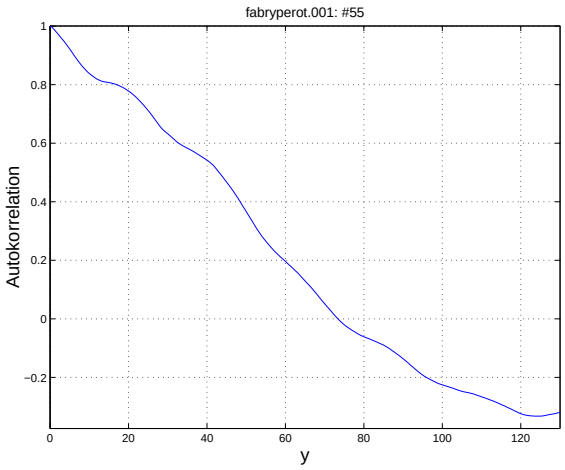
Autokorrelationsfunktion



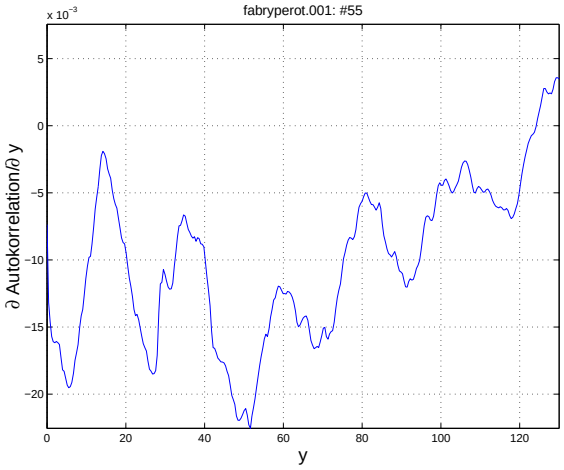
Ableitung der Autokorrelation

Abbildung 5.12.: ϕ–Scan #54 über y aufgetragen, mit zugehöriger Autokorrelationsfunktion und deren Ableitung



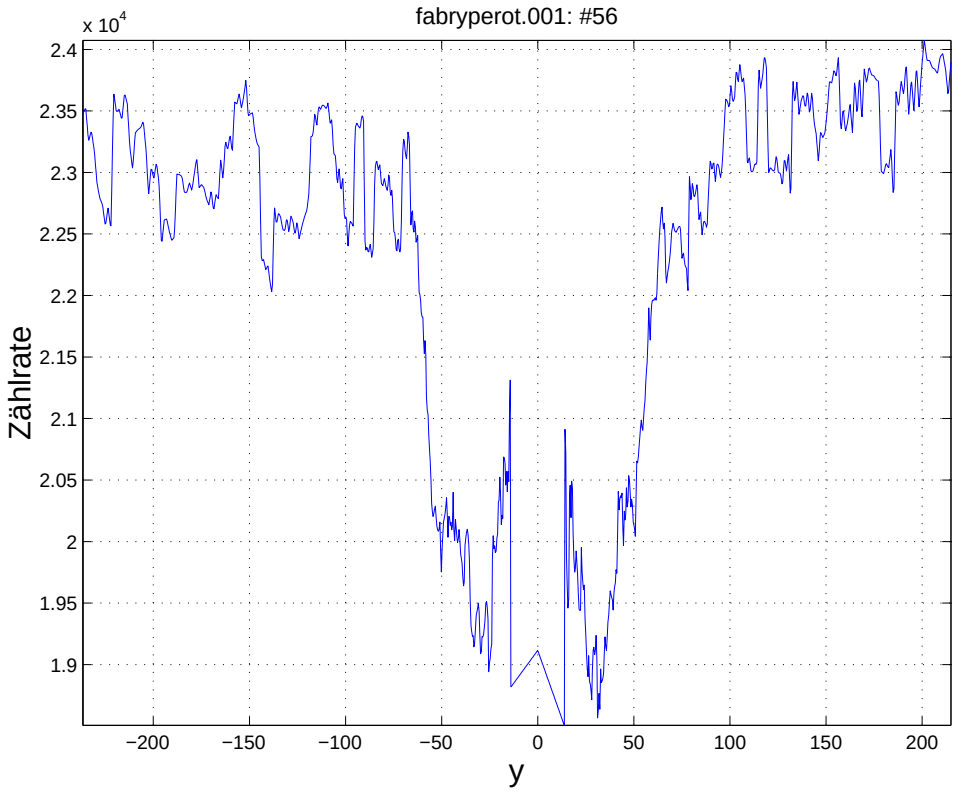


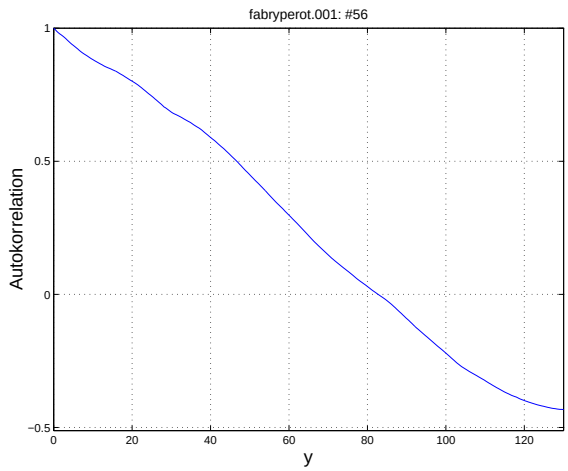
Autokorrelationsfunktion



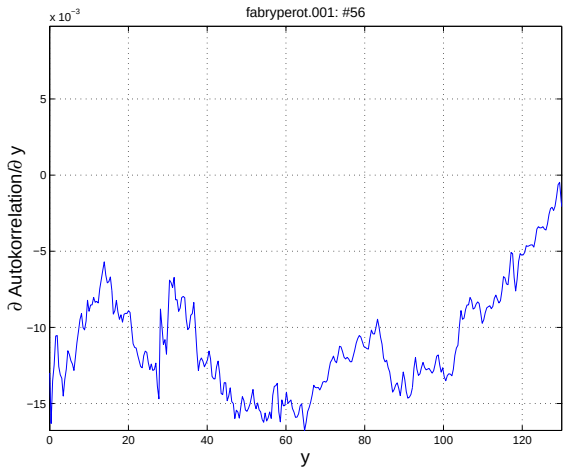
Ableitung der Autokorrelation

Abbildung 5.13.: ϕ–Scan #55 über y aufgetragen, mit zugehöriger Autokorrelationsfunktion und deren Ableitung





Autokorrelationsfunktion



Ableitung der Autokorrelation

Abbildung 5.14.: θ–Scan #56 über y aufgetragen, mit zugehöriger Autokorrelationsfunktion und deren Ableitung

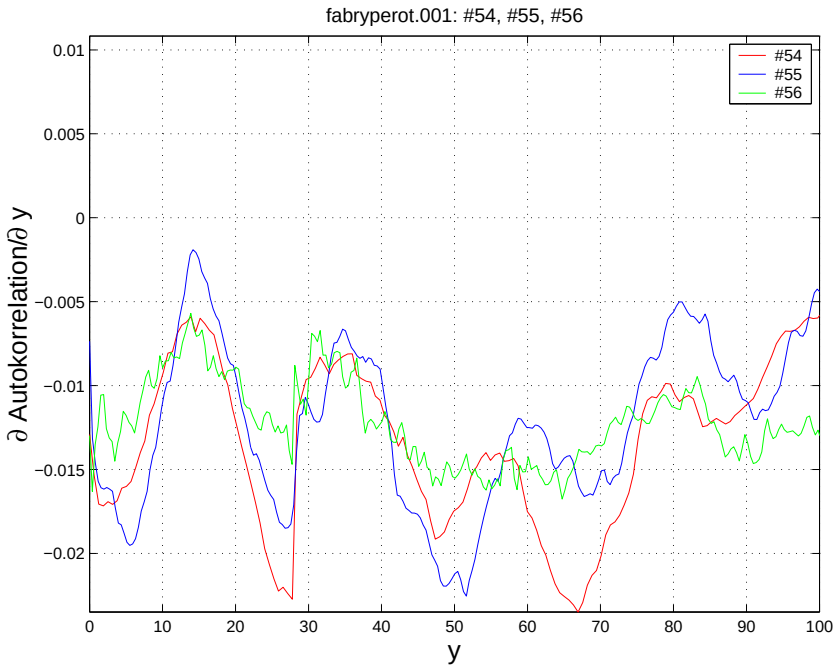


Abbildung 5.15.: Vergleich der Ableitungen der Autokorrelationsfunktionen der Scans #54, #55 und #56

Vergleich der drei Scans
Meßkurven über y aufgetragen, und die zugehörigen Autokorrelationsfunktion und deren Ableitung sind in den Abbildungen 5.12, 5.13 und 5.14 gegeben. Die Ableitung der Autokorrelation aller drei Scans ist nochmals in Abb. 5.15 zusammengefaßt. Alle drei Messungen weisen eine Periodizität von ca. $20y$ auf.

Scan #54 wurde nur mit 301 Datenpunkten gemessen, also mit einer geringeren Auflösung als die anderen beiden Scans. Trotzdem sind deutliche Anzeichen für Interferenzeffekte in der Mitte des Reflexes erkennbar. Auch die Autokorrelation zeigt eine Periodizität auf.

Scan #55 wurde mit einer Auflösung von 601 Datenpunkten gemessen, der doppelten Auflösung des vorhergehenden Scans #54. Dieser Scan hat die kleinste Temperaturdrift der Probe und zeigt das am stärksten ausgeprägte Interferenzmuster. Die Autokorrelation zeigt bei diesem Scan die deutlichsten Periodizitäten. Bei diesem Scan wies die Temperatur der Probe die geringsten Schwankungen auf.

Scan #56 wurde ebenfalls mit einer Auflösung von 601 Datenpunkten gemessen. Von den drei Messungen wies diese die größten Temperaturdriften der Probe, und die schwächste Autokorrelation auf. Eine weitere Erklärung für die deutliche Abweichung des Scans #56 von den anderen, könnte darin liegen, daß bei diesem Scan θ und nicht ϕ gescannt wurde. Theoretisch sollte dies im Falle exakter Rückstreuung symmetrisch sein. Die Divergenz des Strahles ist aber in der Horizontalen doppelt so groß wie in der Vertikalen (vgl. Tabelle 4.1), und die Schärfe der Interferenzeffekte beeinflussen.

6. Diskussion

Speicherung von Photonen
Die Speicherung von Photonen wurde für unterschiedliche Randbedingungen untersucht. Trotz nachweislicher Anregungen eines Paares von Nebenreflexen konnte Photonenspeicherung über mehr als 15ns beobachtet werden. Die ideale Stegdicke um möglichst viele Photonen einzukoppeln und zugleich im Inneren der Kavität zu speichern, ergab sich zu der Pendellösungslänge, wie auch in [2] berechnet.
Aufgrund der unbestimmten Totzeiten in der Meßelektronik ist die tatsächliche Intensität der gespeicherten Photonen wahrscheinlich höher als die Messungen vermuten lassen.
Überraschend war die ausgeprägte Zeitstruktur des Nebenreflexes. Anders als erwartet, schöpft der Nebenreflex in den ersten Pulsen nicht das ihm angebotene Phasenraumelement leer. Es muß ein Mechanismus existieren, der das fortwährende Wiederauffüllen dieses Bereichs im Phasenraum ermöglicht. Die Form des Winkelbereiches der Nebenreflexe in Rückstreuung, vgl. auch Abb. 2.11 in Abschnitt 2.2.7, begünstigt dieses Auffüllen: Da die Doppelkeile nur wenige μrad breit sind, reicht ein kleiner Anteil sphärischer Wellenbzw. eine geringe Divergenz des Strahles, um diesen Bereich mit jedem Hin– und Herlauf zu füllen.
Die gemessene Reflektivität beträgt maximal 60%, bei einem theoretischen Wert im Zweistrahlfall von über 70% [26] für Stegdicken im Bereich (und darüber) der Pendellösungslänge.
Aufgrund der sorgfältigen Herstellung der Kavität ist davon auzugehen, daß die fehlenden 10 Prozentpunkte der Reflektivität nicht auf Kristalldefekte zurückzuführen sind. Wahrscheinlicher ist das Auftreten eines konjugierten Paares von Nebenreflexen. Aus Abschnitt 2.2.8 ist bekannt, daß diese Reflexe immer in Paaren auftreten.
Die Messungen des (880)–Reflexes ergaben, daß dieser Reflex bis zu 12% der Intensität des (888)–Reflexes trägt. Ein Paar von Nebenreflexen würde also ca. 20% der Intensität tragen, falls es einjustiert ist. Aber auch ein nicht ideal justiertes Paar von Nebenreflexen würde den Verlust der Reflektvität erklären. Es ist auch möglich, daß in der Auswertung noch nicht der Bereich der Pulse erreicht wurde, in denen die Reflektivität nahezu konstant ist. Somit wäre über eine Bestimmung des durchschnittlichen Wertes des Intensitätsabfalls ohnehin ein zu kleiner Wert bestimmt worden.

Suche nach Interferenzeffekten
Eine Untersuchung der Interferometerkristalle auf Verspannungen fand in Laue Geometrie unter Verwendung hochenergetischer Röntgenstrahlung statt. Dabei wurden die Kristallebenen des $(\bar{3}51)$–Reflexes vermessen. Die gemessenen Winkelverkippungen treten auch, verknüpft über die Poisson'sche Zahl, in den anderen Netzebenen auf.
Es ist bemerkenswert, daß trotz unterschiedlicher Temperaturen, Auflösungen, θ– und

ϕ–Scans identische Periodizitäten in y auftreten.
Der beobachtete Effekt der Feinstrukturierung ist sehr temperaturempfindlich, schon eine Schwankung der Temperatur während des Scans von 0,0039°C führt zu einer deutlichen Abschwächung. Bei den Messungen der Kavität sind dagegen keine derart temperaturempfindlichen Effekte aufgetreten.
Die extreme Temperaturempfindlichkeit ist ein starkes Indiz für das Auftreten von Interferenzeffekten. Durch die hohe Auflösung der Rockingkurven ist auch gewährleistet, daß die beobachtete Feinstruktur nicht lediglich ein Rauschen darstellt: in den Minima und Maxima befinden sich jeweils einige Meßpunkte. Ein Rauschen wäre auch nicht derart von der Temperatur abhängig.
Auch die lange Zeit (30min – 45min) die nötig ist, um Rockingkurven dieser Auflösung zu messen, spricht gegen ein Rauschen. Statistisch verteiltes Rauschen müßte sich gerade bei langen Messungen gleichmäßig verteilen.
Eine ungeklärte Frage ist die Frequenz der Feinstruktur: Aufgrund der theoretischen Rechnungen ist ein Abstand der longitudinalen Moden von 4,4meV, dies entspricht 1,2y, zu erwarten. Auch durch Verspannungen und Winkelverkippungen des Kristalls können diesen Abstand der Moden nicht beeinflussen, da in seine Berechung lediglich der Zwischenraum der Stege und die Extinktionslänge eingehen.
Allerdings wurde nicht ein Fabry–Pérot–Interferometer mit einem Transmissionsspektrum gemessen, sondern deren zwei. Die unterschiedlichen Stegdicken und vermutlich nicht identische Abmessungen des Zwischenraums bedingen für die beiden Fabry–Pérot–Interferometer unterschiedliche Transmissionspektren; die beiden Interferometer sind eng gekoppelt.
Die genauen Mechanismen dieser Kopplung sind noch ungeklärt. Sicher ist jedoch, daß transmittierte Strahlung in den Maxima der Transmissionspektren beider Interferometer liegen muß. Die gemessene hohe Periodizität kann aus einer Oberschwingung der Faltung beider Transmissionspektren resultieren. Ungeklärt ist auch, weshalb die Feinstrukturierung des Scans nicht nur in der Nähe des Reflexes erscheint, sondern über die gesamte Breite der Rockingkurve sichtbar ist.
Eine den Rockingkurven analoge Feinstruktur wäre auch im Temperaturscan zu erwarten. Allerdings ist die Auflösung des vorhandenen Scans zu grob, um dies zu quantifizieren. Das „Rauschen“des Scans kann aber als Hinweis auf eine Feinstrukturierung interpretiert werden. Diese Sichtweise wird gestützt durch das fehlende Rauschen in den Temperaturscans der Kavität, die aufgrund ihrer Zählraten und Meßzeiten vergleichbar sind.
Im Nachhinein, besonders unter Berücksichtung der Meßergebnisse an der Kavität, wies das Design der kleinen Kristalle deutliche Schwachstellen auf: Drei Stege besitzen eine höhere Wahrscheinlichkeit, gegeneinander verkippt und verspannt zu sein.
Durch die beiden Zwischenräume wischen den drei Stegen existieren zwar mehr Bereiche, in denen Interferenzen auftreten können, stimmen diese in ihren Abmessungen jedoch nicht überein, so tritt konstruktive Interferenz bei verschiedenen Wellenlängen auf. Das Signal der beiden Interferometer schwächt sich also gegenseitig ab.
Eine bessere Temperaturstabilisierung der Kristalle ist notwendig. Vermutlich kann dies einfach durch längeres Warten nach dem Einbau der Kristalle erreicht werden.

7. Ausblick

Photonenspeicherung
Ausgehend von der nachgewiesen Möglichkeit, Photonen innerhalb einer monolithischen Kavität aus zwei dünnen Scheiben Silizium zu speichern, kann als nächster Schritt eine Methode entwickelt werden, dies mit zwei einzelnen Scheiben Silizium zu erreichen. Eine solche Kavität könnte, mit einem genügend großen Abstand zwischen den Kristallplatten, als Resonator für einen non–SASE Freien Elektronen Laser verwendet werden.
Durch die Vermeidung der Anregung von Nebenreflexen wird eine noch höhere Effizienz der Photonenspeicherung erzielt. Allein eine geschickte (De–)Justierung der Kavität sollte die Anregung dieser Reflexe verhindern. Einfacher wäre es jedoch, würden diese Nebenreflexe gar nicht auftreten. Das häufige Auftreten von Mehrstrahlfällen begründet sich in der hohen Symmetrie des kubischen Gitters von Silizium. Soll weiterhin Silizium verwendet werden, so wäre es von Vorteil, diese Symmetrie zu brechen, z. B. durch gezielte Verspannung des Kristallgitters. Eine andere Möglichkeit ist natürlich der Wechsel auf andere Kristalle hoher Qualität und niederer Symmetrie, z. B. Quarz oder Al_2O_3. Diese Materialien sind in mindestens gleicher Qualität wie Silizium verfügbar, bieten aber die Möglichkeit exakter Rückstreuung ohne das Auftreten von Mehrfachreflexionen.

Fabry–Pérot–Interferometer
Die Reduzierung des Abstandes zwischen den beiden Kristallplatten unter die Kohärenzlänge führte wie vorausgesagt [11] zu einer Feinstruktur in den Rockingkurven, hervorgerufen durch Interferenzeffekte.
Diese waren sichtbar, obwohl das Interferometer zueinander verkippte Stege besaß und nur das gemeinsame Transmissionspektrum der beiden miteinander gekoppelten Interferometer gemessen werden konnte. Es ist zu erwarten, daß ein Fabry–Pérot–Interferometer gleichen Aufbaus, allerdings nur mit zwei Stegen und einem abschließendem Ätzprozeß unterworfen, deutlich stärke Interferenzeffekte zeigt.
Ein Wechsel zu höheren harmonischen Energien des Undulators und damit auch Reflexen höherer Ordung (z. B. (999), (11 11 11) und (13 13 13)) verspricht aufgrund der geringeren energetischen Breite dieser Reflexe zu einer Vergrößerung der Kohärenzlänge und damit zu stärkeren Interferenzeffekten.
Die möglichen Werte für die Finesse eines solchen Interferometers ergeben Halbwertsbreiten des Transmissionspektrums unterhalb eines meV.

Danksagung

Eine der schönsten Aufgaben bei der Fertigstellung dieser Diplomarbeit ist die Möglichkeit, all denen zu danken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

An erster Stelle möchte ich mich besonders bei Herrn Prof. Dr. A. Magerl für die Themenstellung, die hilfsbereite Betreuung, die vielen Diskussionen und sein stetes Interesse an dieser Arbeit bedanken.

Ein spezieller Dank gebührt meinem Betreuer in Grenoble, Dr. K. Liß für seine Unterstützung und sein Interesse über meinen dreimonatigen Aufenthalt an der ESRF hinaus, und die ungezählten Diskussionen.

Des weiteren gilt mein Dank:

Herrn Prof. Dr. R. Hock und Herrn Prof. Dr. H. Zimmermann, für viele Hilfestellungen und Gespräche.

Herrn Dr. M. Krisch, stellvertretend für die Beamline ID28, für die Unterstützung der Messungen.

Der Gruppe der Beamline ID15, für die freundliche Aufnahme und Unterstützung. Insbesondere A. Mauro und M. Kretschmer fanden immer Zeit, über Konstruktionsvorschläge zu diskutieren, und sie dann in die Tat umzusetzen.

Herrn J.-P. Vasally stellvertretend für das Crystal Lab der ESRF, und Herrn C. Adler, für die große Hilfe bei dem Entwurf der Fabry–Pérot Kristalle.

Allen Mitarbeitern des Lehrstuhls für die ausgezeichnete Arbeitsatmosphäre und die Hilfe auf dem Gebiet der Kristallographie, Rechnerprobleme und allen anderen Schwierigkeiten.

Meinen Eltern möchte ich für die Ermöglichung und die Unterstützung meines Studiums danken.

Den fleissigen Korrekturlesern gebührt ein besonderer Dank, ganz besonders Axel Maas. Jetzt weiß ich allerdings, daß das Leben leider weder leicht noch einfach ist.

Anhang

A. Liste der verwendeten Symbole

a^*,b^*, c^*, d^*	Gittervektoren im reziproken Raum
a,b, c, d	Gittervektoren im Realraum
A	Absorption
$\mathcal{A}$	Autokorrelationsfunktion
b	Geometriefaktor
$\mathbf{B}$	Magnetische Flußdichte
$B(n)$	Wahrscheinlichkeit, Puls n zu detektieren
c	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum
d	Netzebenenabstand
$\mathbf{D}$	Verschiebungsdichte
$\mathbf{E}$	Elektrische Feldstärke
f_0	Atomformfaktor
F	Strukturfaktor
$\mathcal{F}$	Fouriertransformation
h,k,l	Millersche Indizes
H,K,L	Millersche Indizes (Nebenreflex)
$\mathbf{H}$	Magnetische Feldstärke, STreuvektor in dynamische Theorie
$\mathbf{h}$	reziproker Gittervektor
$\mathbf{k}$	beliebiger Wellenvektor (kinematische Theorie)
$\mathbf{k_0}$	einfallender Wellenvektor
$\mathbf{k_h}$	reflektierter Wellenvektor (kinematische Theorie)
$\mathbf{K_0}$	einfallender Wellenvektor im Kristall (dynamische Theorie)
$\mathbf{K_h}$	reflektierter Wellenvektor im Kristall (dynamische Theorie)
$\mathbf{K_A}, \mathbf{K_B}$,	Wellenvektor für Anregungspunkte **A** und **B** der Dispersionflche
F	Finesse
$I(n)$	Intensität des n–ten Pulses
$L(\mathbf{r})$	Gitterfunktion
L_G	Spiegelabstand bei Fabry–Pérot–Interferometer
M	Debye–Waller Faktor
n	Brechungsindex
$\mathbf{n}$	Oberflächennormale

$P(n)$	Wahrscheinlichkeit, Puls n zu messen
$\mathbf{P}$	dielektrische Polarisation
$\mathbf{Q}$	Energieübertrag
R	Reflexionskoeffizient
R_n^2	Intensitätsverlust zwischen n und $n+1$ Puls
$\mathbf{r}$	Ortsvektor
$\mathbf{s}$	Streuvektor
t_c	Kohärenzzeit
T	Transmissionskoeffizient
V_Z	Volumen der Elementarzelle
y	Einheitenfreie Darstellung der Abweichung von der Braggposition
z	Richtung des einfallenden Strahls
α	Abweichung von exakter Braggposition
α	Absorptionskoeffizient
Δ_0	Pendellösungslänge
ΔE	FWHM der Breite der Transmissionskurven
δE	freier Spektralbereich
η	Parameter der Poissonverteilung
ϵ	Emittanz
ε_0	Elektrische Feldkonstante
λ	Wellenlänge
$\gamma_\mathbf{0}$	Winkel zwischen $\mathbf{n}$ und $\mathbf{k_0}$
$\gamma_\mathbf{h}$	Winkel zwischen $\mathbf{n}$ und $\mathbf{k_h}$
μ	Magnetische Feldkonstante
ν	Frequenz elektromagnetischer Strahlung
ϕ	Phase
ρ	Ladungsdichte
σ	Energieverstimmung (Rückstreuung), Detektoreffizienz
θ	Streuwinkel
θ_B	Bragg–Winkel
$\theta_\mathcal{B}$	korrigierter Bragg–Winkel
χ	Dielektrische Suszebtibilität

B. Auflistung der verwendeten Elektronik

APD	Hamamatsu Si APD S5343SPL
Spannungsversorgung APD	ComTec NHQ204M Dual High Power Voltage Supply
Vorverstärker	Phillips Scientific Fast Pulse Preamplifier **B100** 6954
Polaritätsumkehr	Ortec Products (Perkin Elmer instruments) IT100 Inverting Transformer
BNC Stecker	
Constant Fraction Discriminator	Canberra 2126
Spannungsquelle APD	NHQ 204M 2× 4kV / 3mA (begrenzt hier auf 300μA, output high voltage BNC)
nicht-zeitauflösender Zähler	VCT6 VME–Karte, ESRF Standard
Disciminator	Pillips Scientific Quad 300MHz Discriminator 704
Logic Unit	Phillips Scientific Quad 300MHz Majority Logic 754
Time to Amplitude Converter	Canberra 2145
ADC	Canberra 8701 100MHz Wilkinson ADC mit einer Auflösung von 8192 Kanälen, hier als MCA verwandt

C. Meßergebnisse Kavität

C.1. Erster Temperatur– und Winkelscan

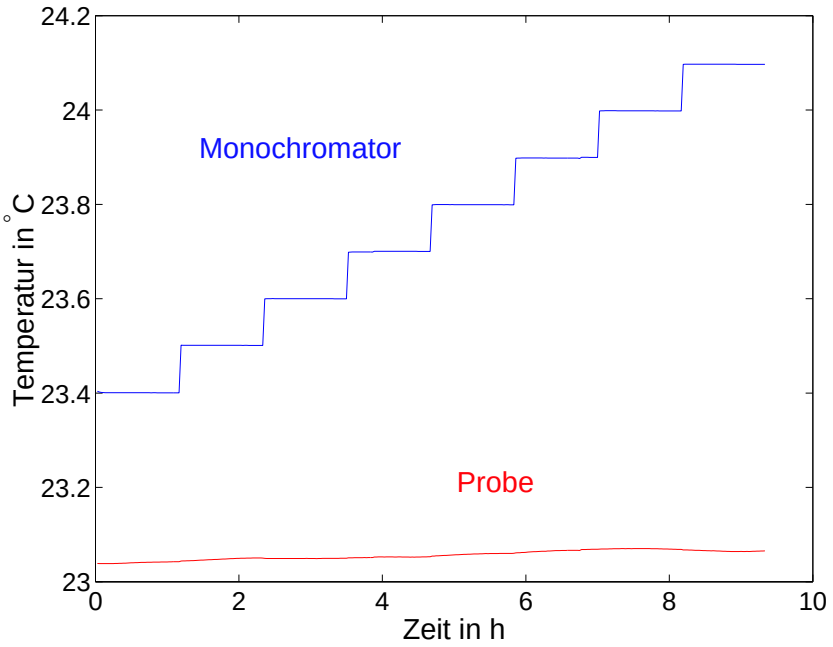
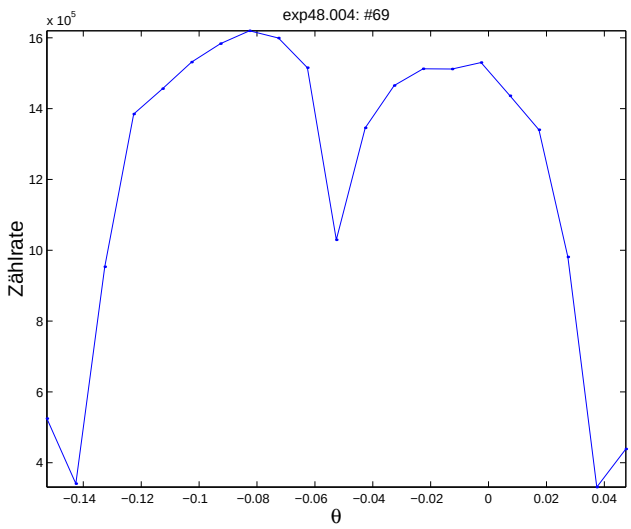
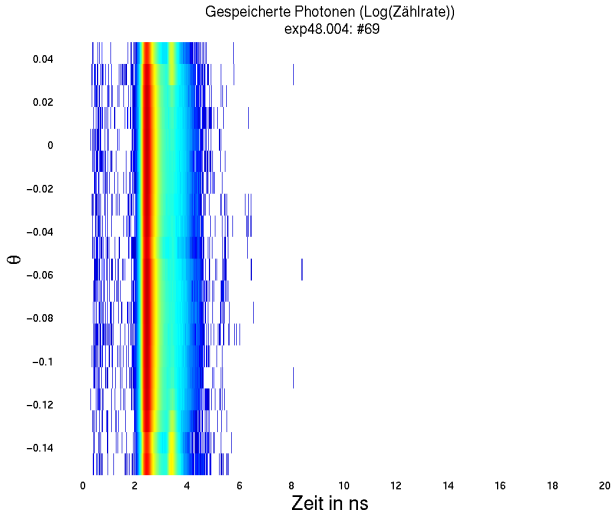


Abbildung C.1.: Temperatur Probe und Monochromator während der Messungen

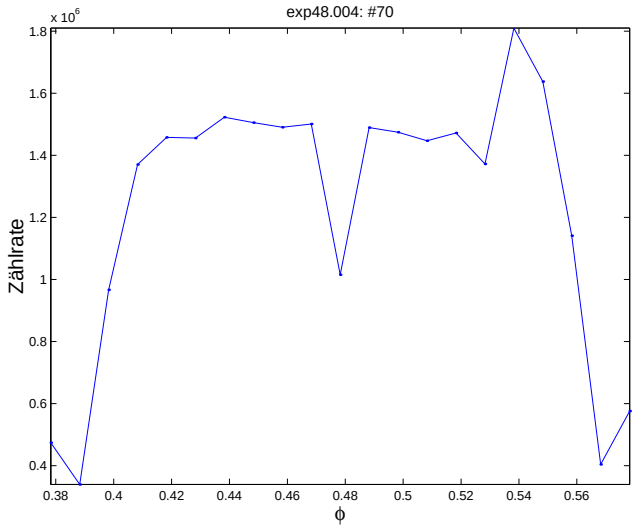


Zeitintegriert

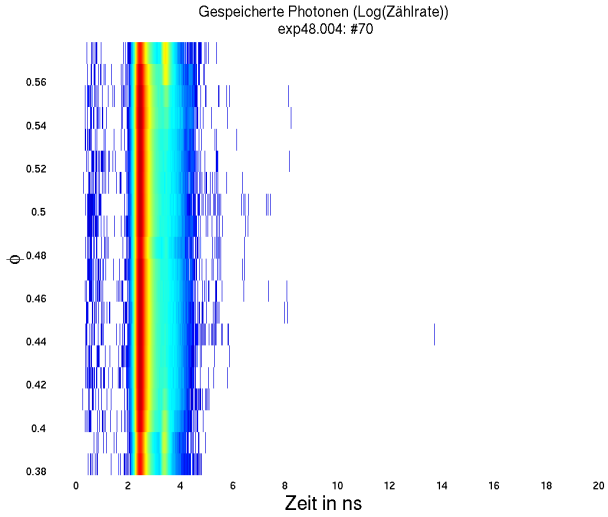


Zeitaufgelöst

Abbildung C.2.: θ–Scan. Die Differenz zwischen Kavitäts– und Monochromatortemperatur betrug 0,36°C . Die Dispersionsflächen entsprechen Fall 1 in Abb. 2.10 in Abschnitt 2.2.7.

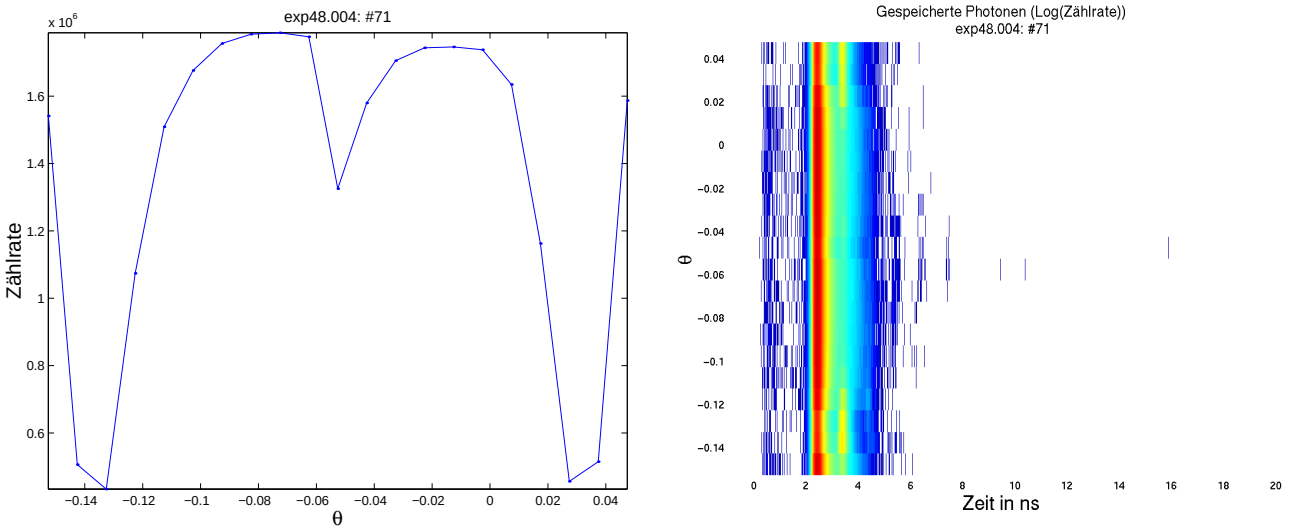


Zeitintegriert



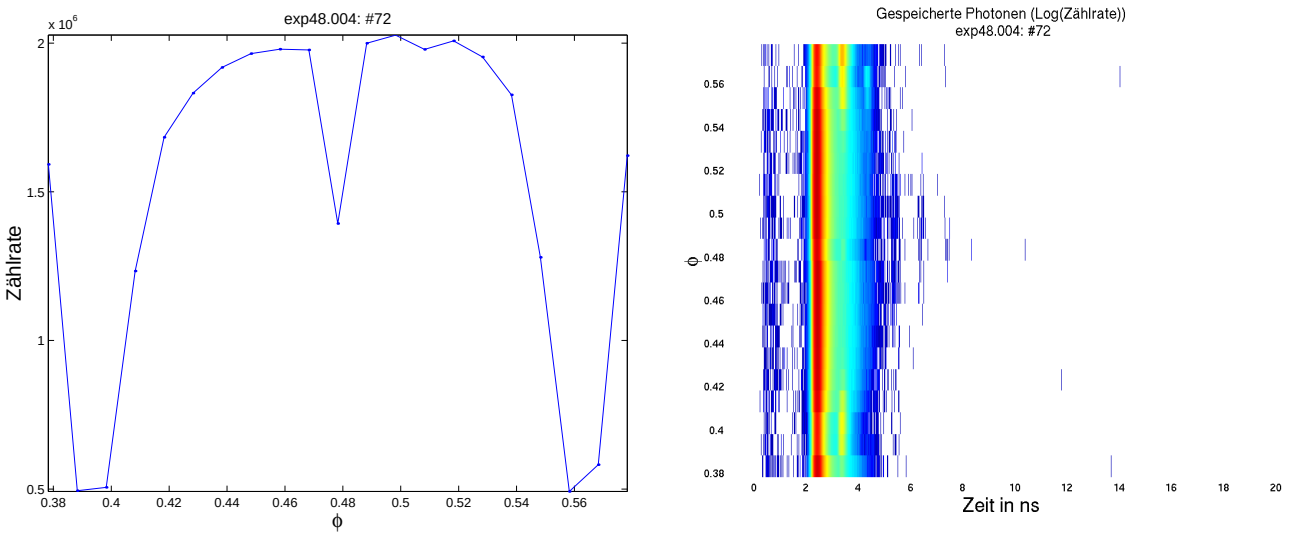
Zeitaufgelöst

Abbildung C.3.: ϕ–Scan. Die Differenz zwischen Kavitäts– und Monochromatortemperatur betrug0,36°C .Die Dispersionsflächen entsprechen Fall 1 in Abb. 2.10 in Abschnitt 2.2.7.



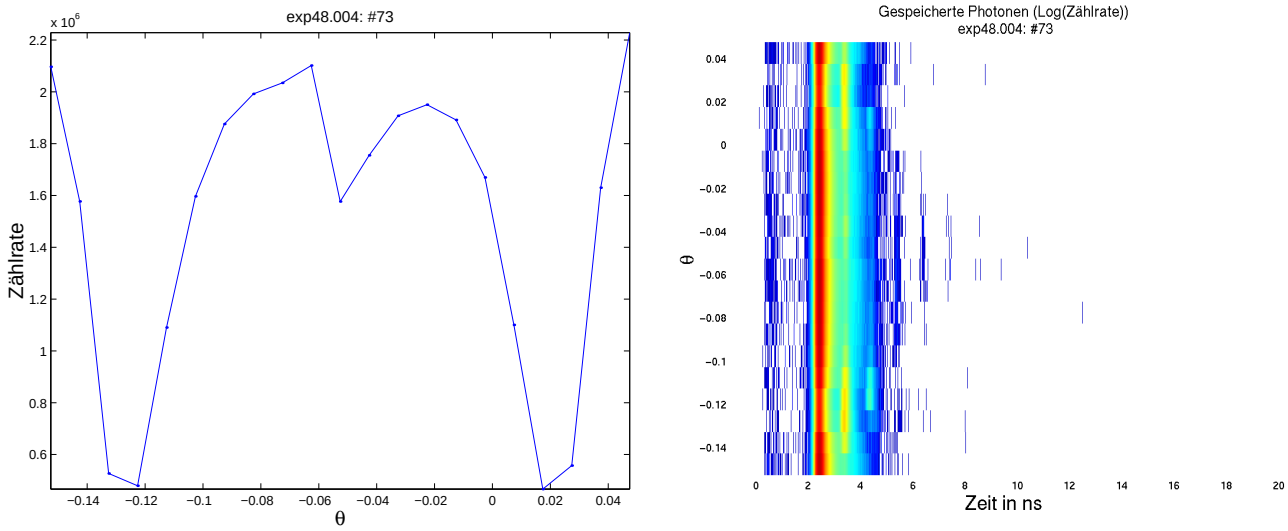
Zeitintegriert Zeitaufgelöst

Abbildung C.4.: θ–Scan. Die Differenz zwischen Kavitäts– und Monochromatortemperatur betrug 0,46°C .Die Dispersionsflächen entsprechen Fall 1 in Abb. 2.10 in Abschnitt 2.2.7.



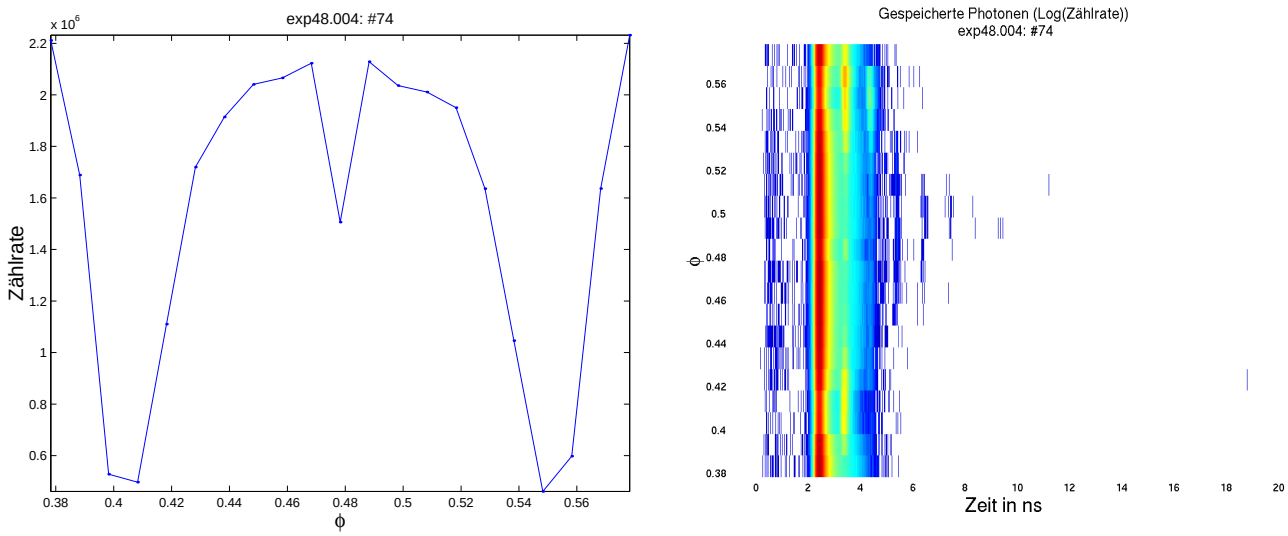
Zeitintegriert Zeitaufgelöst

Abbildung C.5.: ϕ–Scan. Die Differenz zwischen Kavitäts– und Monochromatortemperatur betrug0,46°C .Die Dispersionsflächen entsprechen Fall 1 in Abb. 2.10 in Abschnitt 2.2.7.



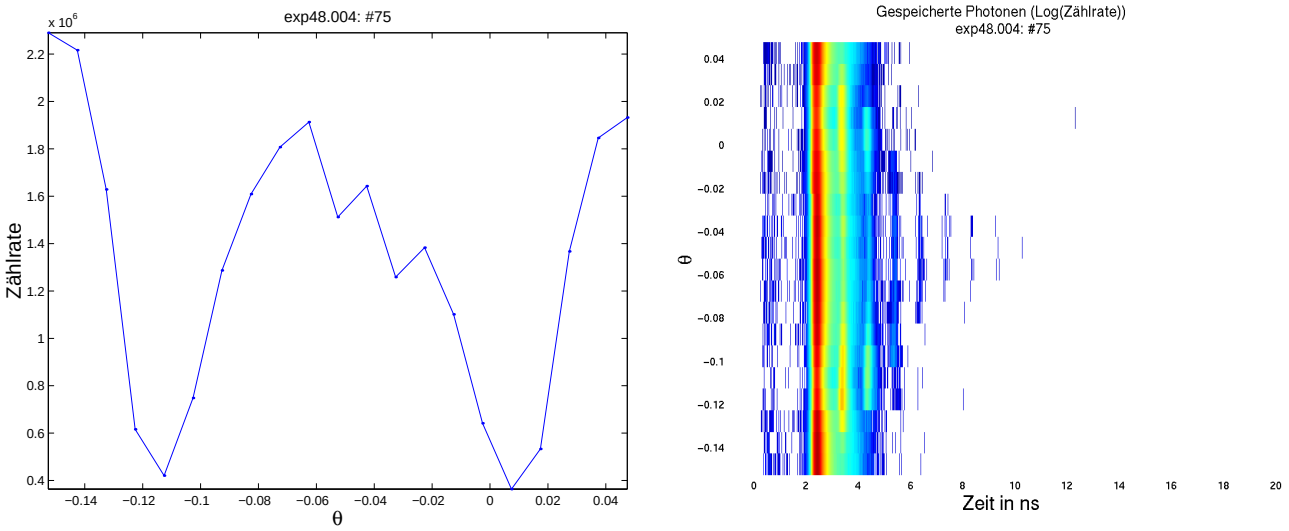
Zeitintegriert Zeitaufgelöst

Abbildung C.6.: θ–Scan. Die Differenz zwischen Kavitäts– und Monochromatortemperatur betrug 0,56°C .Die Dispersionsflächen entsprechen Fall 1 in Abb. 2.10 in Abschnitt 2.2.7.



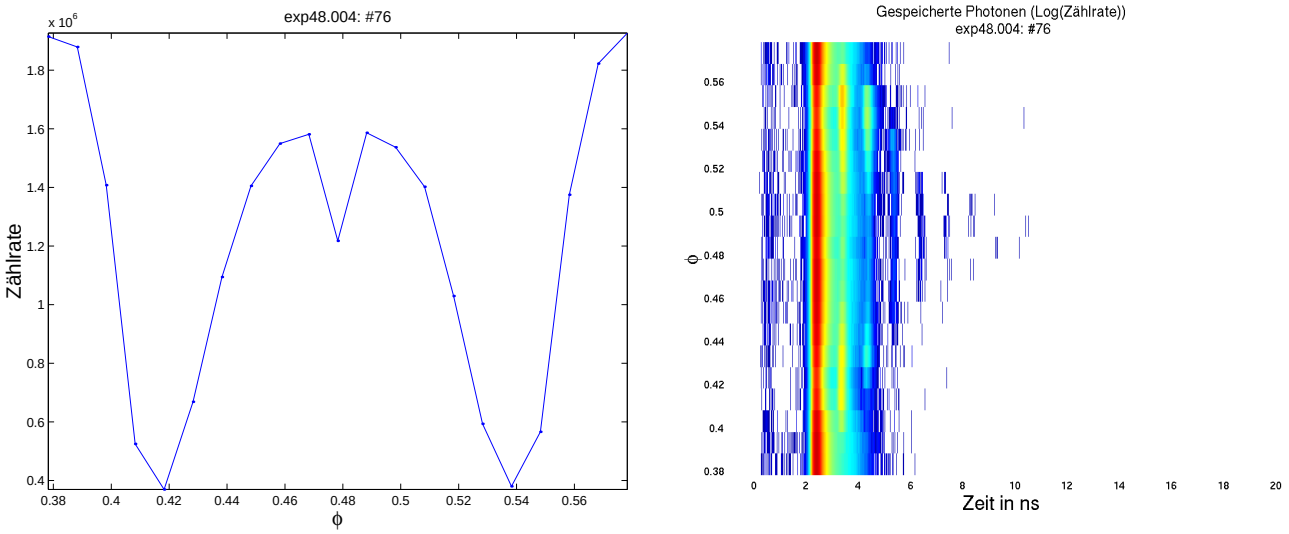
Zeitintegriert Zeitaufgelöst

Abbildung C.7.: ϕ–Scan. Die Differenz zwischen Kavitäts– und Monochromatortemperatur betrug0,56°C . Die Dispersionsflächen entsprechen Fall 1 in Abb. 2.10 in Abschnitt 2.2.7.



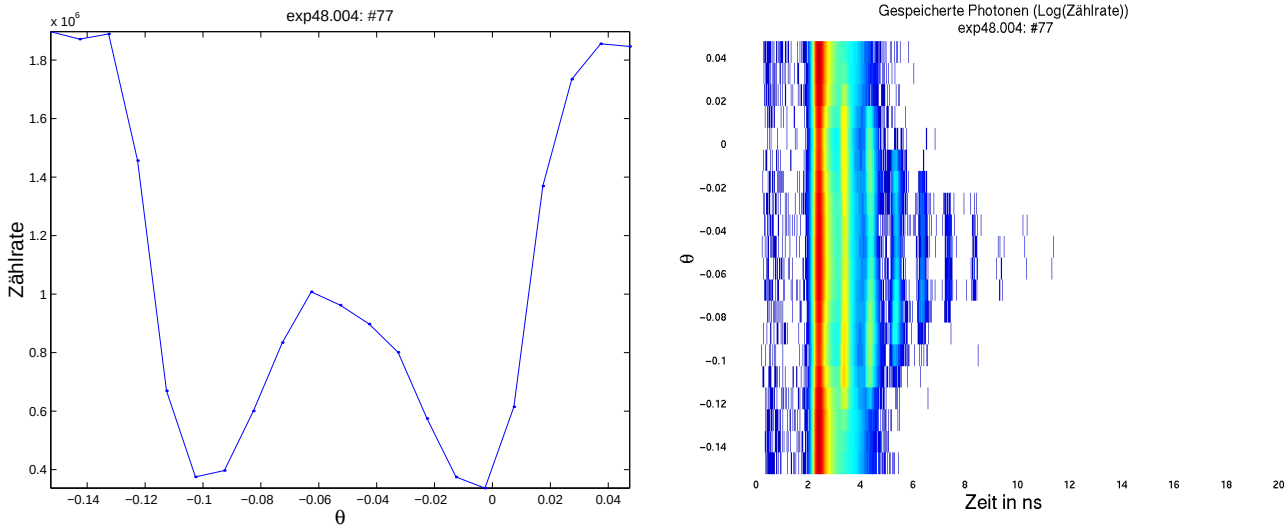
Zeitintegriert Zeitaufgelöst

Abbildung C.8.: θ–Scan. Die Differenz zwischen Kavitäts– und Monochromatortemperatur betrug 0,66°C . Die Dispersionsflächen entsprechen Fall 1 in Abb. 2.10 in Abschnitt 2.2.7.



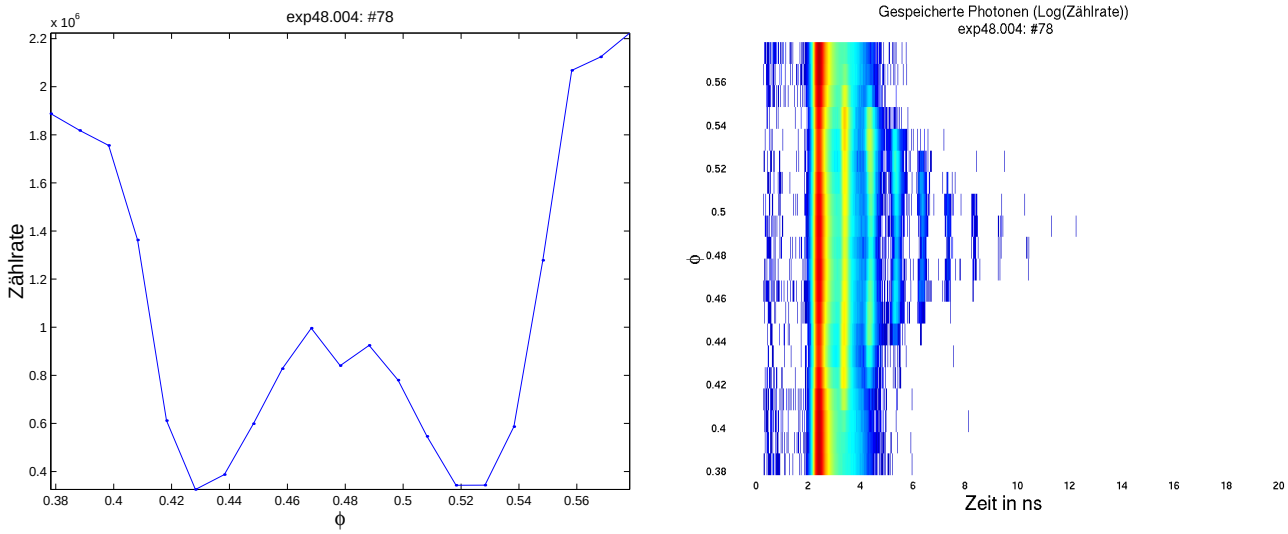
Zeitintegriert Zeitaufgelöst

Abbildung C.9.: ϕ–Scan. Die Differenz zwischen Kavitäts– und Monochromatortemperatur betrug 0,66°C . Die Dispersionsflächen entsprechen Fall 1 in Abb. 2.10 in Abschnitt 2.2.7.



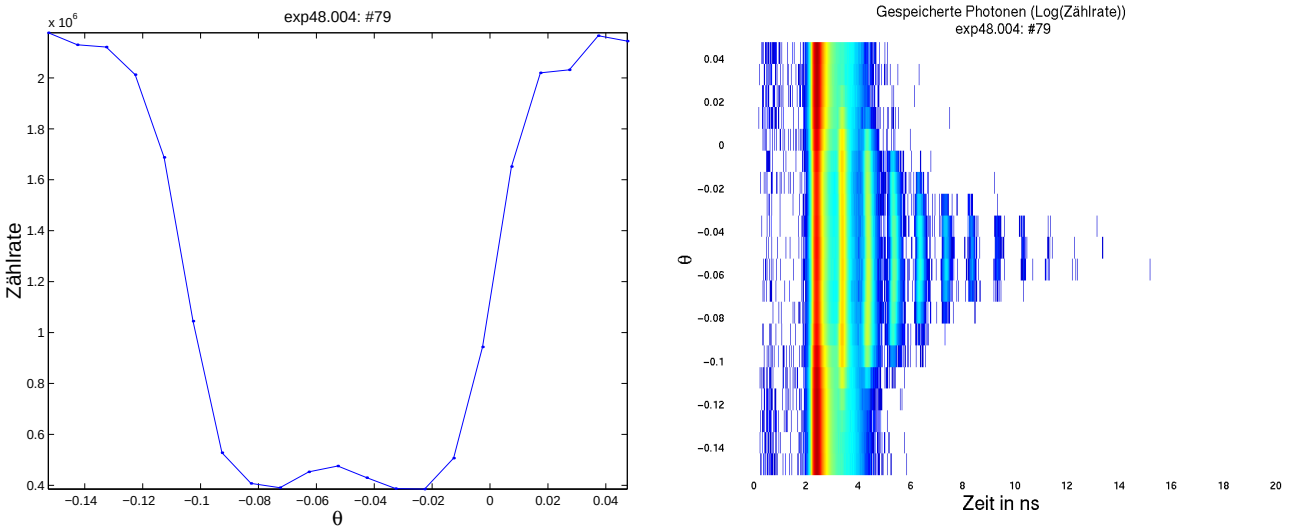
Zeitintegriert Zeitaufgelöst

Abbildung C.10.: θ–Scan. Die Differenz zwischen Kavitäts– und Monochromatortemperatur betrug 0,76°C . Die Dispersionsflächen entsprechen Fall 1 in Abb. 2.10 in Abschnitt 2.2.7.



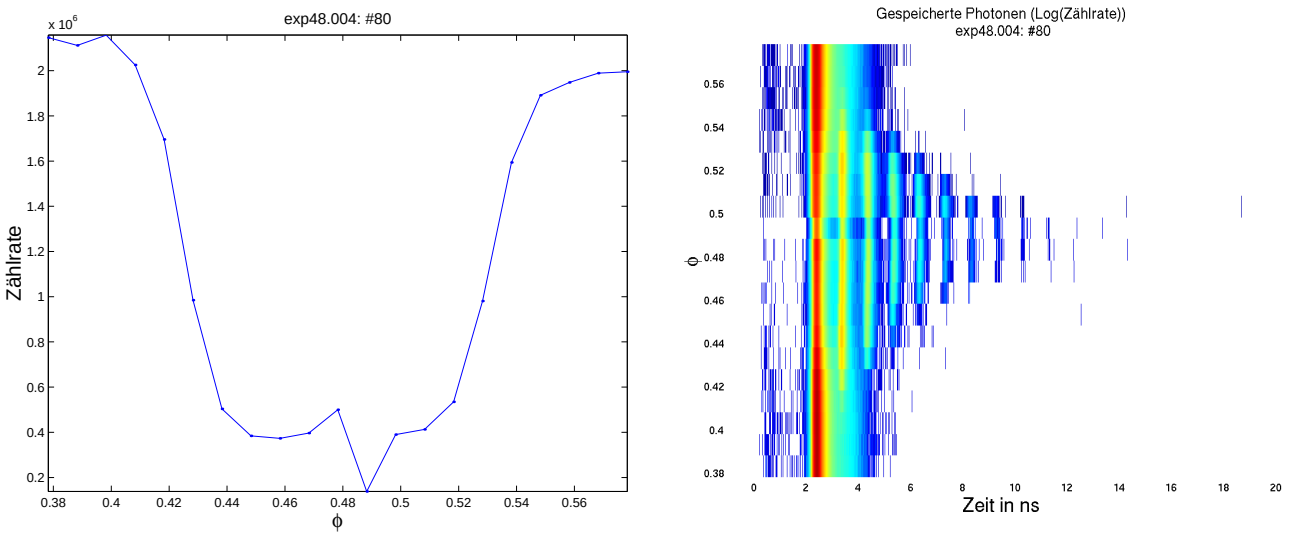
Zeitintegriert Zeitaufgelöst

Abbildung C.11.: ϕ–Scan. Die Differenz zwischen Kavitäts– und Monochromatortemperatur betrug0,76°C . Die Dispersionsflächen entsprechen Fall 1 in Abb. 2.10 in Abschnitt 2.2.7.



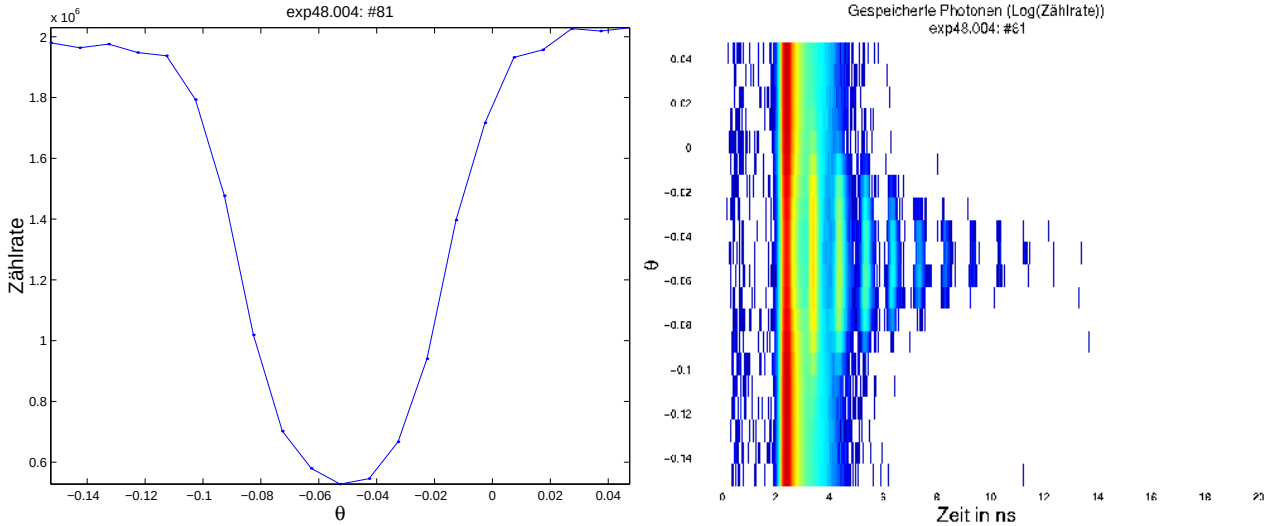
Zeitintegriert Zeitaufgelöst

Abbildung C.12.: θ–Scan. Die Differenz zwischen Kavitäts– und Monochromatortemperatur betrug 0,86°C . Die Dispersionsflächen entsprechen Fall 2a in Abb. 2.10 in Abschnitt 2.2.7.



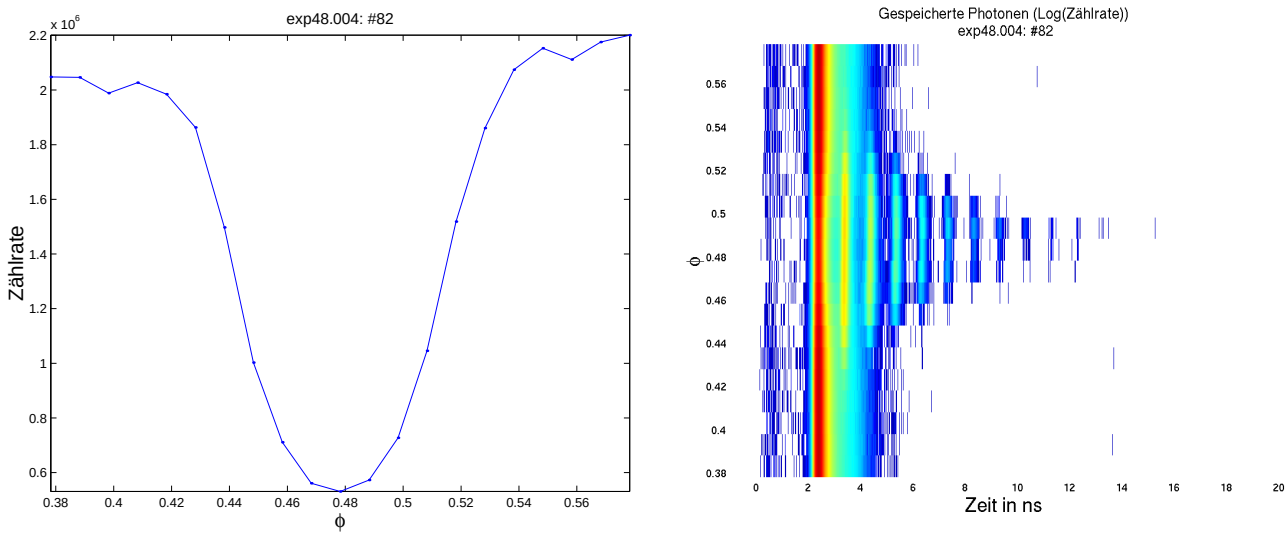
Zeitintegriert Zeitaufgelöst

Abbildung C.13.: ϕ–Scan. Die Differenz zwischen Kavitäts– und Monochromatortemperatur betrug 0,86°C . Die Dispersionsflächen entsprechen Fall 2a in Abb. 2.10 in Abschnitt 2.2.7.



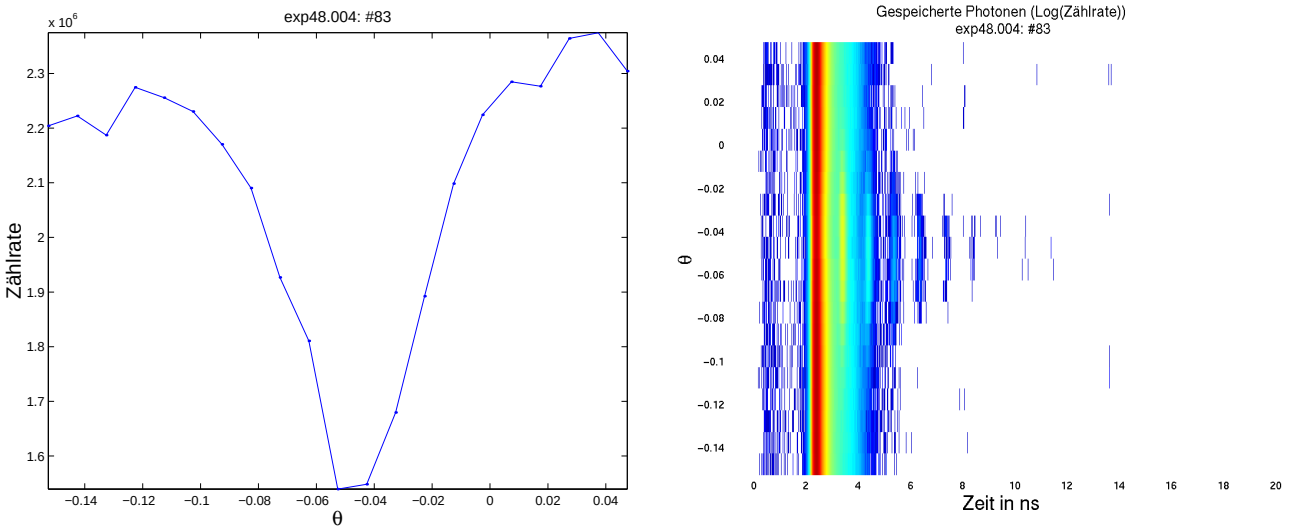
Zeitintegriert Zeitaufgelöst

Abbildung C.14.: θ–Scan. Die Differenz zwischen Kavitäts– und Monochromatortemperatur betrug 0,96°C . Die Dispersionsflächen entsprechen Fall 2b in Abb. 2.10 in Abschnitt 2.2.7.



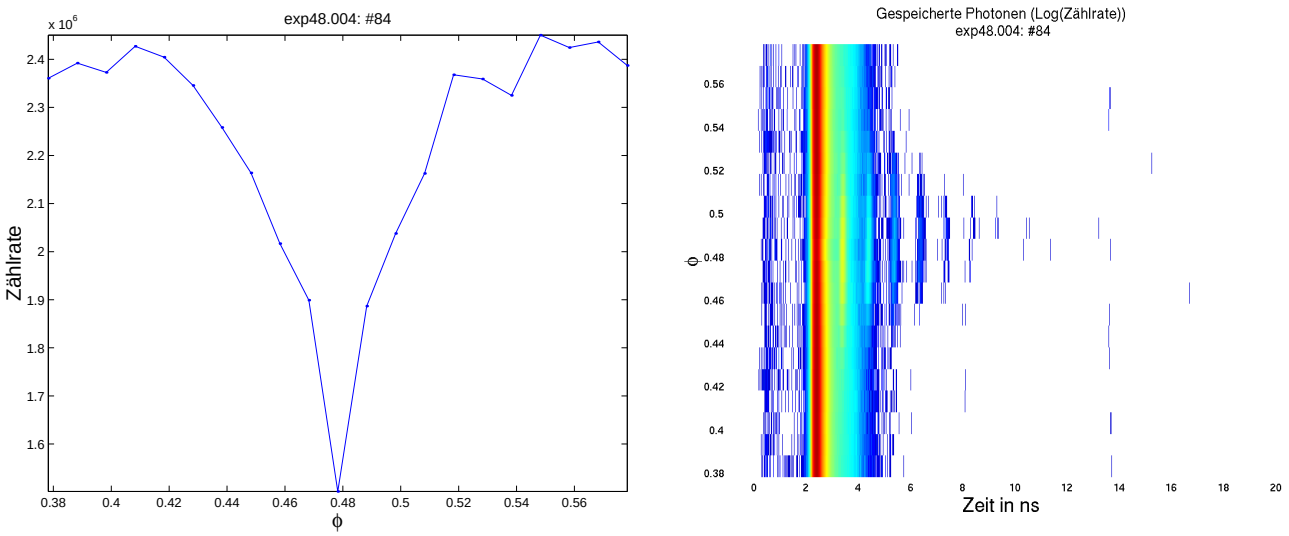
Zeitintegriert Zeitaufgelöst

Abbildung C.15.: ϕ–Scan. Die Differenz zwischen Kavitäts– und Monochromatortemperatur betrug 0,96°C . Die Dispersionsflächen entsprechen Fall 2b in Abb. 2.10 in Abschnitt 2.2.7.



Zeitintegriert Zeitaufgelöst

Abbildung C.16.: θ–Scan. Die Differenz zwischen Kavitäts– und Monochromatortemperatur betrug 1,16°C . Die Dispersionsflächen entsprechen Fall 3 in Abb. 2.10 in Abschnitt 2.2.7.



Zeitintegriert Zeitaufgelöst

Abbildung C.17.: ϕ–Scan. Die Differenz zwischen Kavitäts– und Monochromatortemperatur betrug 1,16°C . Die Dispersionsflächen entsprechen Fall 3 in Abb. 2.10 in Abschnitt 2.2.7.

C.2. Zweiter Temperatur– und Winkelscan

Bei diesem Temperaturscan wurde nicht gewartet, bis sich der Monochromator in der Temperatur stabilisiert hat.
In Abb. C.18 ist zu erkennen, wie sich der Monochromator noch in der Temperatur ändert.
Stattdessen wurden zu jeder Temperatur jeweils zwei Scans aufgenommen.
Die Temperatur der Probe blieb sehr stabil während der Messungen. Die mnimale Temperatur der Probe während der gesamten Scans betrug 23,141°C, die maximale Temperatur 23,179°C.

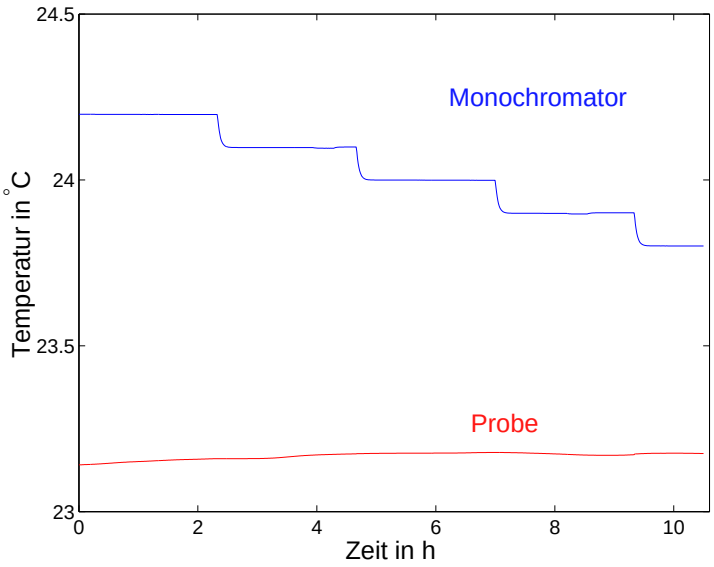
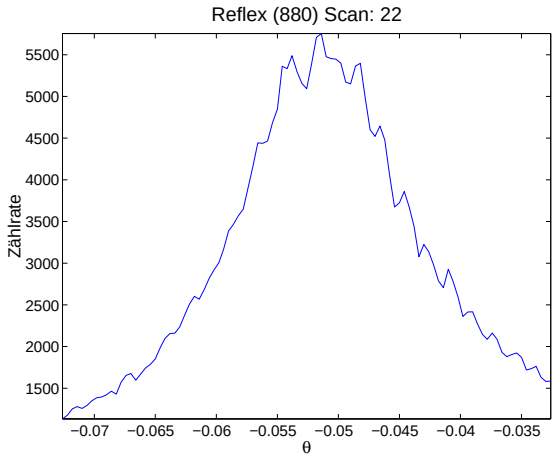
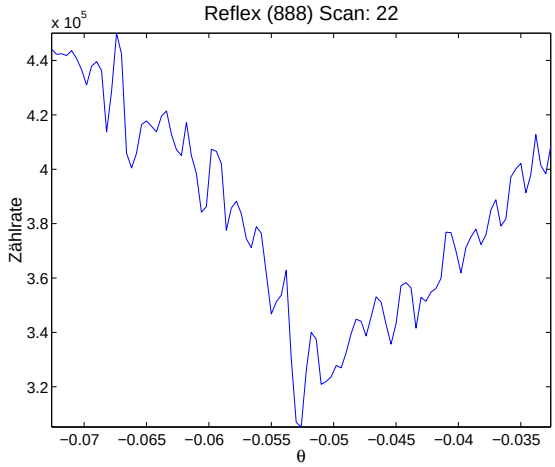


Abbildung C.18.: Temperaturänderung Monochromator und Temperaturdrift der Probe während der Scans



(880)– Reflex



(888)–Reflex

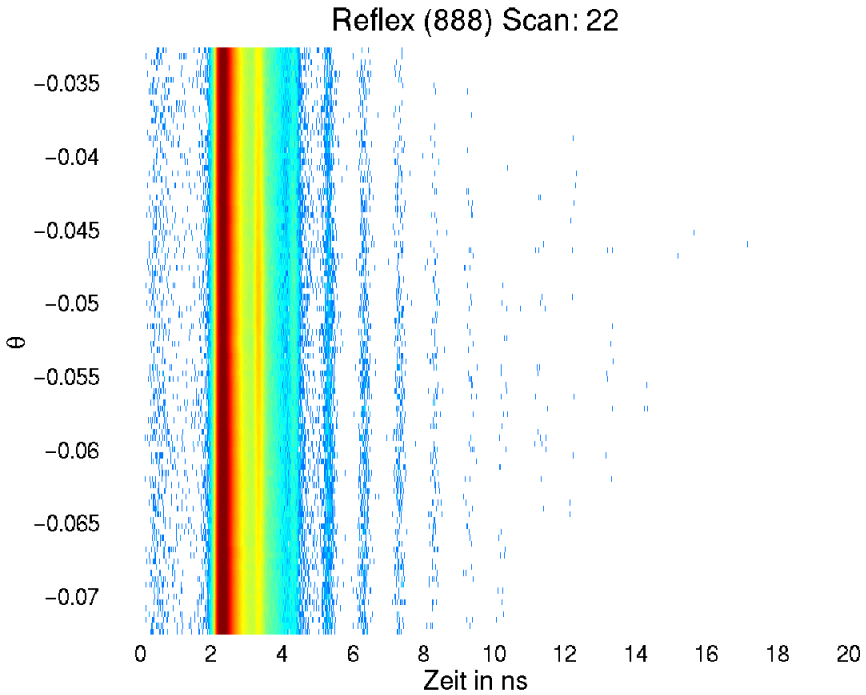
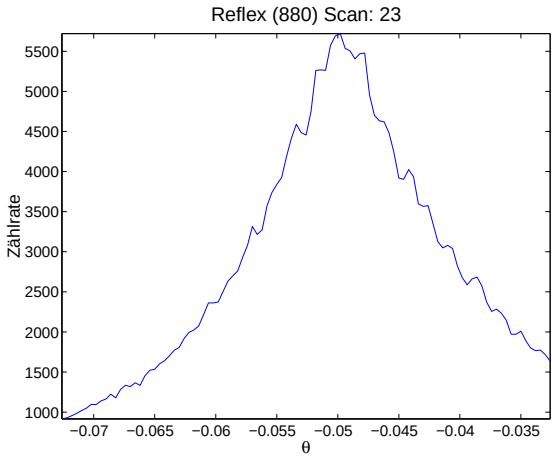
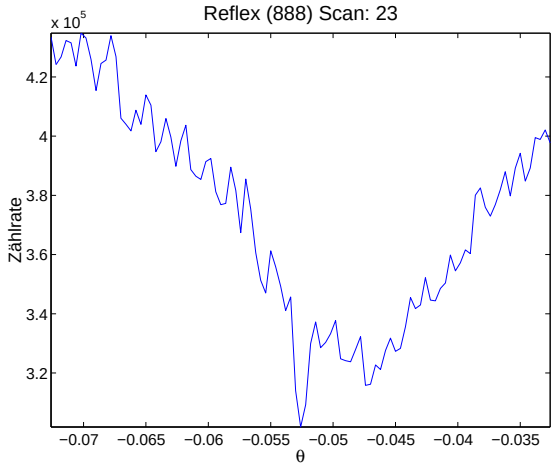


Abbildung C.19.: Scan #22 $T_{\text{mono}} = 23{,}6°\text{C}$, Temperaturunterschied zwischen Monochromator und Kavität $(1{,}051 \pm 0{,}004)°\text{C}$.



(880)– Reflex



(888)–Reflex

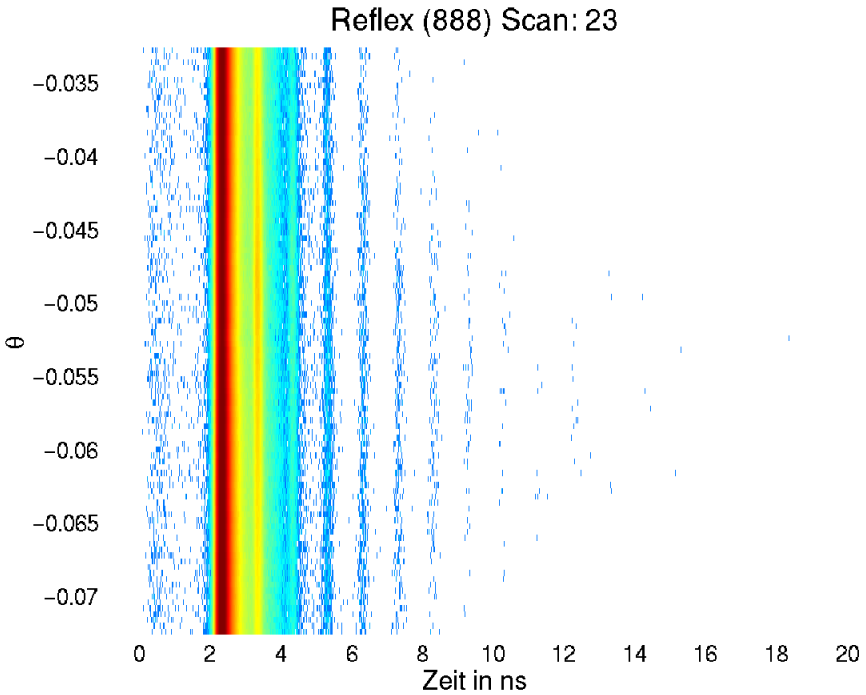
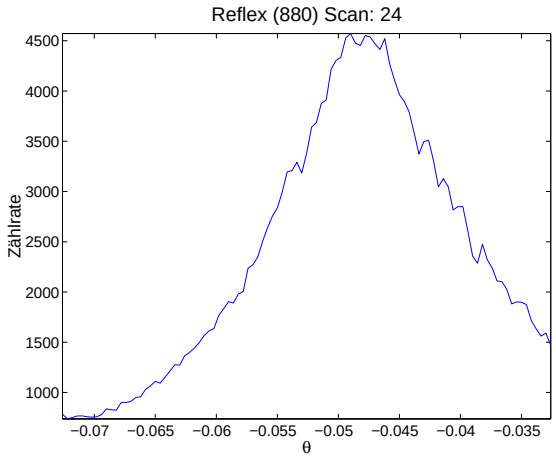
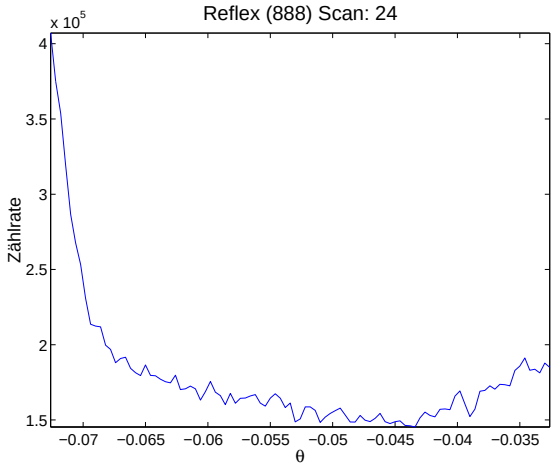


Abbildung C.20.: Scan #23 $T_{\text{mono}} = 23{,}6\circ\text{C}$, Temperaturunterschied zwischen Monochromator und Kavität $(1{,}041 \pm 0{,}002)°\text{C}$.



(880)– Reflex



(888)–Reflex

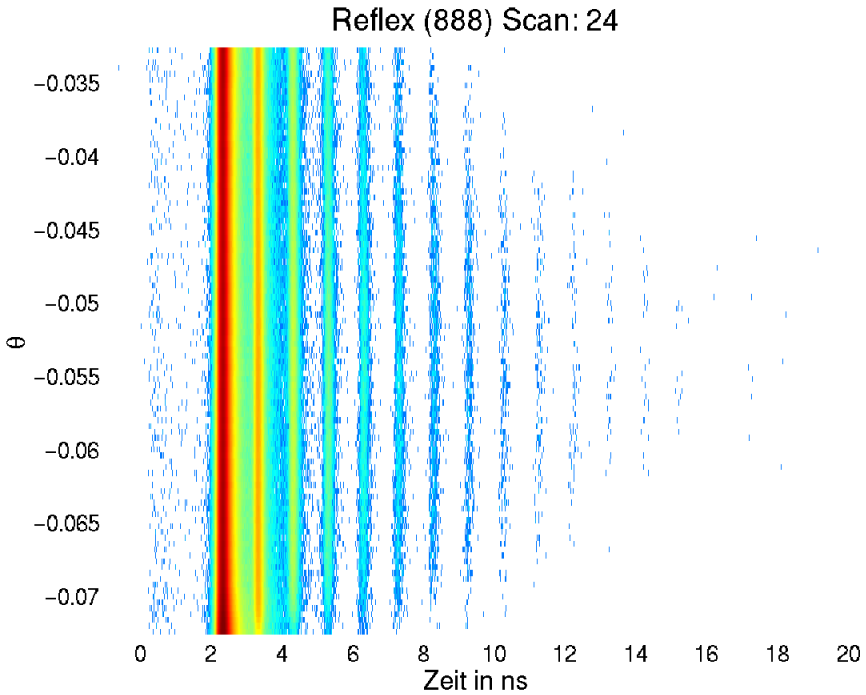
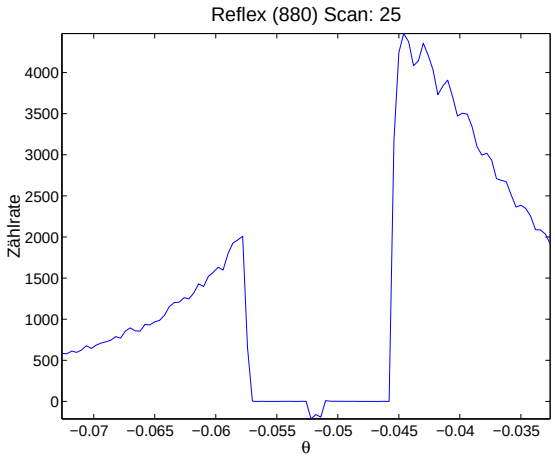
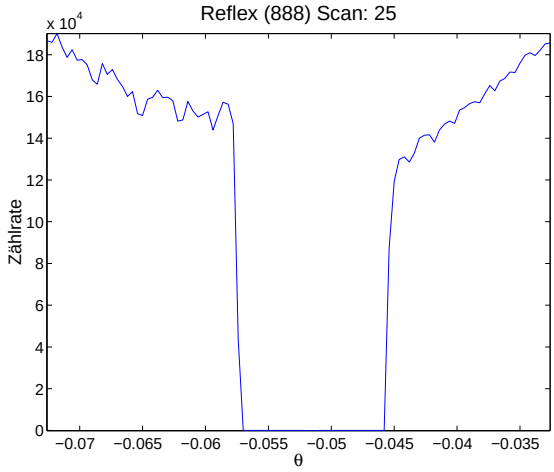


Abbildung C.21.: Scan #24 $T_{\text{mono}} = 23{,}5°\text{C}$, Temperaturunterschied zwischen Monochromator und Kavität $(0{,}941 \pm 0{,}013)°\text{C}$.



(880)– Reflex



(888)–Reflex

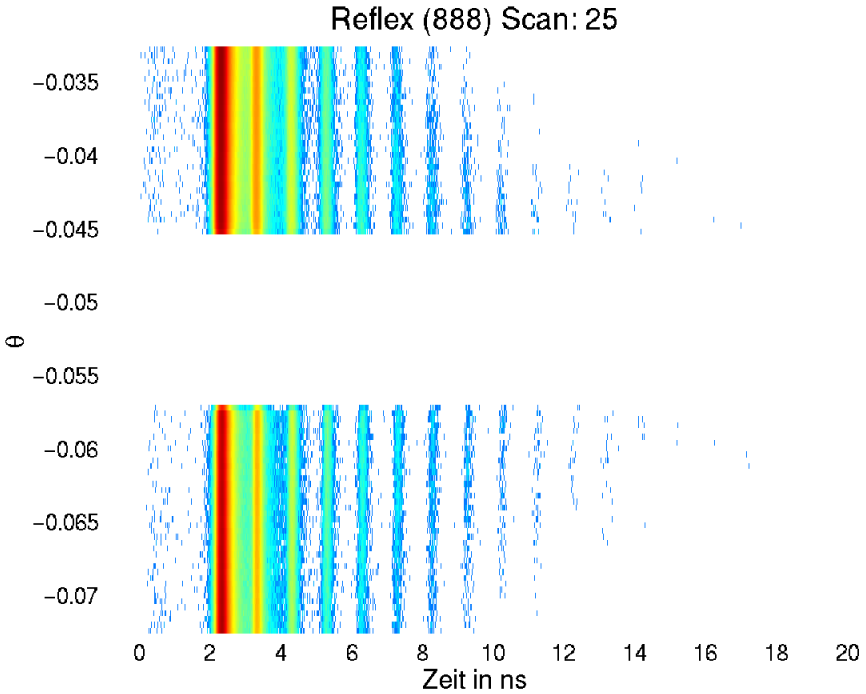
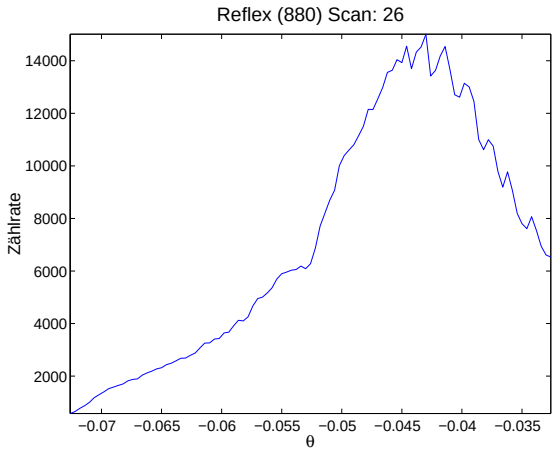
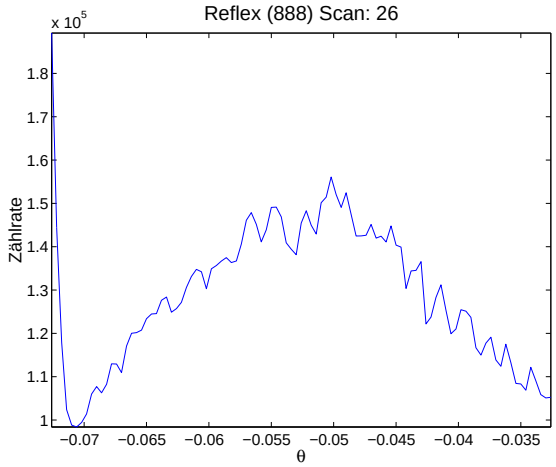


Abbildung C.22.: Scan #25 $T_{\text{mono}} = 23{,}5°\text{C}$, Temperaturunterschied zwischen Monochromator und Kavität $(0{,}927 \pm 0{,}003)°\text{C}$.
Refill während des Scans



(880)– Reflex



(888)–Reflex

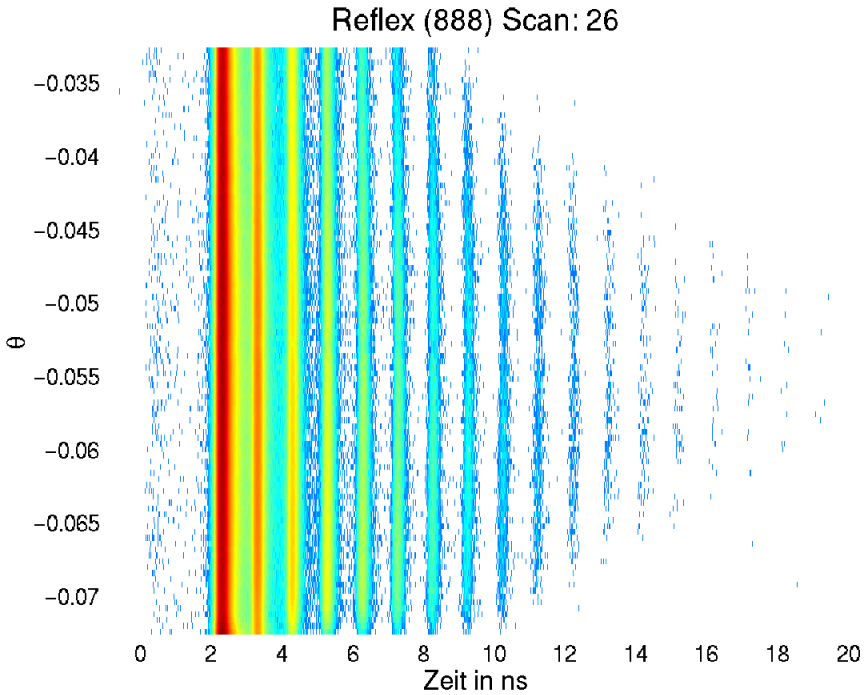
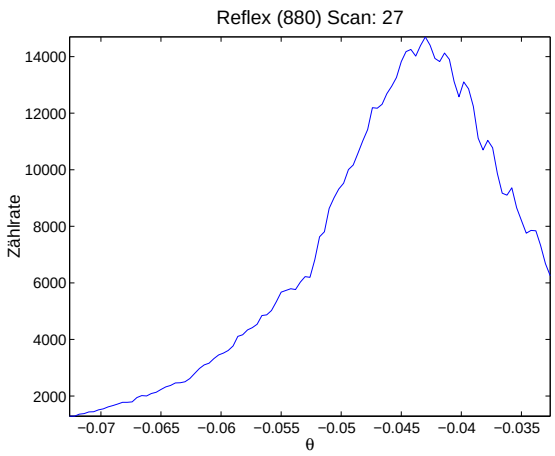
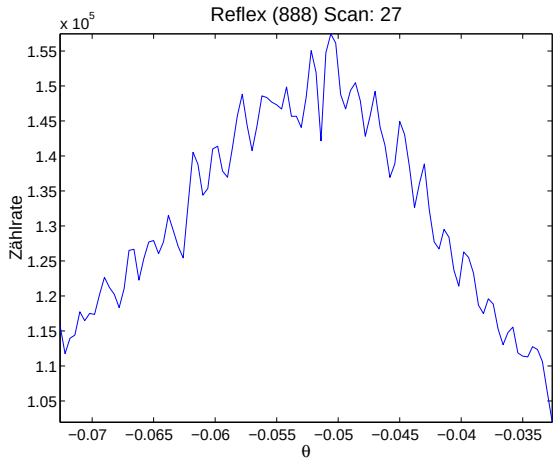


Abbildung C.23.: Scan #26 $T_{\text{mono}} = 23{,}4°\text{C}$, Temperaturunterschied zwischen Monochromator und Kavität $(0{,}827 \pm 0{,}013)°\text{C}$.



(880)– Reflex



(888)–Reflex

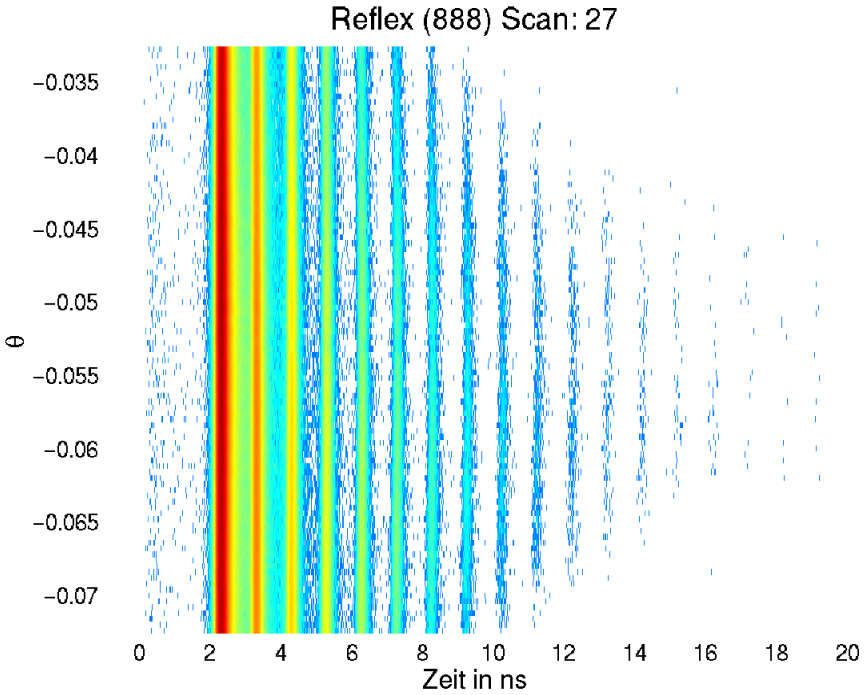
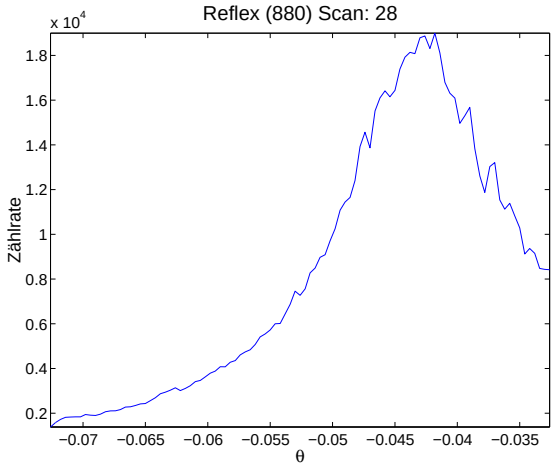
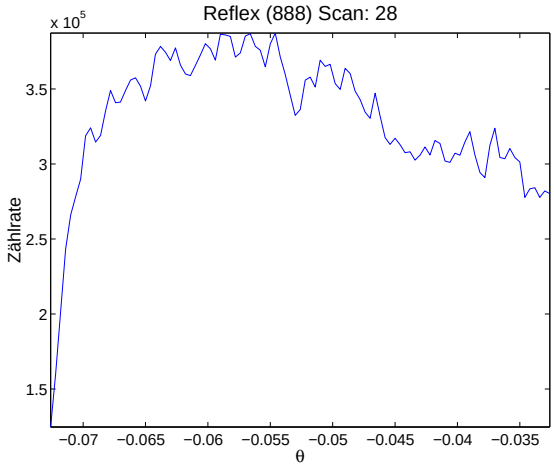


Abbildung C.24.: Scan #27 $T_{\text{mono}} = 23{,}4°\text{C}$, Temperaturunterschied zwischen Monochromator und Kavität $(0{,}822 \pm 0{,}001)°\text{C}$.



(880)– Reflex



(888)–Reflex

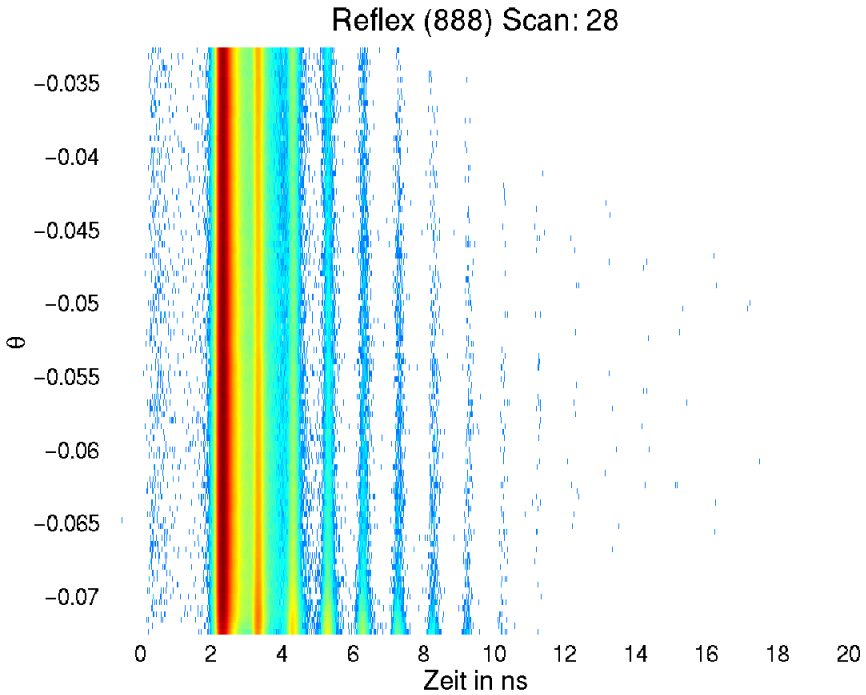
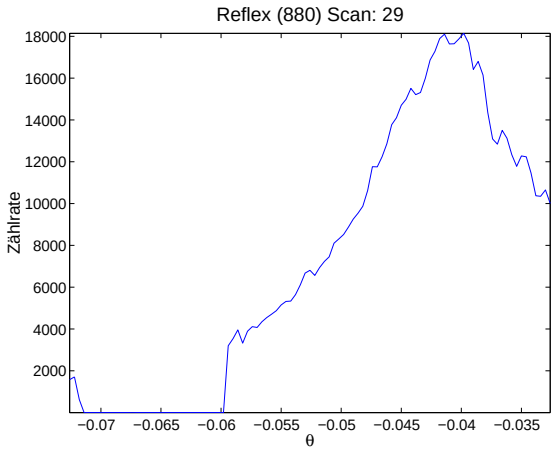
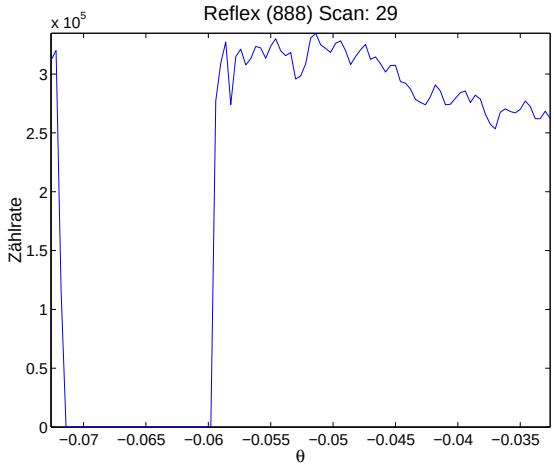


Abbildung C.25.: Scan #28 $T_{\text{mono}} = 23{,}3°\text{C}$, Temperaturunterschied zwischen Monochromator und Kavität $(0{,}727 \pm 0{,}012)°\text{C}$.



(880)– Reflex



(888)–Reflex

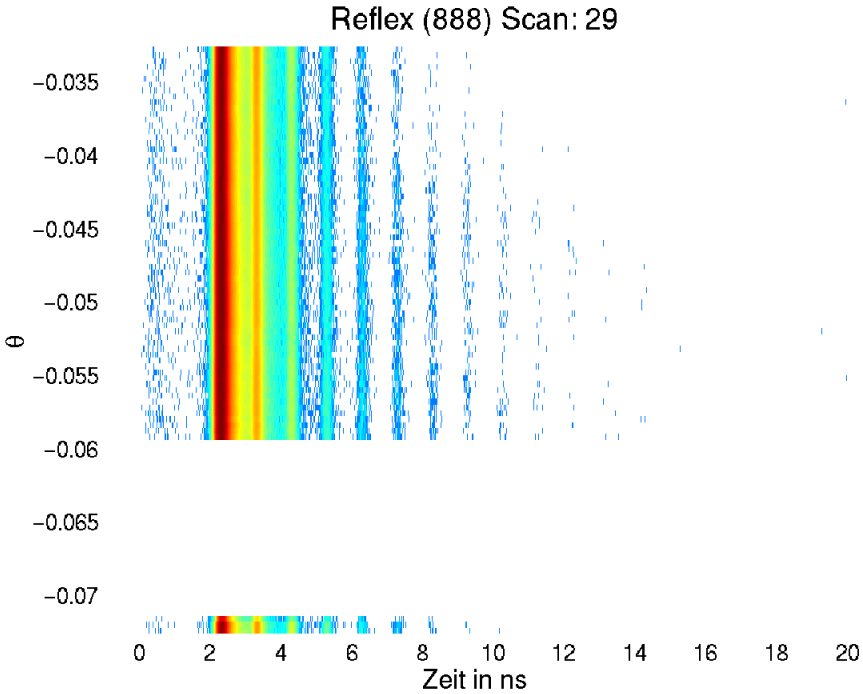
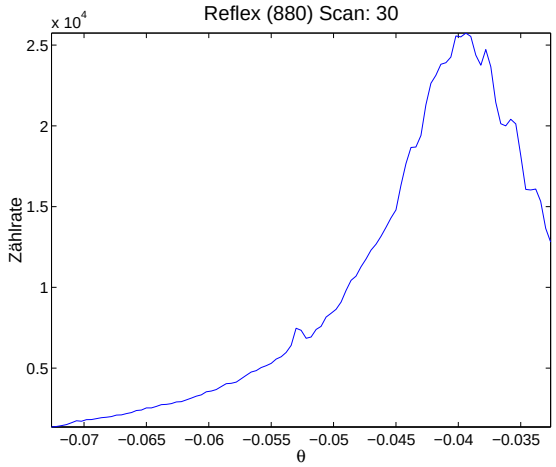
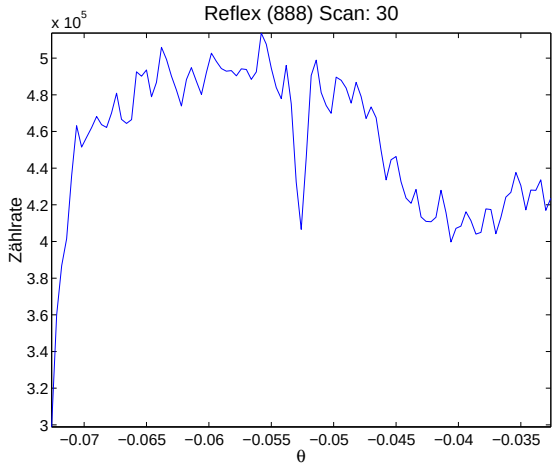


Abbildung C.26.: Scan #29 $T_{\text{mono}} = 23{,}3°\text{C}$, Temperaturunterschied zwischen Monochromator und Kavität $(0{,}729 \pm 0{,}002)°\text{C}$.
Refill während des Scan



(880)– Reflex



(888)–Reflex

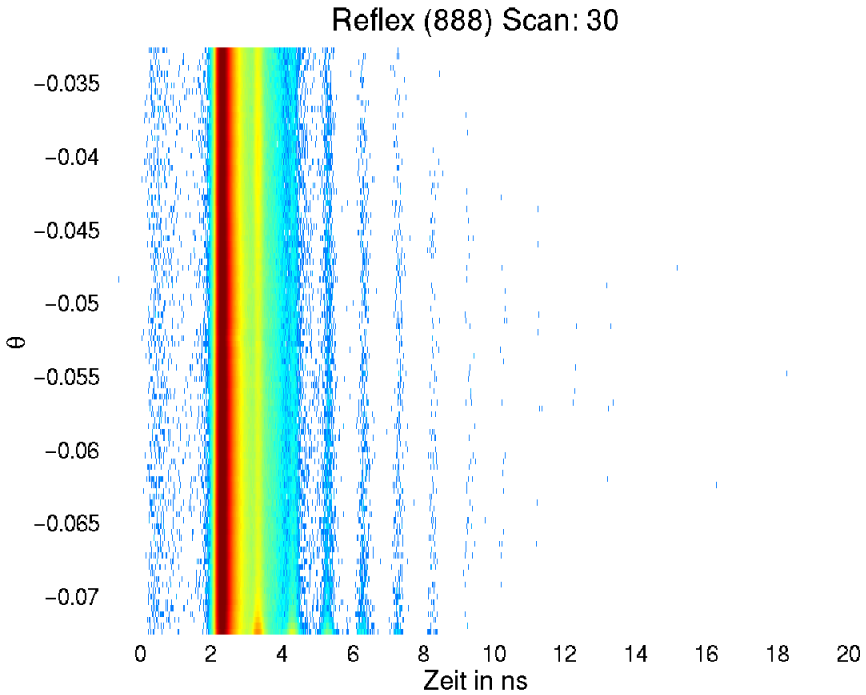


Abbildung C.27.: Scan #30 $T_{\text{mono}} = 23{,}2°\text{C}$, Temperaturunterschied zwischen Monochromator und Kavität $(0{,}629 \pm 0{,}013)°\text{C}$.

D. Meßergebnisse der Interferometer an ID15

Auf den folgenden Seiten finden sich die Meßergebnisse der Rockingkurven an verschiedenen Stellen des Kristalls C1.
Der Kristall wurde entlang des Steges horizontal vermessen.
Jeder Plot entspricht einem festen horizontalem Wert. Nach oben sind dann die verschiedenen Rockingkurven aufgetragen für die verschiedenen vertikalen Positionen.
In der Vertikalen `sZ` wurde in 0,1mm Schritten gescannt, in der Horizontalen `sy` in 3mm Schritten.
Aufgrund häufiger Refills (die Messungen fanden im 16–Bunchmode statt), konnten während des Scannens nicht alle Reflexe gemessen werden. Stattdessen ist in den Diagrammen eine horizontale Linie (das Rauschen) eingezeichnet.

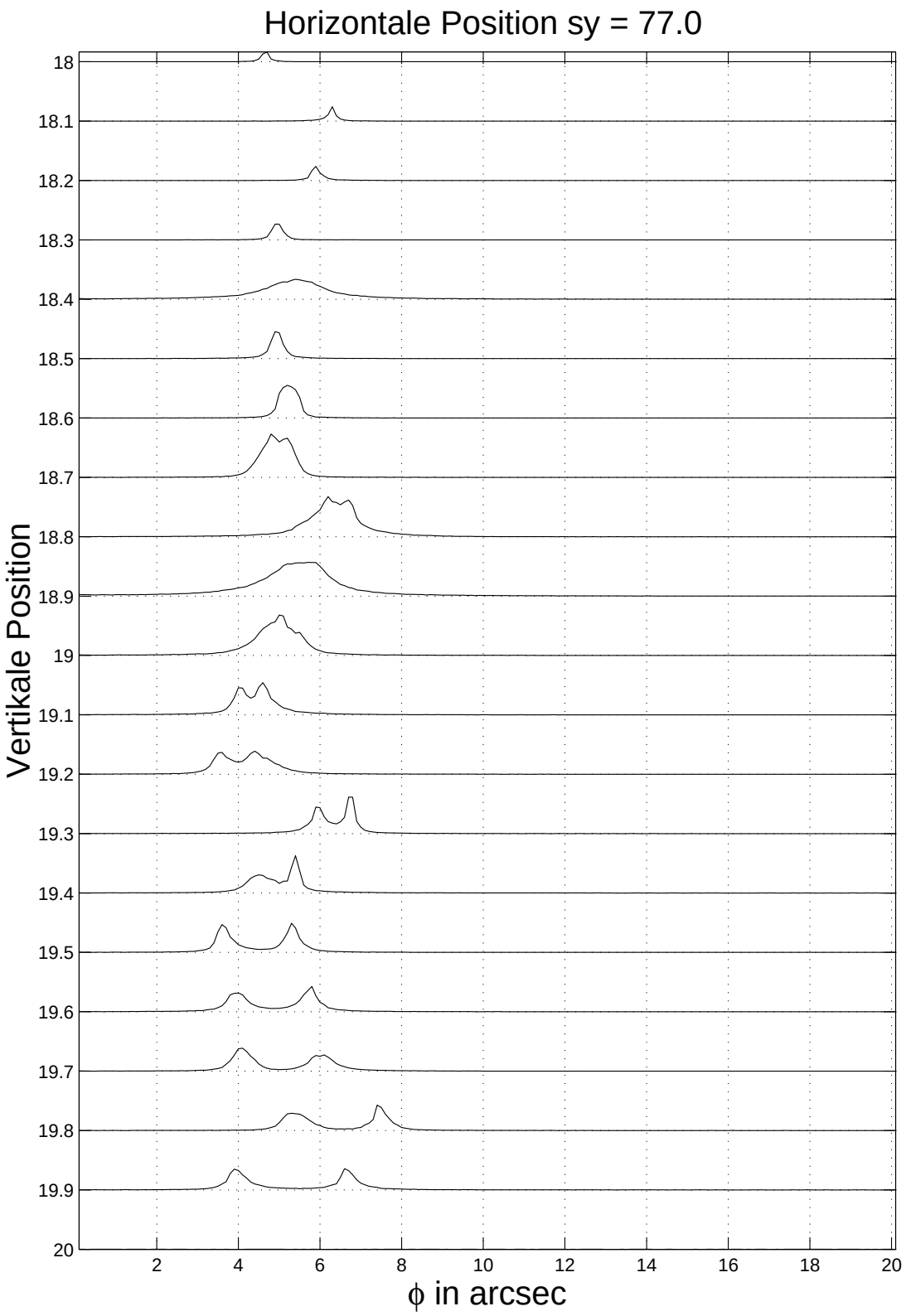


Abbildung D.1.: Vertikaler Scan an Stelle sy = 77.9

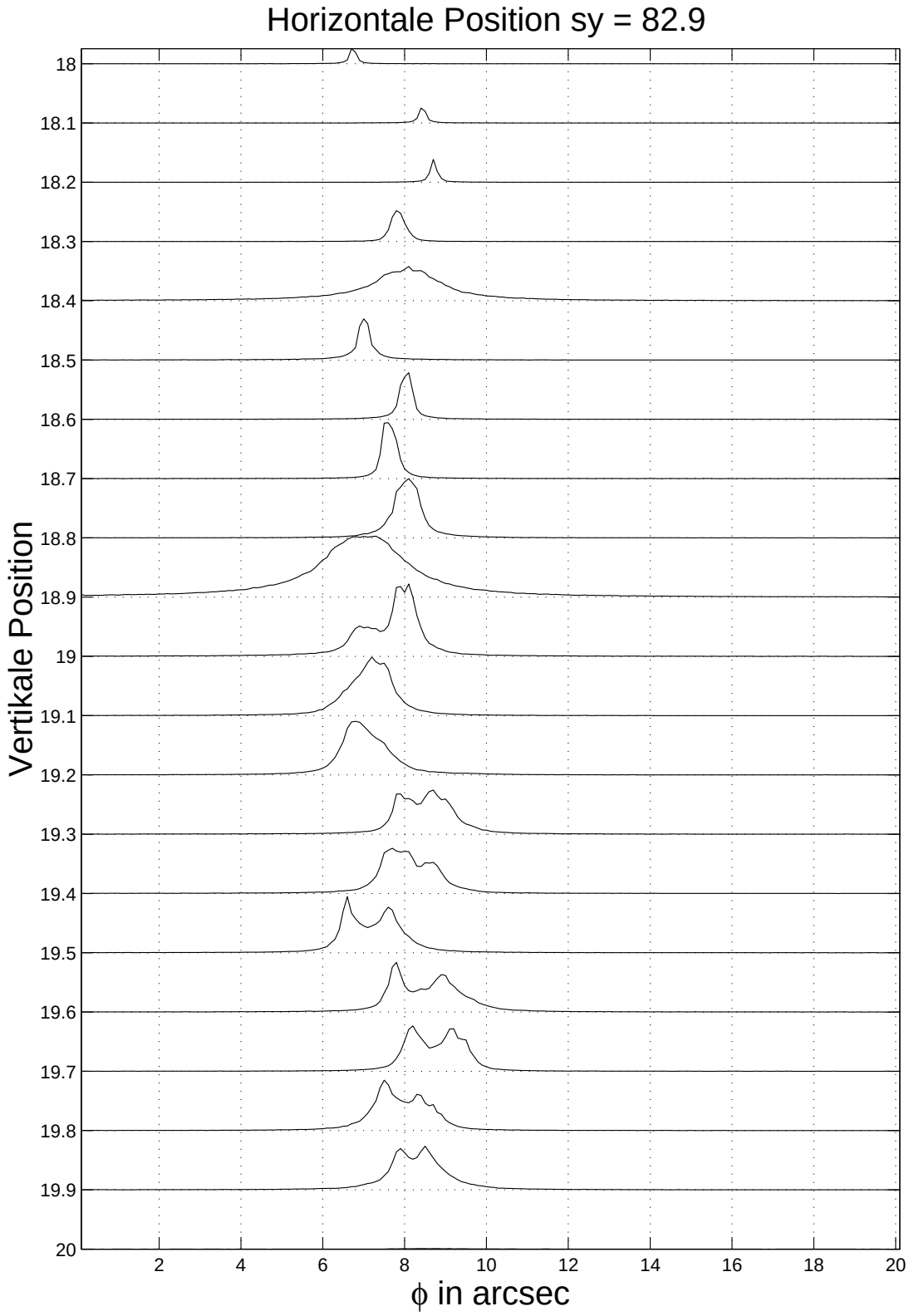


Abbildung D.2.: Vertikaler Scan an Stelle sy = 82.9

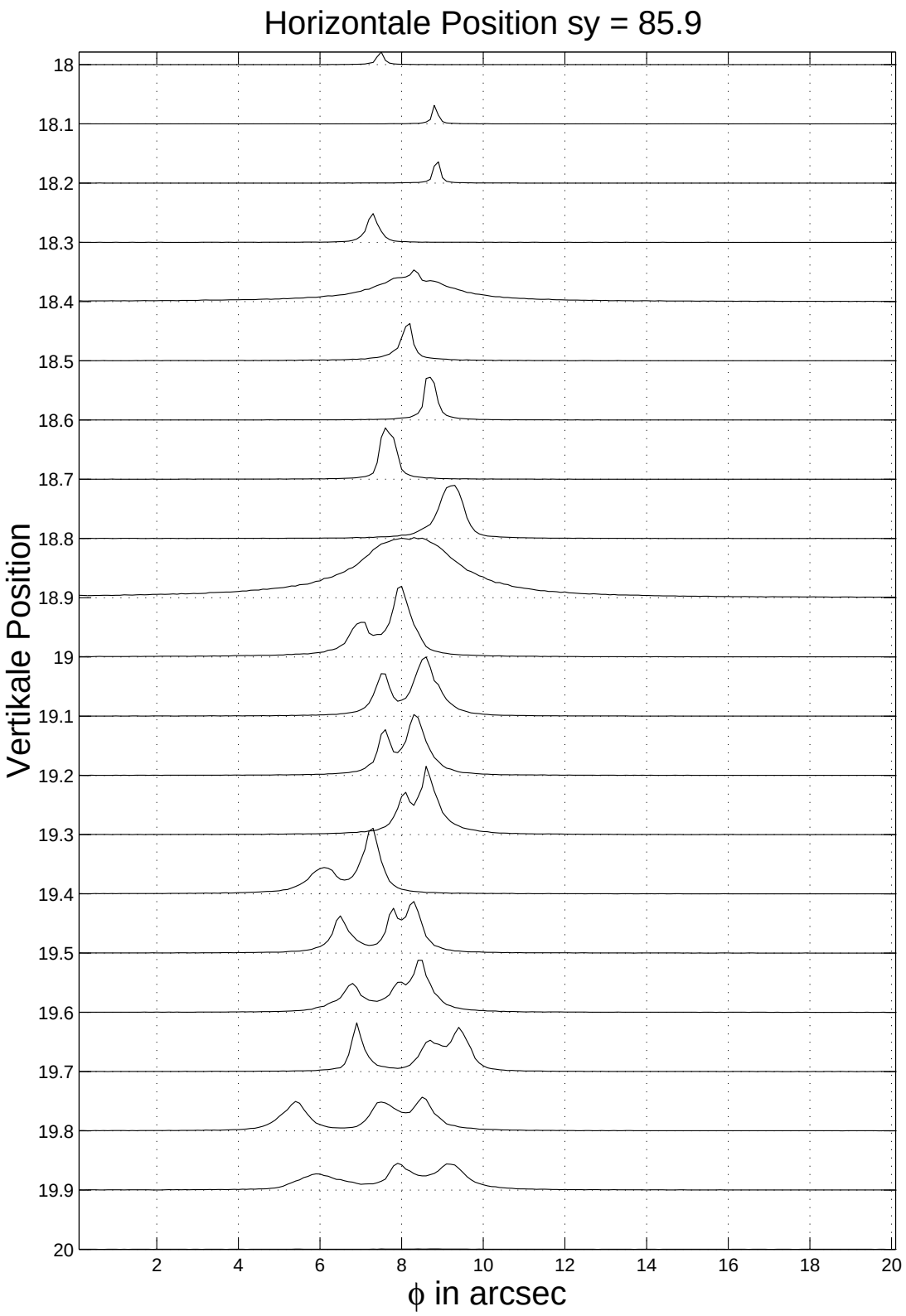


Abbildung D.3.: Vertikaler Scan an Stelle sy = 85.9

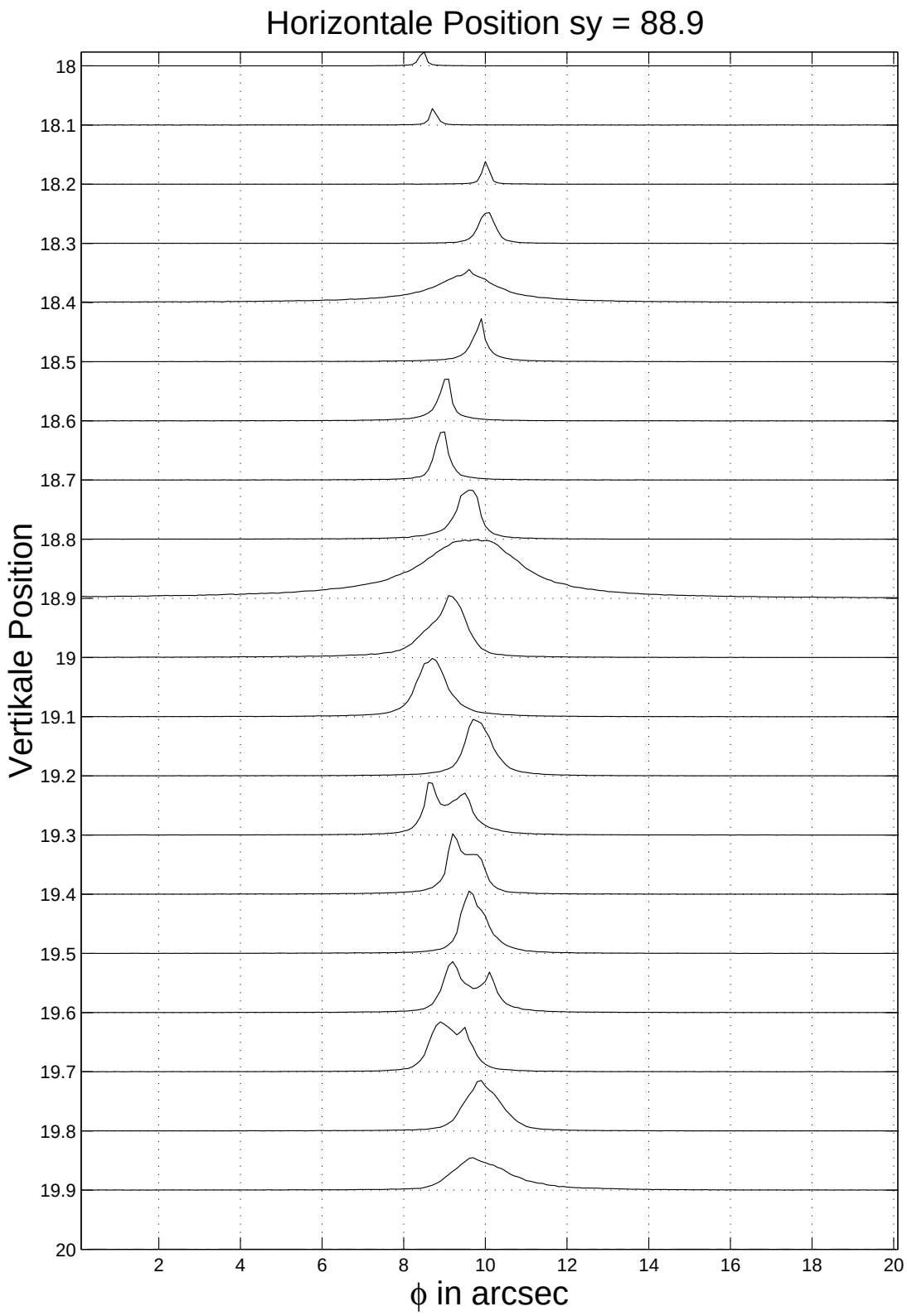


Abbildung D.4.: Vertikaler Scan an Stelle sy = 88.9

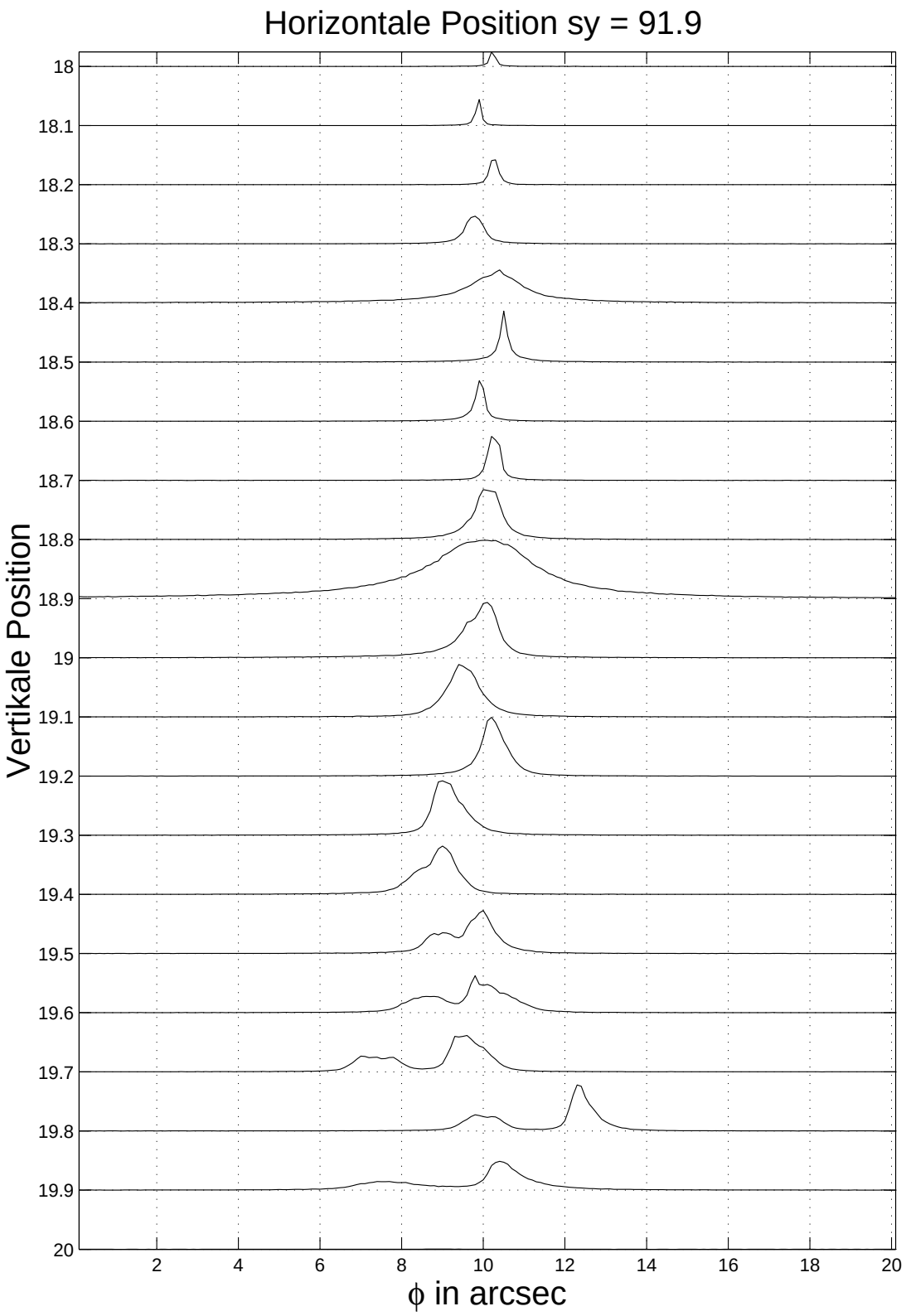


Abbildung D.5.: Vertikaler Scan an Stelle sy = 91.9

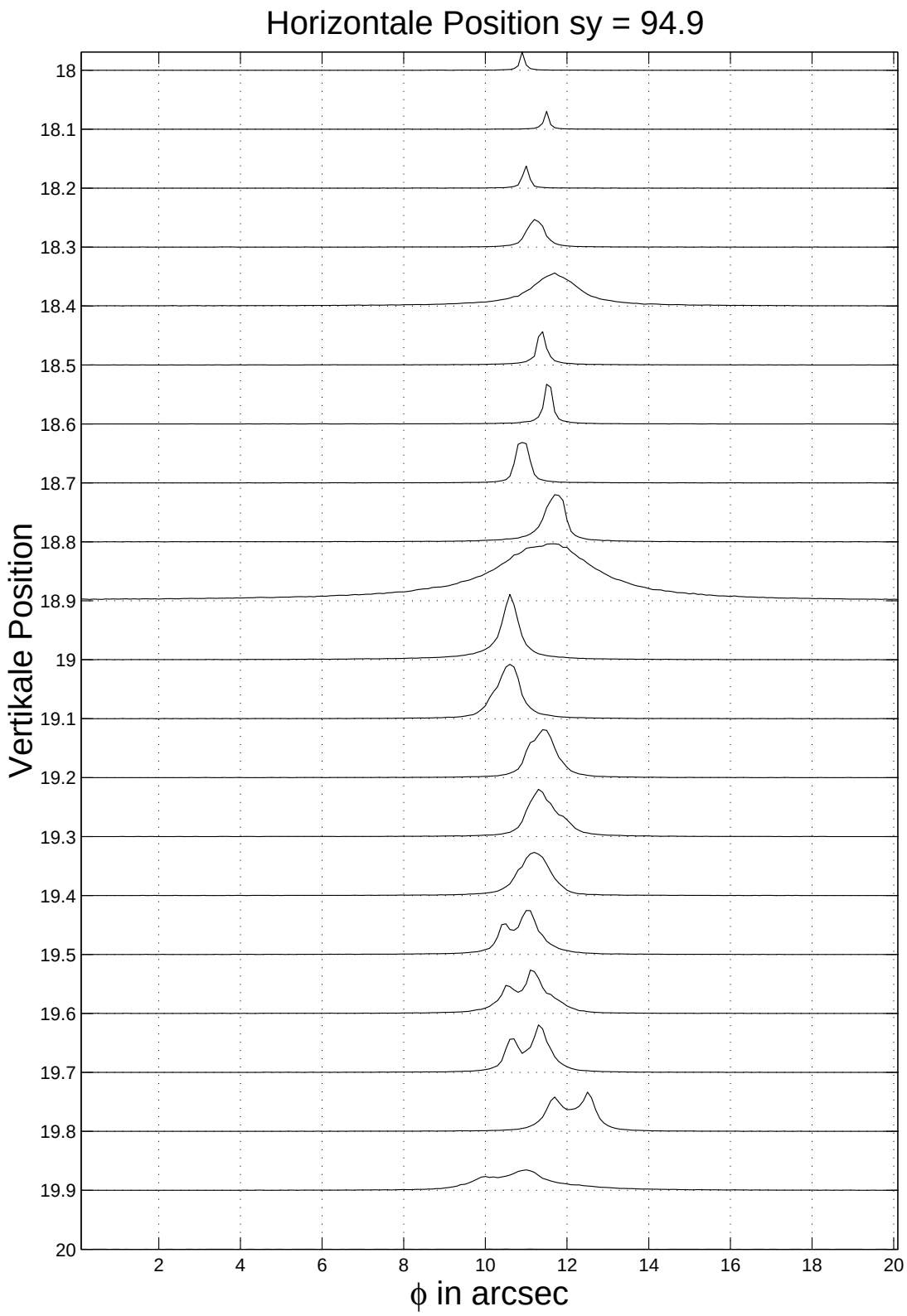


Abbildung D.6.: Vertikaler Scan an Stelle sy = 94.9

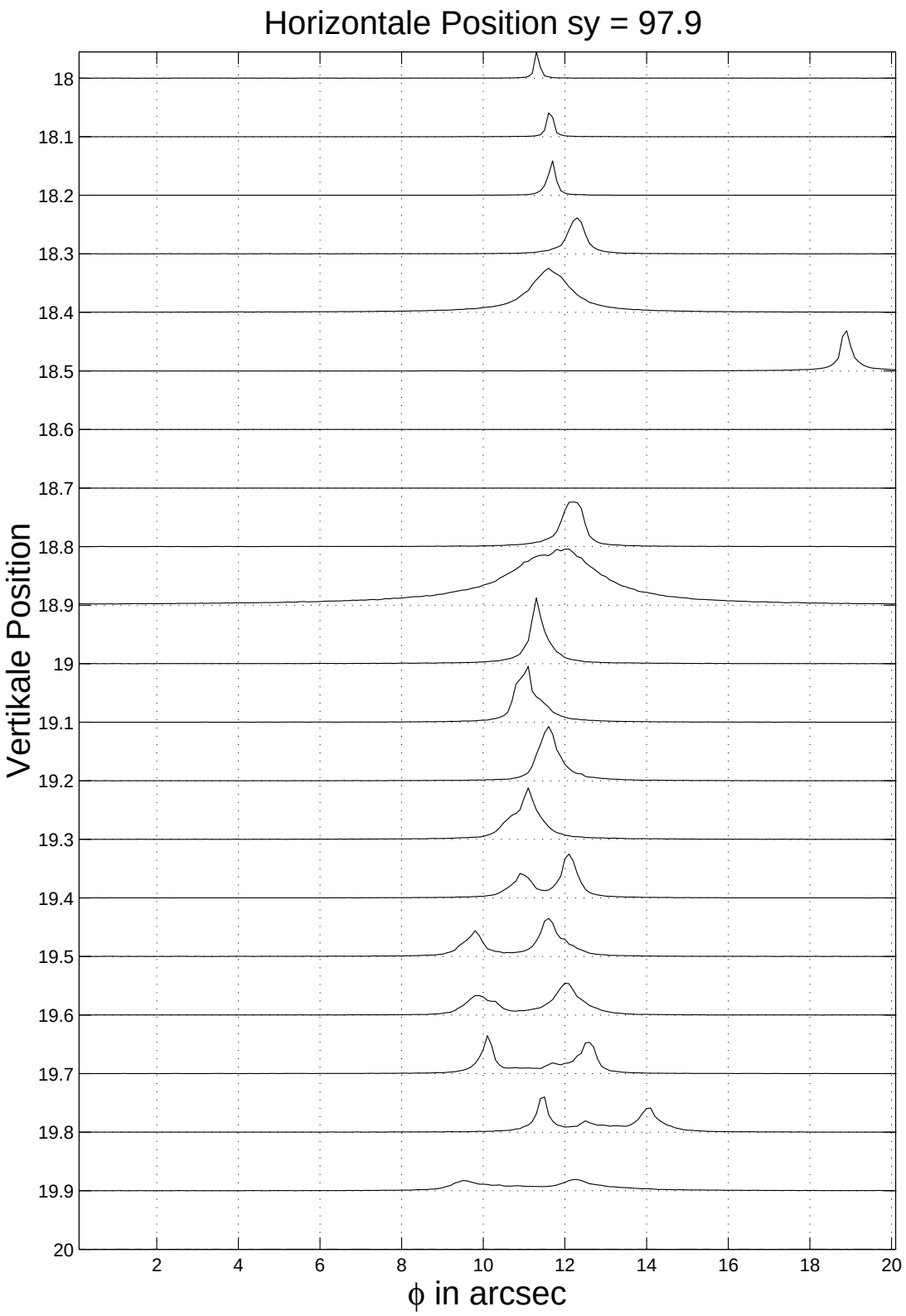


Abbildung D.7.: Vertikaler Scan an Stelle sy = 97.9

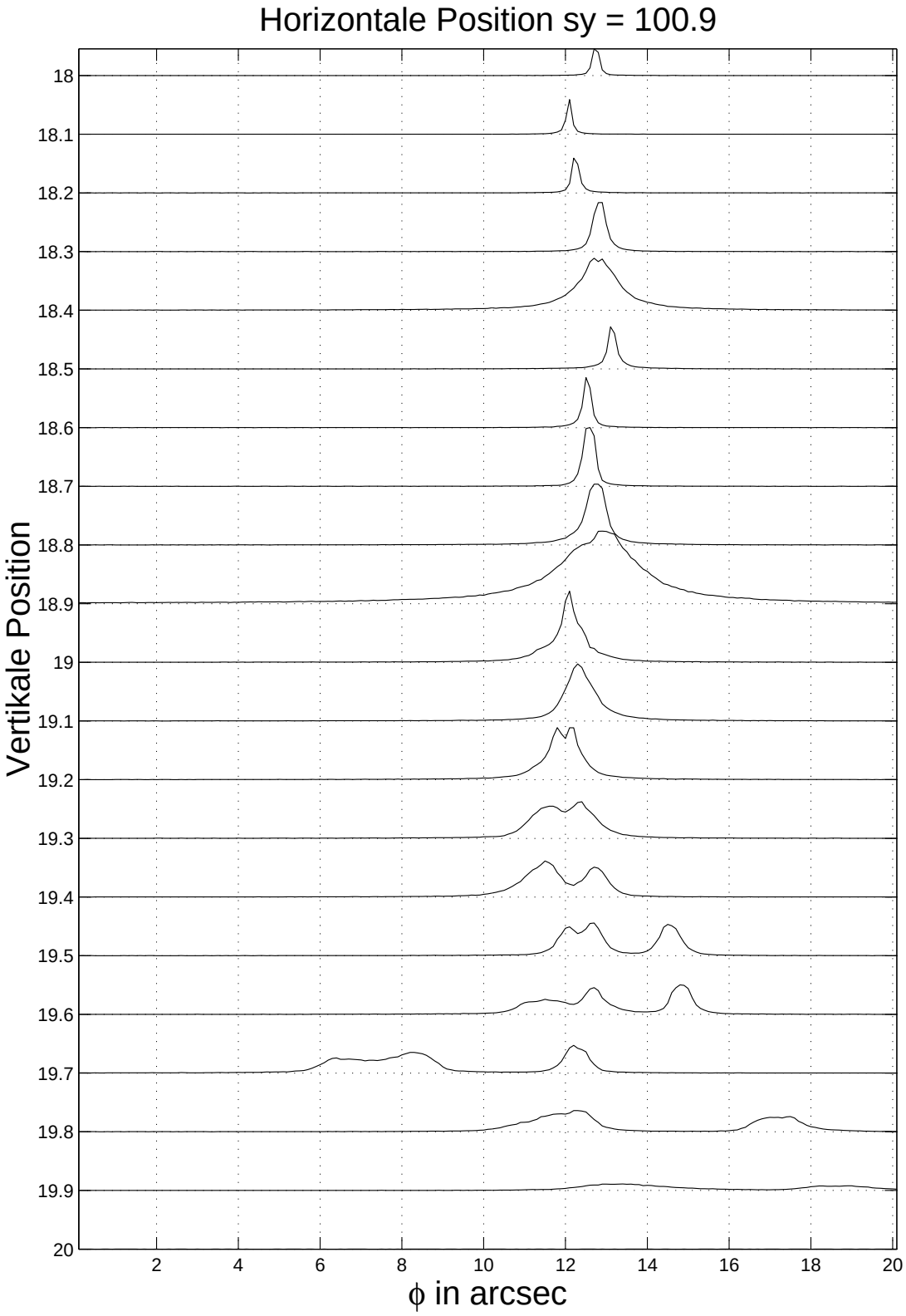


Abbildung D.8.: Vertikaler Scan an Stelle sy = 100.9

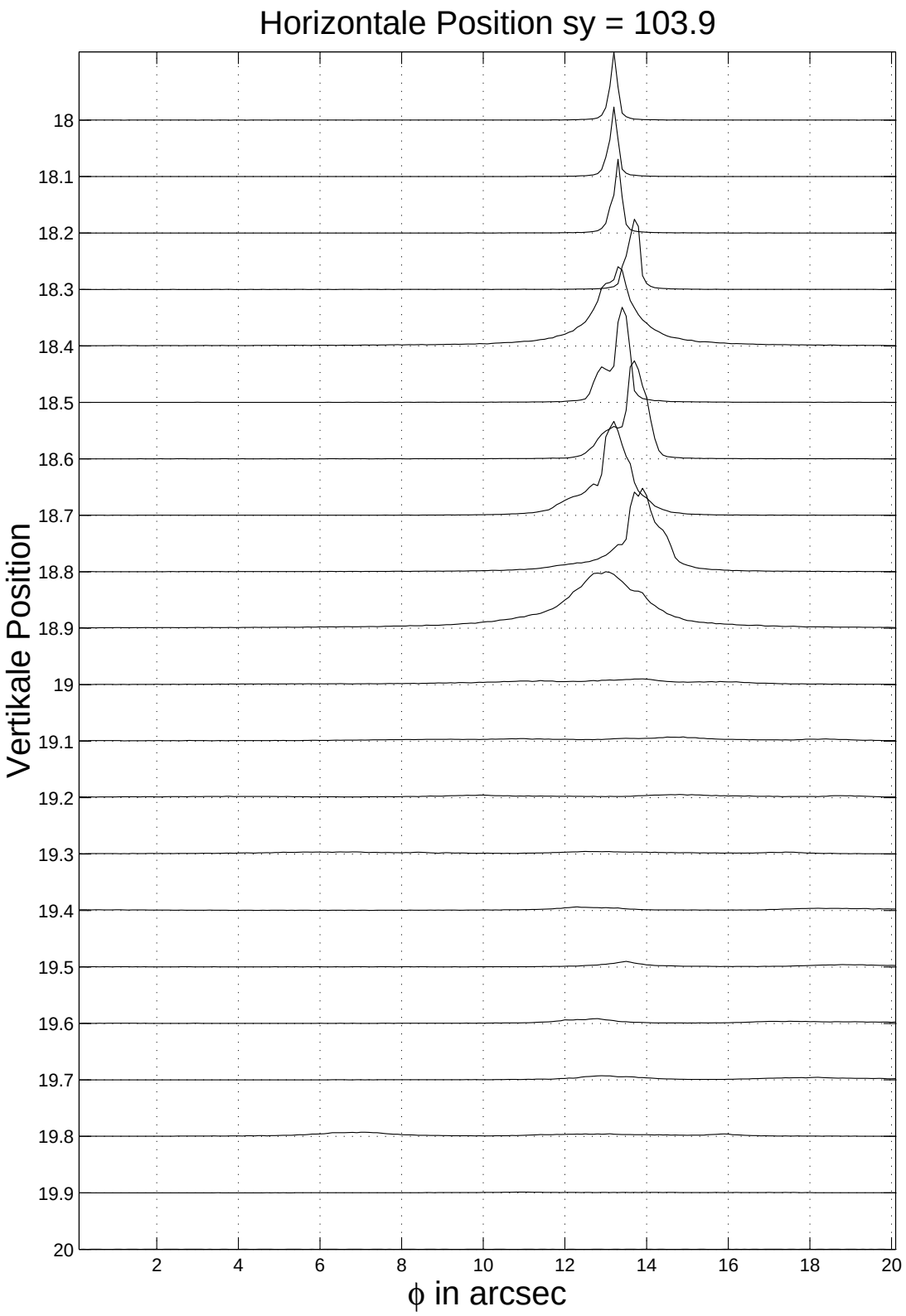


Abbildung D.9.: Vertikaler Scan an Stelle sy = 103.9

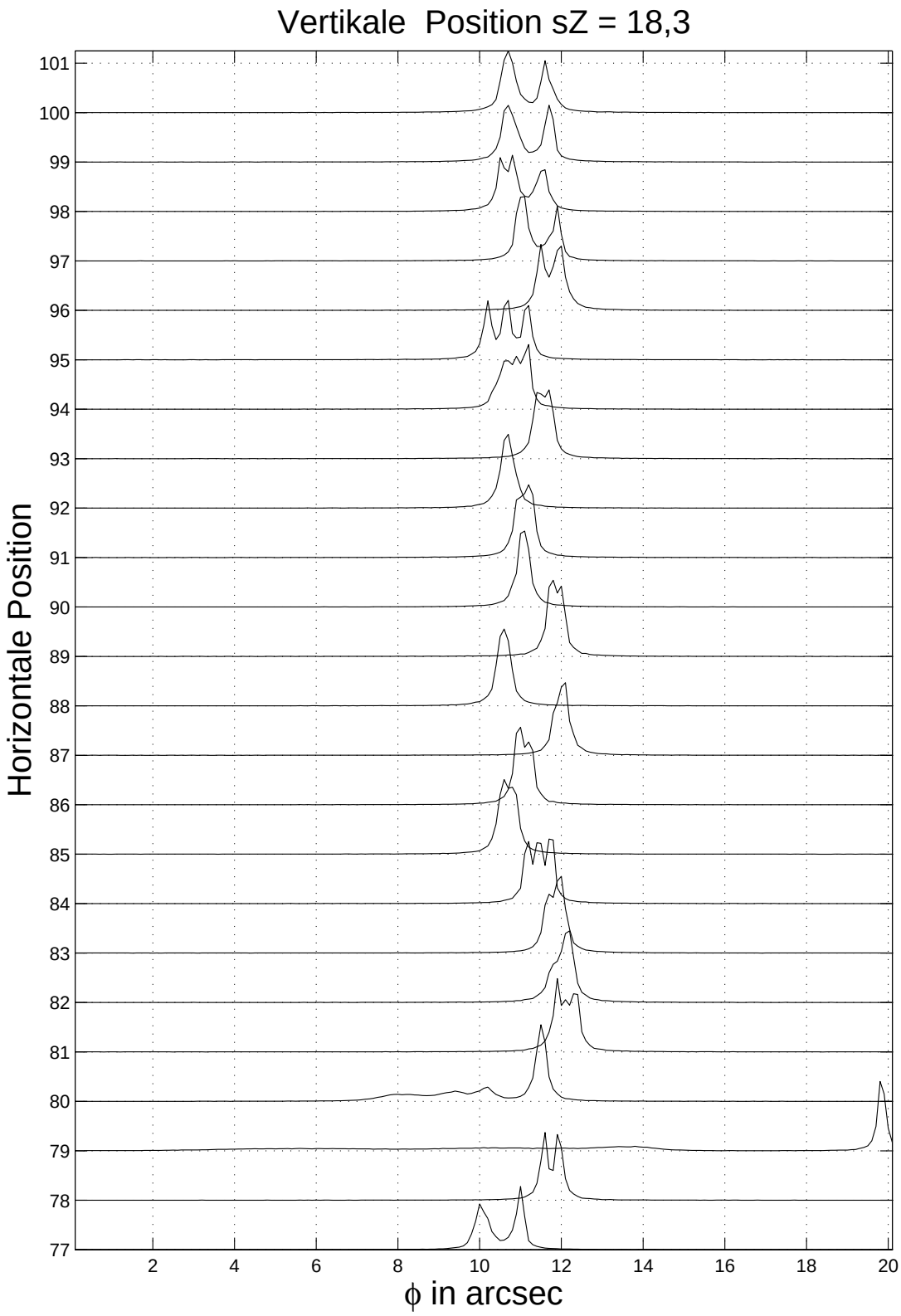


Abbildung D.10.: sZ = 18.3

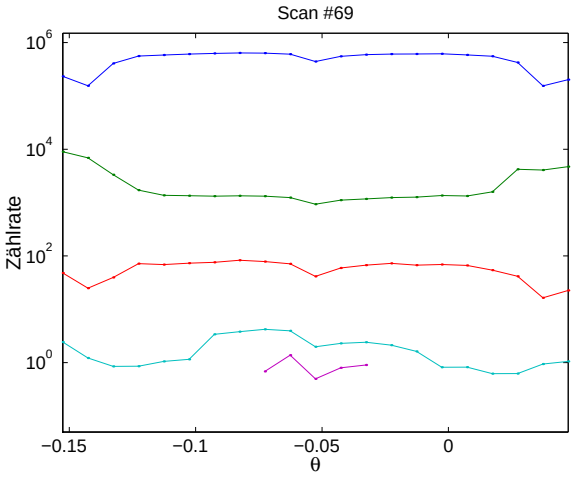
Diese Messung ist ein horizontaler Scan, der nach dem Tempern des Kristalls aufgenommen wurde

E. Auswertungen

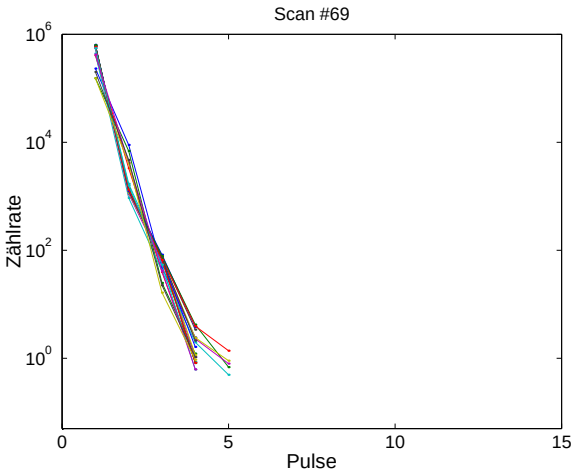
Die einzelnen Winkelscans der beiden Temperaturscans sind entsprechend Abschnitt 5.2.2 auf die Intensitäten der einzelnen Pulse reduziert worden. Die Intensitäten der Pulse (oben) , und die sich daraus ergebenden Intensitätsverluste von einem zu dem nächsten Puls R_n^2 (unten) sind jeweils über den Winkel (links) und die Zeit (rechts) aufgetragen.

E.1. Erster Temperatur– und Winkelscan

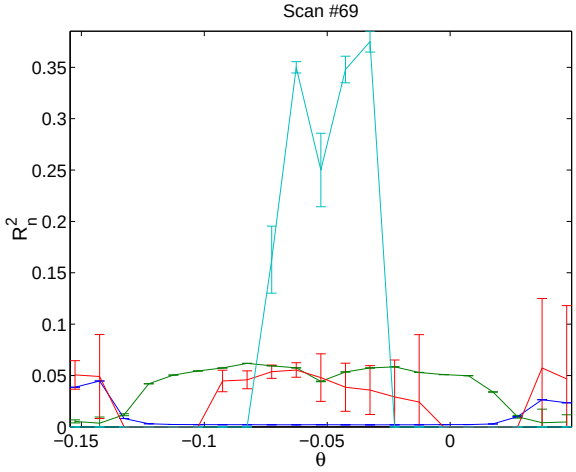
Die entsprechenden ursprünglichen Meßkurven sind in Anhang C.1 angegeben.



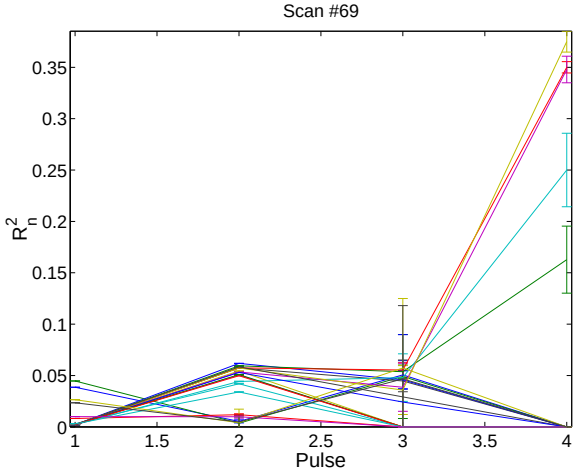
Integrierte Intensität der Pulse
Auftragung über Winkel



Integrierte Intensität der Pulse
Auftragung über Zeit

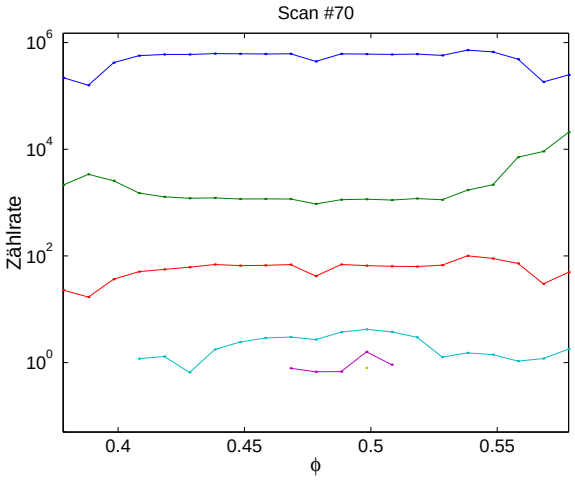


Jeweiliger Intensitätsverlust R_n^2
Auftragung über Winkel

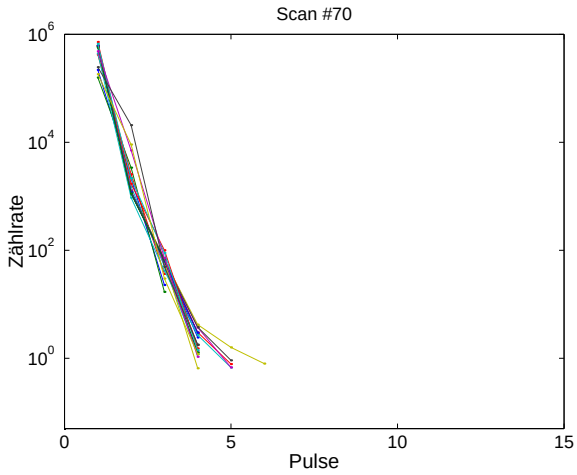


Jeweiliger Intensitätsverlust R_n^2
Auftragung über Zeit

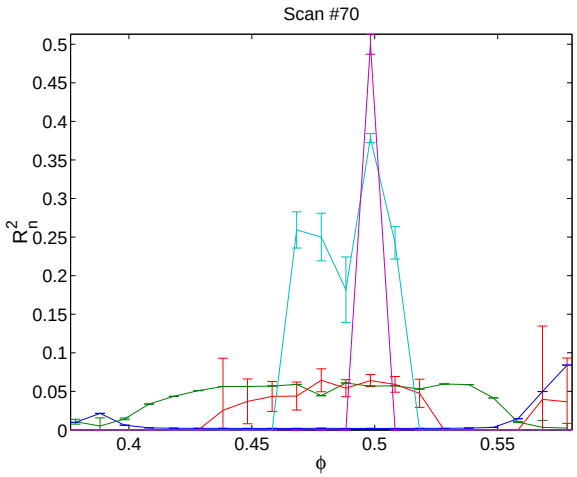
Abbildung E.1.: Scan #69



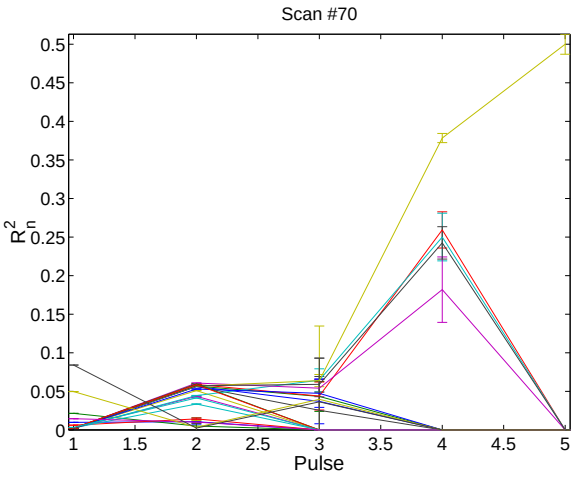
Integrierte Intensität der Pulse
Auftragung über Winkel



Integrierte Intensität der Pulse
Auftragung über Zeit

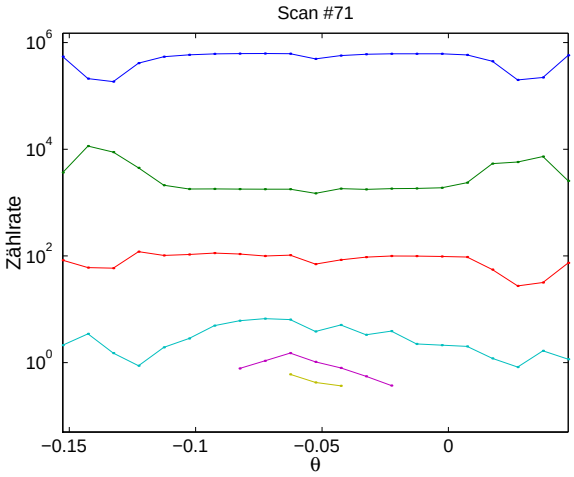


Jeweiliger Intensitätsverlust R_n^2
Auftragung über Winkel

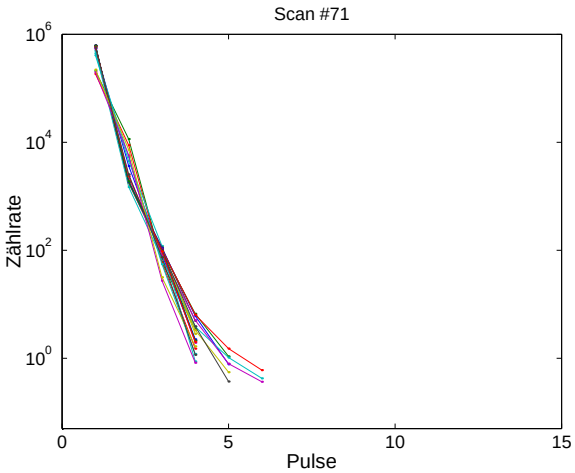


Jeweiliger Intensitätsverlust R_n^2
Auftragung über Zeit

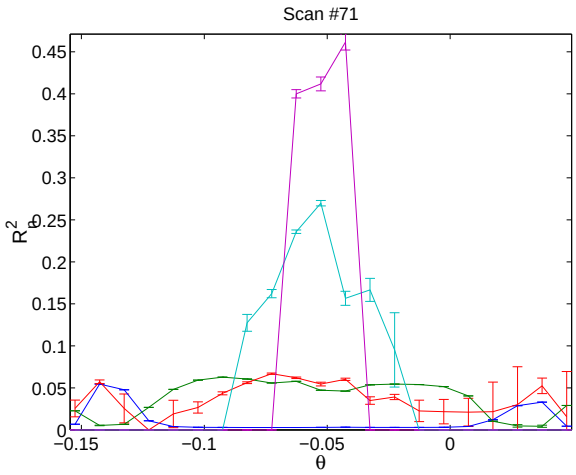
Abbildung E.2.: Scan #70



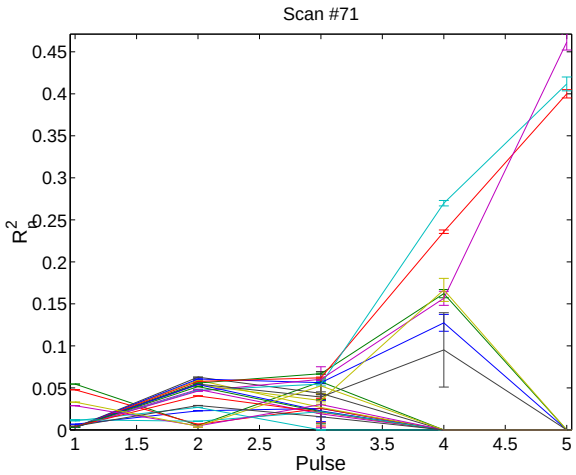
Integrierte Intensität der Pulse
Auftragung über Winkel



Integrierte Intensität der Pulse
Auftragung über Zeit

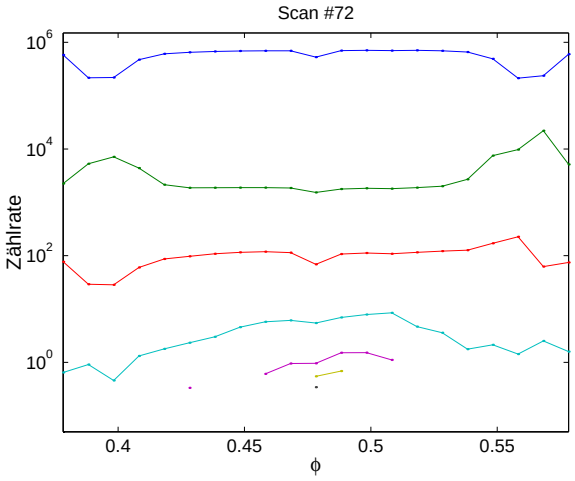


Jeweiliger Intensitätsverlust R_n^2
Auftragung über Winkel

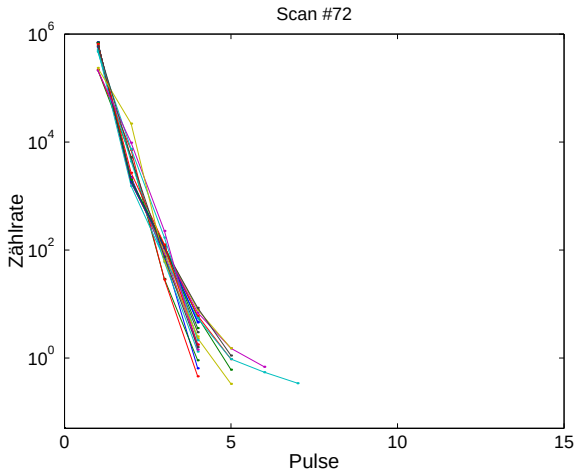


Jeweiliger Intensitätsverlust R_n^2
Auftragung über Zeit

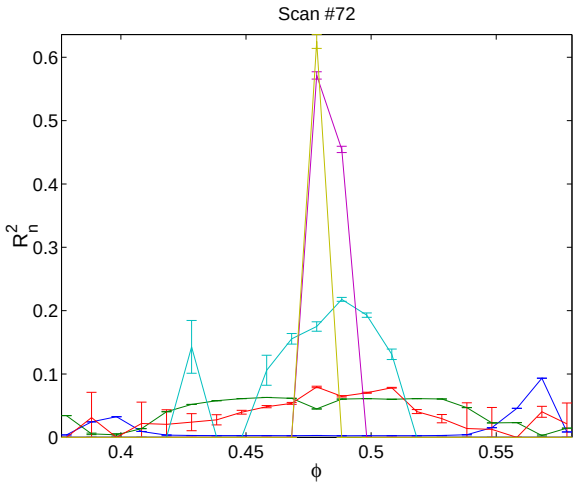
Abbildung E.3.: Scan #71



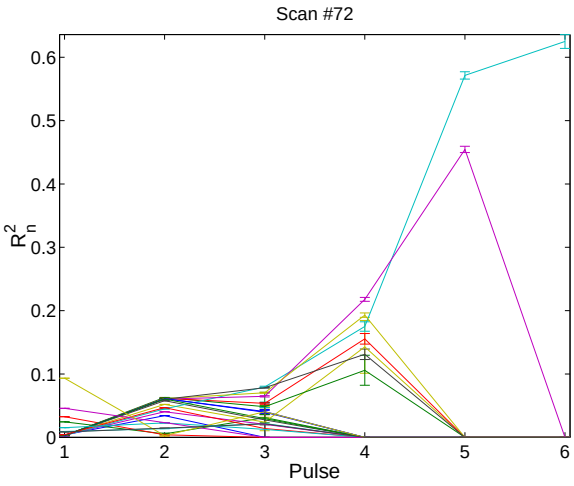
Integrierte Intensität der Pulse
Auftragung über Winkel



Integrierte Intensität der Pulse
Auftragung über Zeit

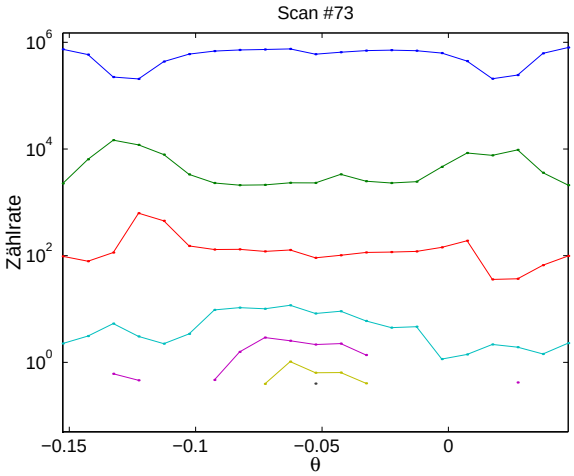


Jeweiliger Intensitätsverlust R_n^2
Auftragung über Winkel

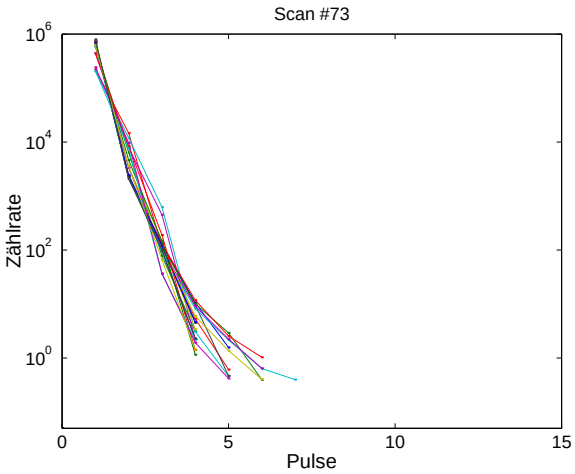


Jeweiliger Intensitätsverlust R_n^2
Auftragung über Zeit

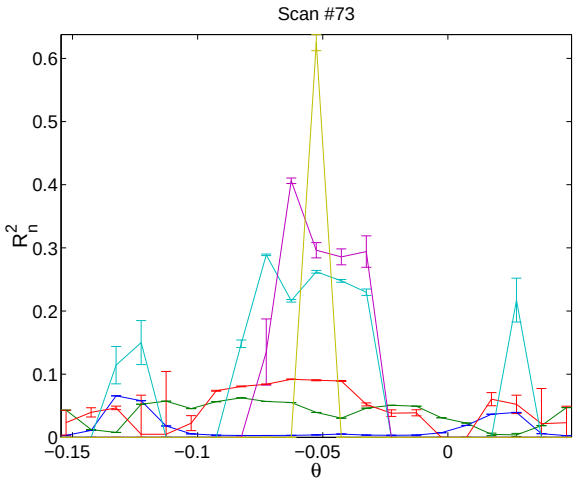
Abbildung E.4.: Scan #72



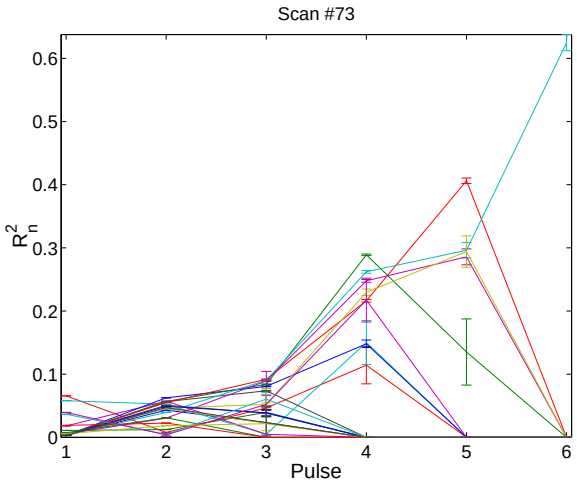
Integrierte Intensität der Pulse
Auftragung über Winkel



Integrierte Intensität der Pulse
Auftragung über Zeit

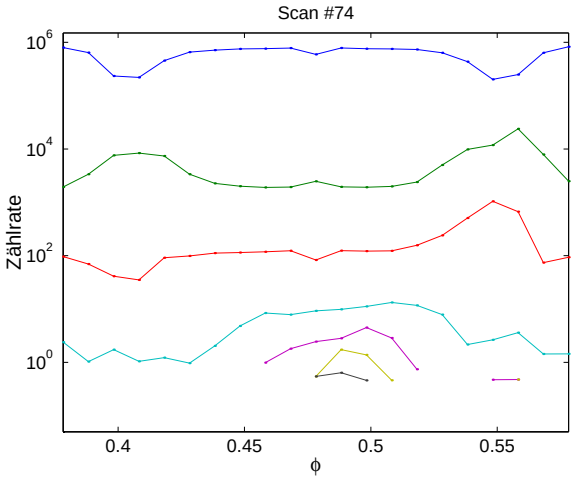


Jeweiliger Intensitätsverlust R_n^2
Auftragung über Winkel

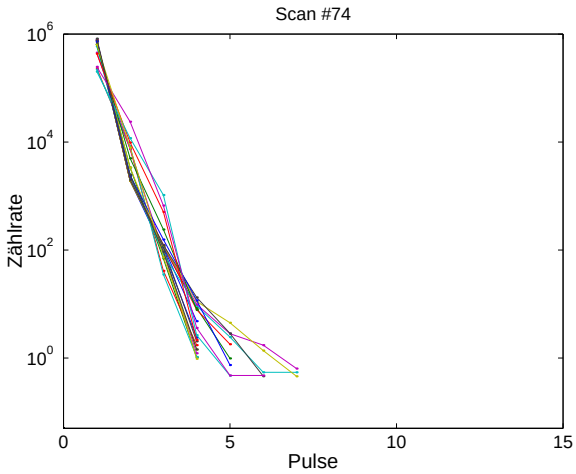


Jeweiliger Intensitätsverlust R_n^2
Auftragung über Zeit

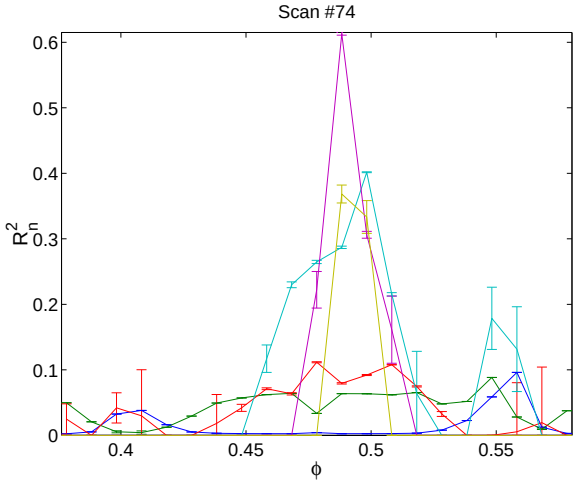
Abbildung E.5.: Scan #73



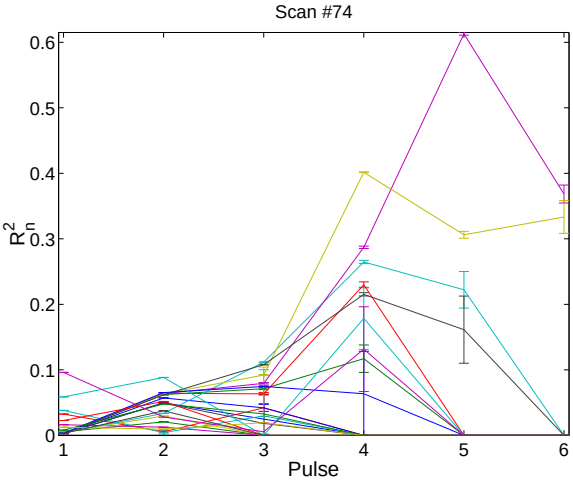
Integrierte Intensität der Pulse
Auftragung über Winkel



Integrierte Intensität der Pulse
Auftragung über Zeit

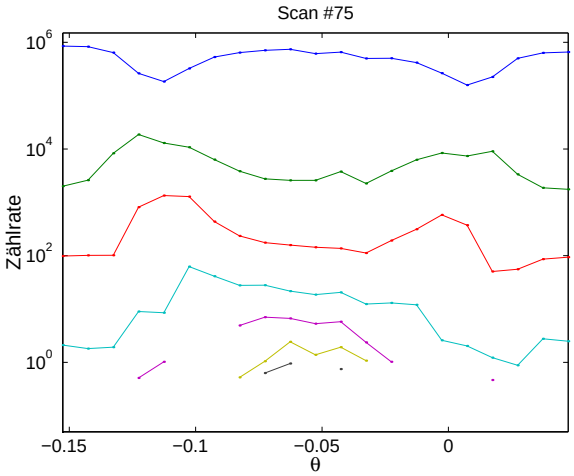


Jeweiliger Intensitätsverlust R_n^2
Auftragung über Winkel

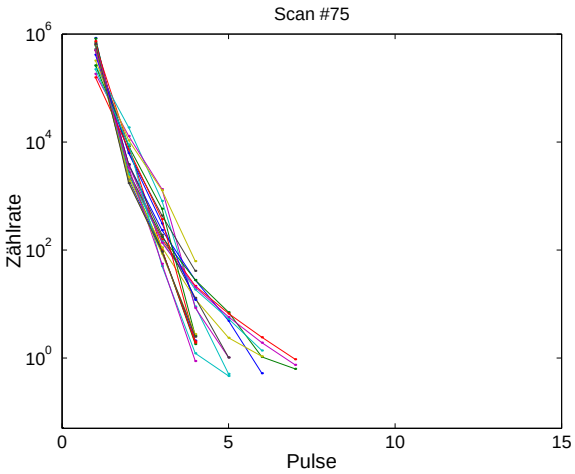


Jeweiliger Intensitätsverlust R_n^2
Auftragung über Zeit

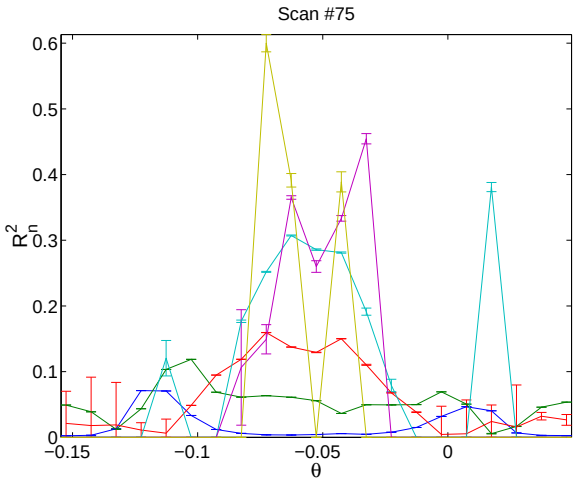
Abbildung E.6.: Scan #74



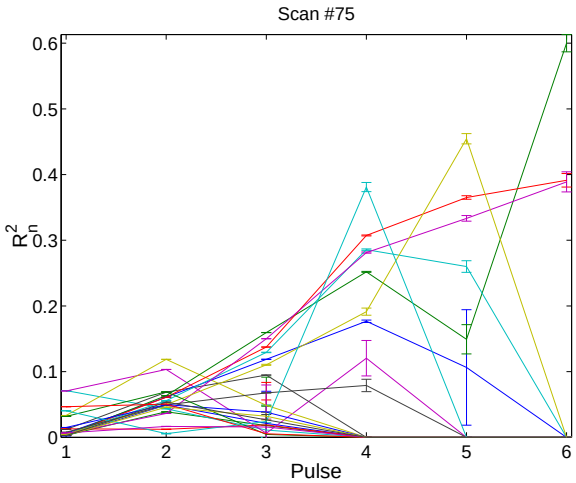
Integrierte Intensität der Pulse
Auftragung über Winkel



Integrierte Intensität der Pulse
Auftragung über Zeit

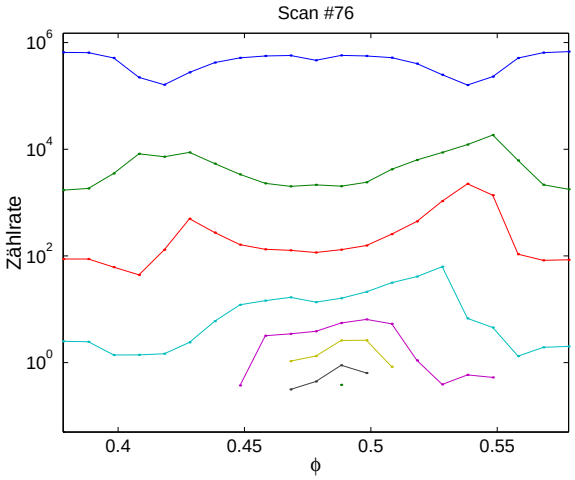


Jeweiliger Intensitätsverlust R_n^2
Auftragung über Winkel

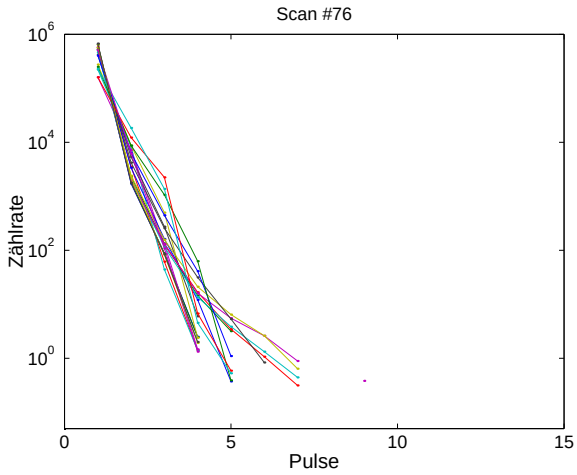


Jeweiliger Intensitätsverlust R_n^2
Auftragung über Zeit

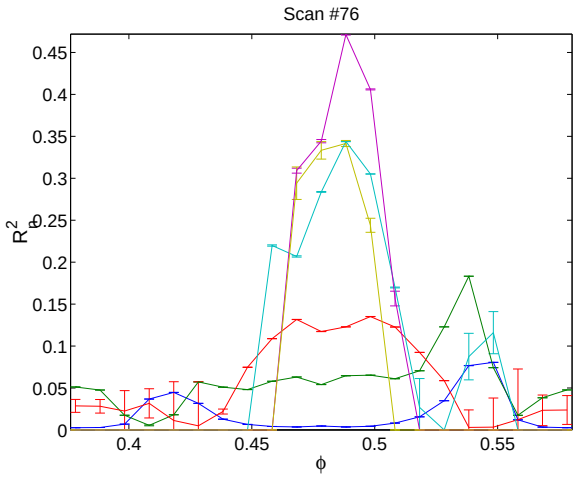
Abbildung E.7.: Scan #75



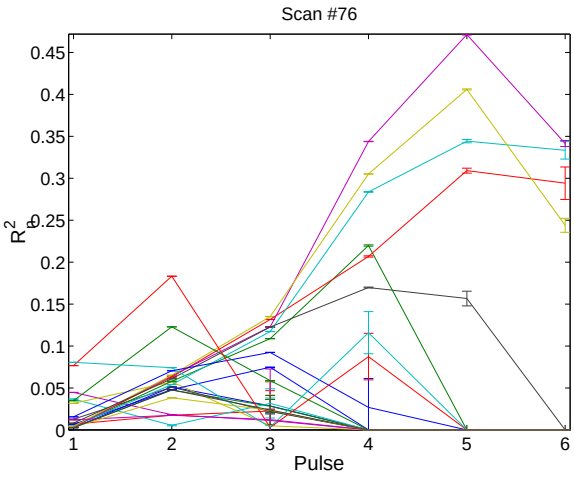
Integrierte Intensität der Pulse
Auftragung über Winkel



Integrierte Intensität der Pulse
Auftragung über Zeit

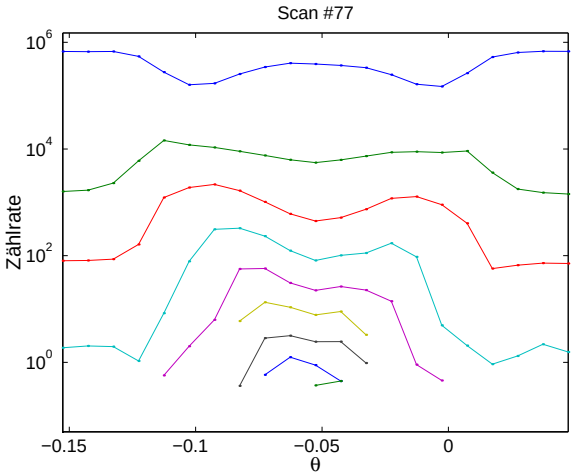


Jeweiliger Intensitätsverlust R_n^2
Auftragung über Winkel

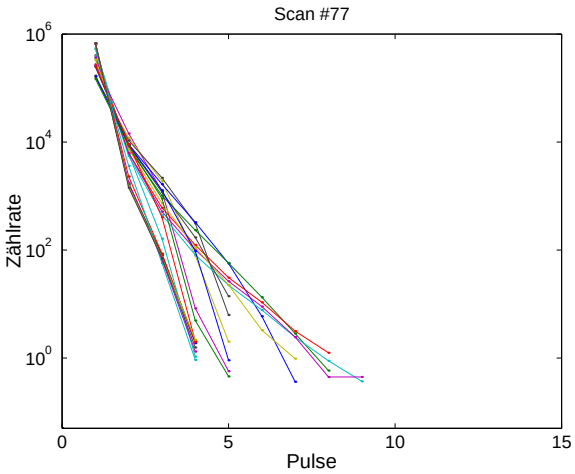


Jeweiliger Intensitätsverlust R_n^2
Auftragung über Zeit

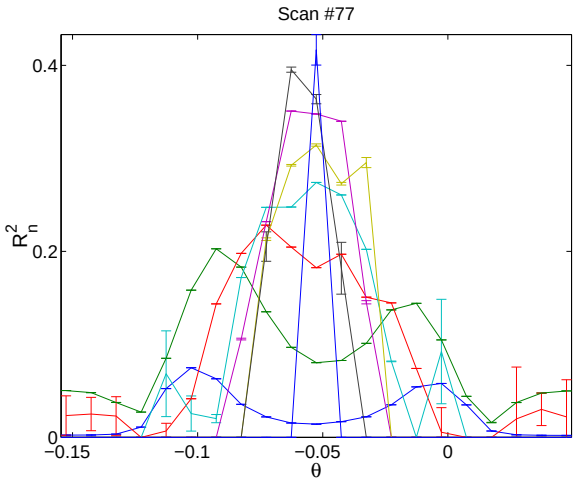
Abbildung E.8.: Scan #76



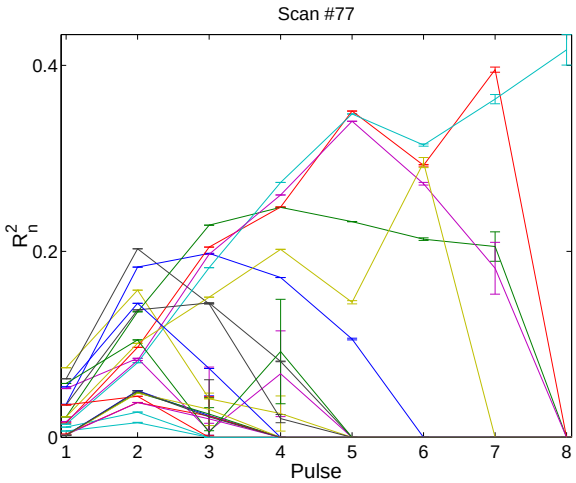
Integrierte Intensität der Pulse
Auftragung über Winkel



Integrierte Intensität der Pulse
Auftragung über Zeit

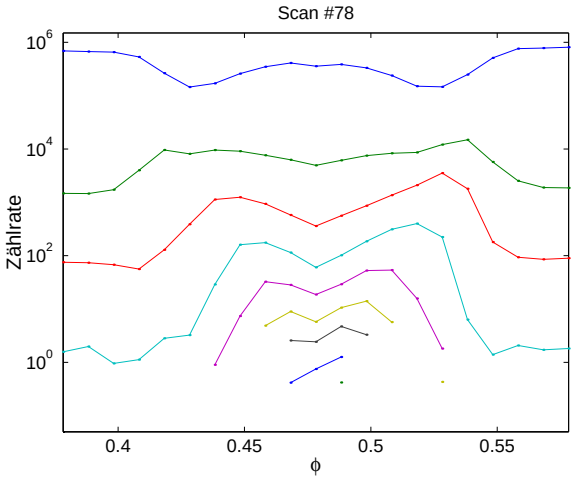


Jeweiliger Intensitätsverlust R_n^2
Auftragung über Winkel

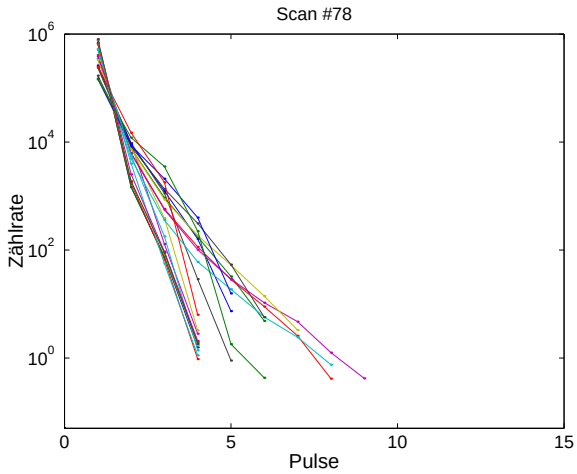


Jeweiliger Intensitätsverlust R_n^2
Auftragung über Zeit

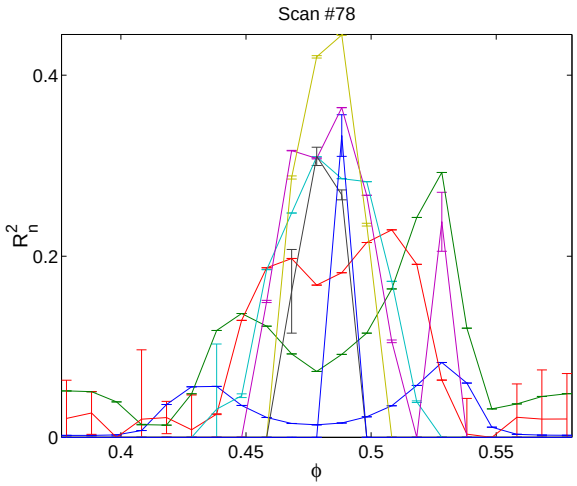
Abbildung E.9.: Scan #77



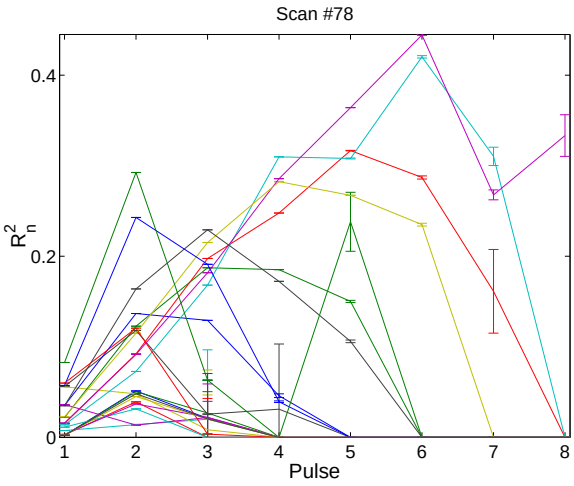
Integrierte Intensität der Pulse
Auftragung über Winkel



Integrierte Intensität der Pulse
Auftragung über Zeit

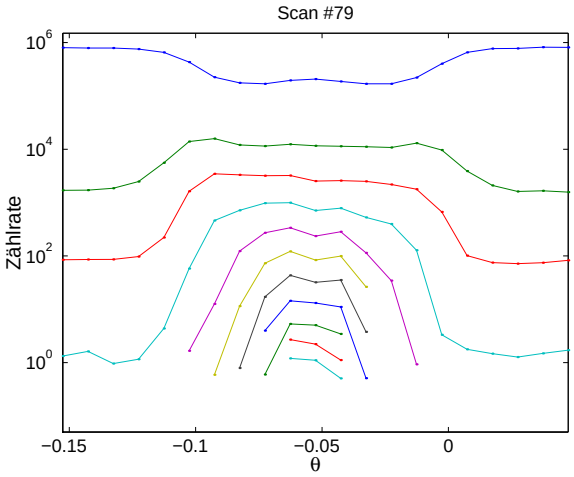


Jeweiliger Intensitätsverlust R_n^2
Auftragung über Winkel

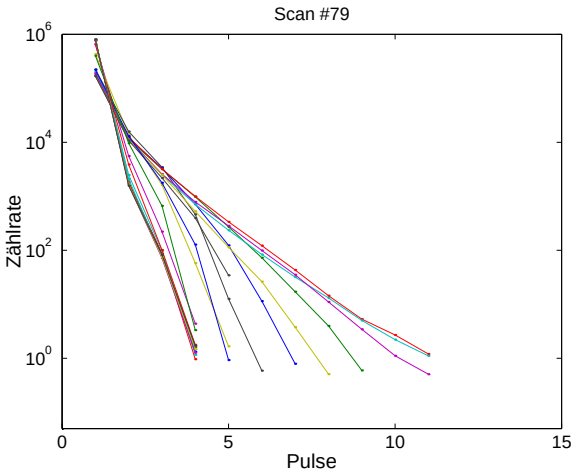


Jeweiliger Intensitätsverlust R_n^2
Auftragung über Zeit

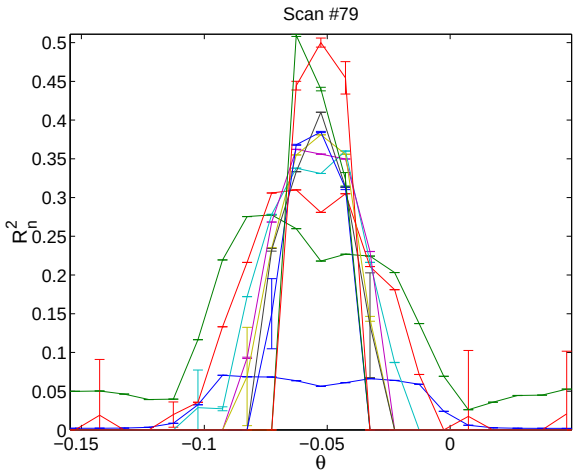
Abbildung E.10.: Scan #78



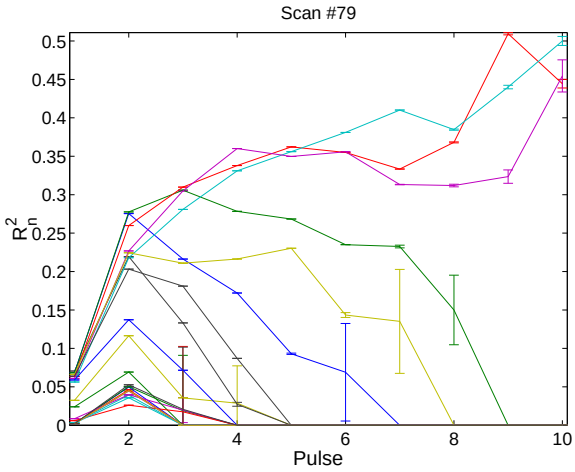
Integrierte Intensität der Pulse
Auftragung über Winkel



Integrierte Intensität der Pulse
Auftragung über Zeit

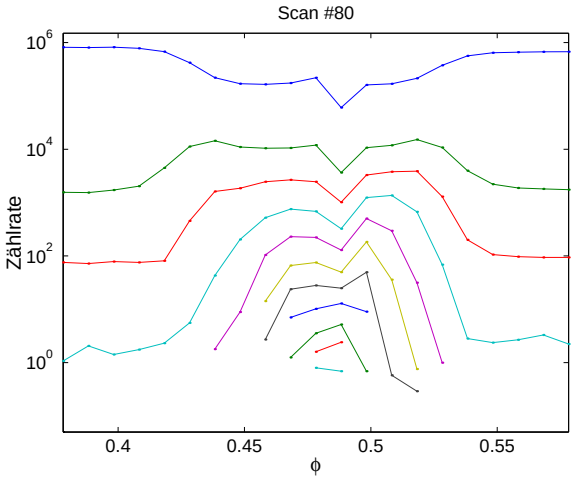


Jeweiliger Intensitätsverlust R_n^2
Auftragung über Winkel

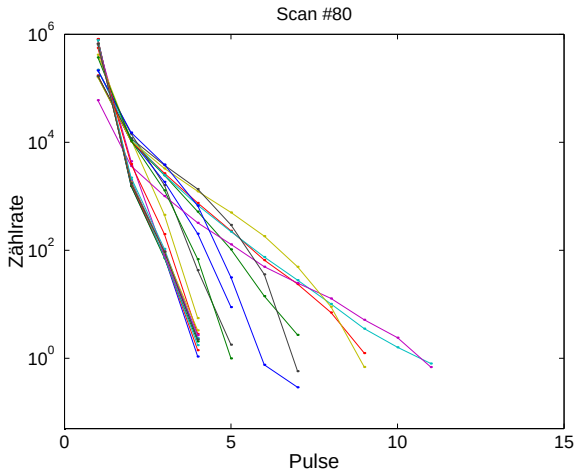


Jeweiliger Intensitätsverlust R_n^2
Auftragung über Zeit

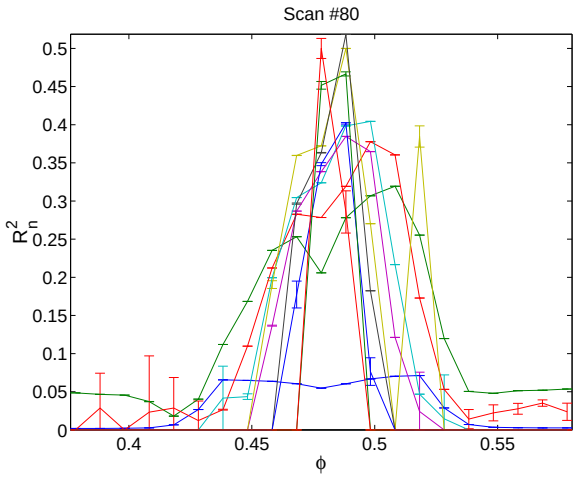
Abbildung E.11.: Scan #79



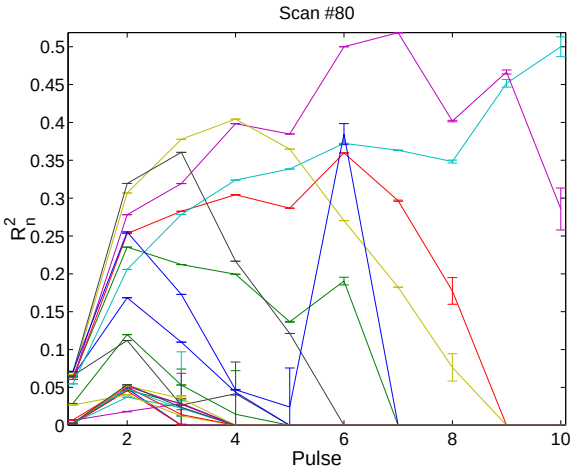
Integrierte Intensität der Pulse
Auftragung über Winkel



Integrierte Intensität der Pulse
Auftragung über Zeit

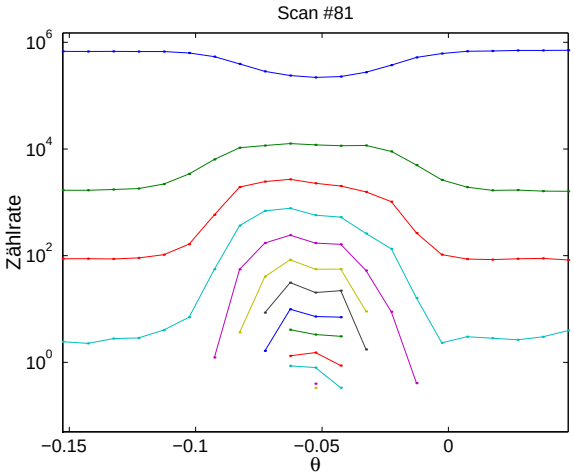


Jeweiliger Intensitätsverlust R_n^2
Auftragung über Winkel

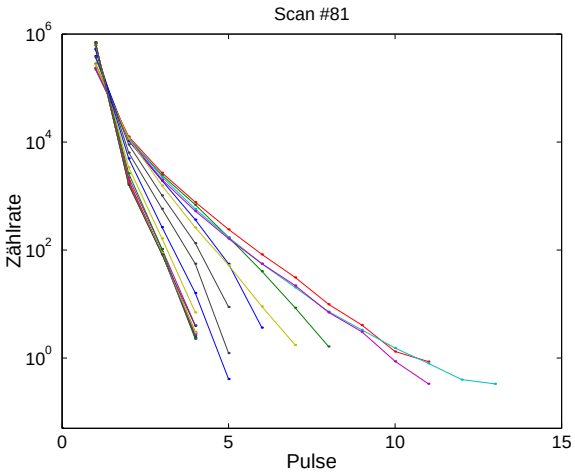


Jeweiliger Intensitätsverlust R_n^2
Auftragung über Zeit

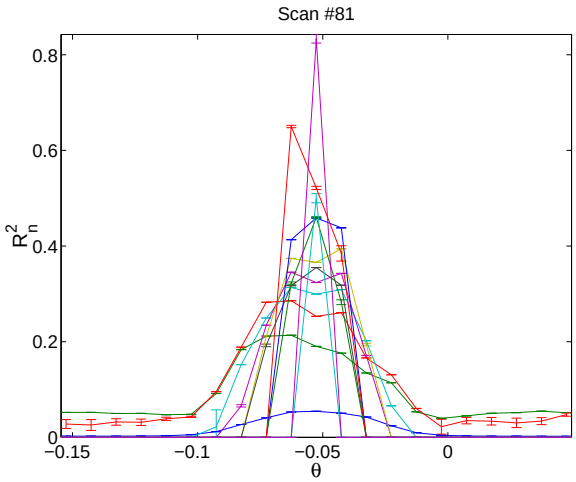
Abbildung E.12.: Scan #80



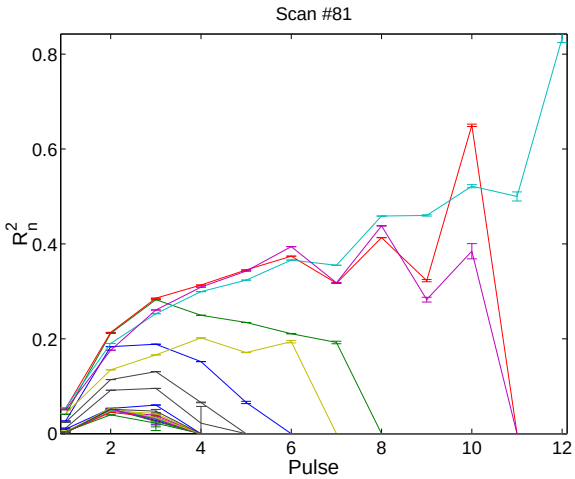
Integrierte Intensität der Pulse
Auftragung über Winkel



Integrierte Intensität der Pulse
Auftragung über Zeit

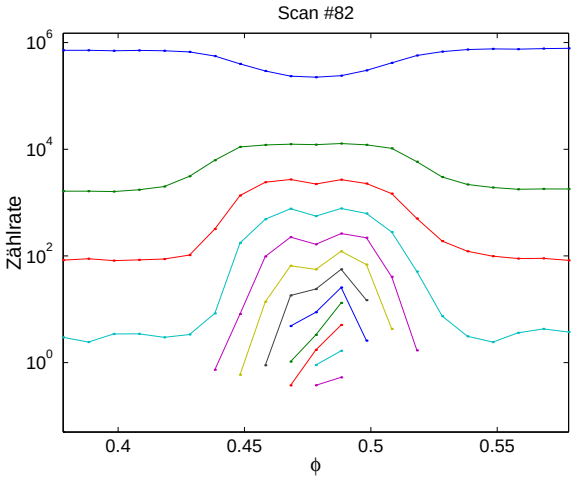


Jeweiliger Intensitätsverlust R_n^2
Auftragung über Winkel

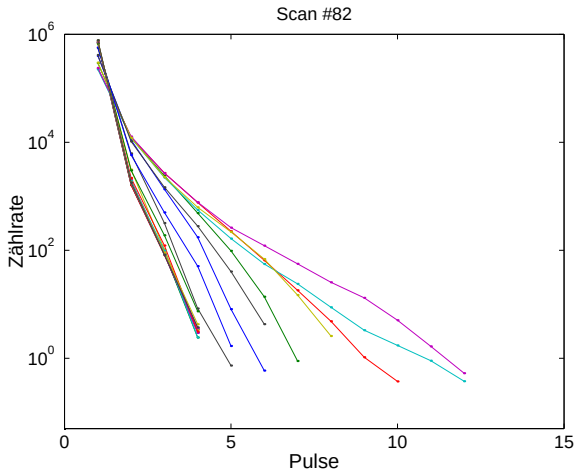


Jeweiliger Intensitätsverlust R_n^2
Auftragung über Zeit

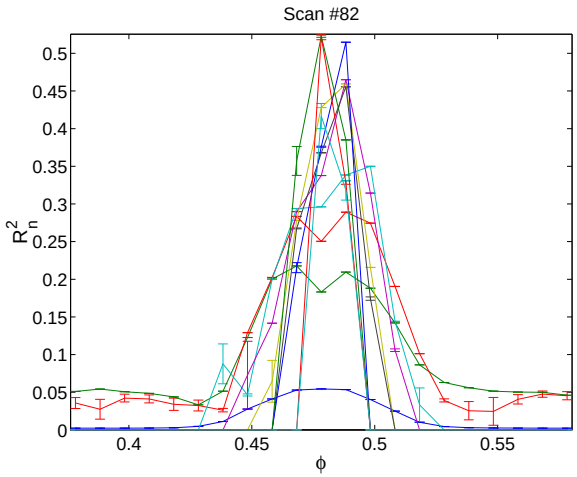
Abbildung E.13.: Scan #81



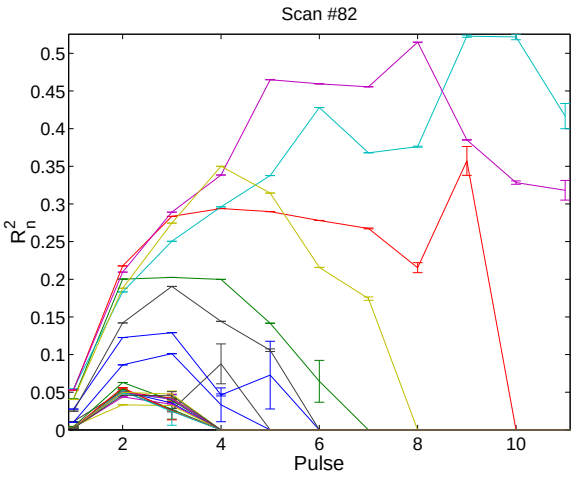
Integrierte Intensität der Pulse
Auftragung über Winkel



Integrierte Intensität der Pulse
Auftragung über Zeit

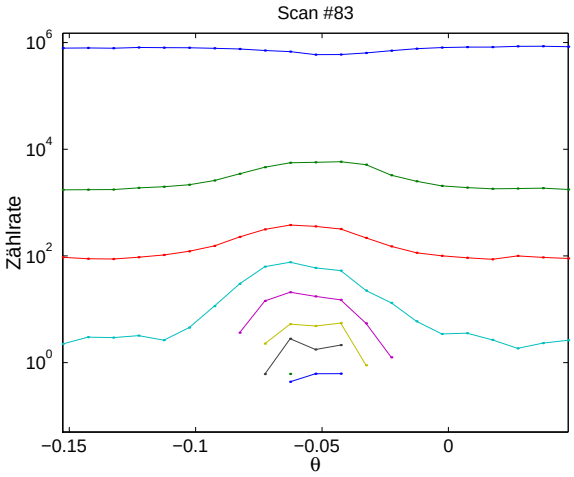


Jeweiliger Intensitätsverlust R_n^2
Auftragung über Winkel

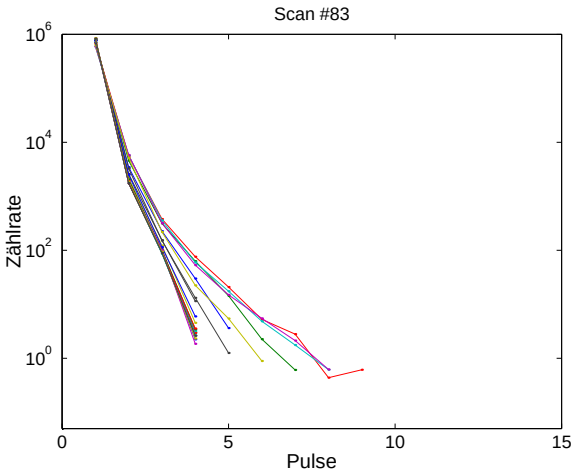


Jeweiliger Intensitätsverlust R_n^2
Auftragung über Zeit

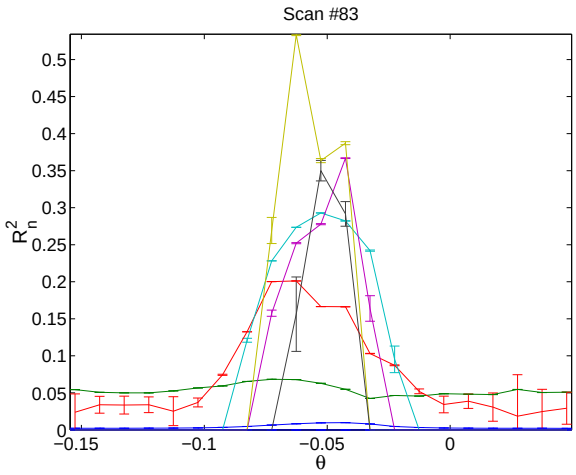
Abbildung E.14.: Scan #82



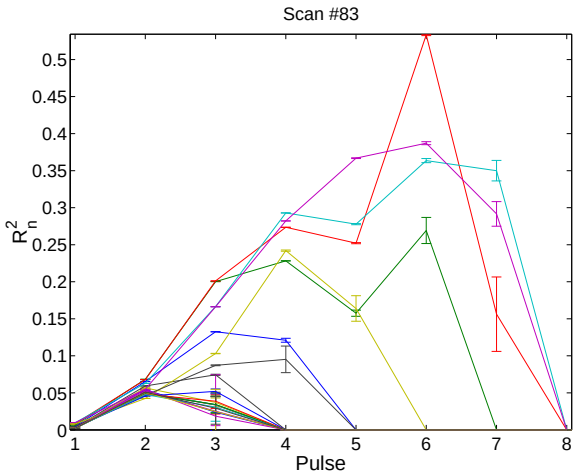
Integrierte Intensität der Pulse
Auftragung über Winkel



Integrierte Intensität der Pulse
Auftragung über Zeit

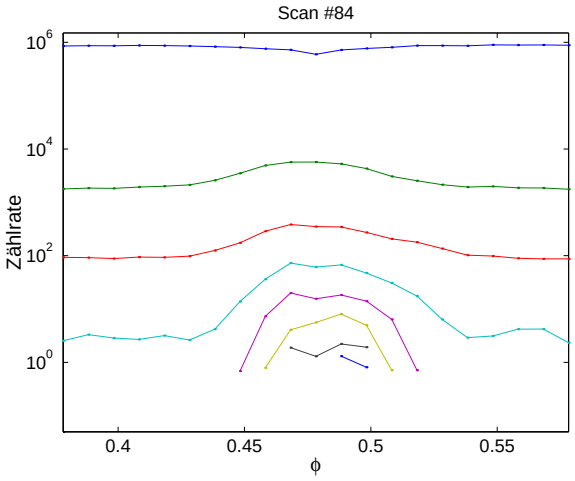


Jeweiliger Intensitätsverlust R_n^2
Auftragung über Winkel

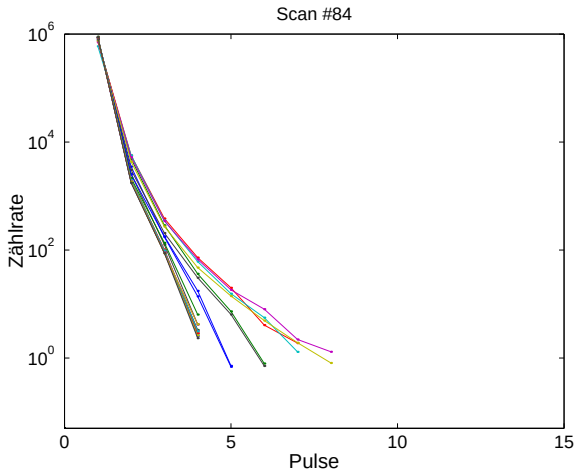


Jeweiliger Intensitätsverlust R_n^2
Auftragung über Zeit

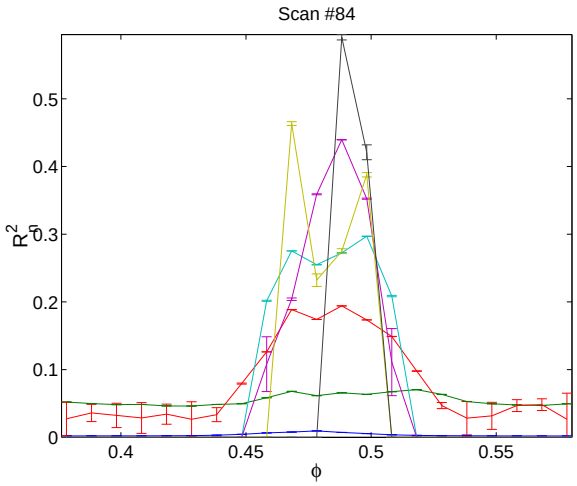
Abbildung E.15.: Scan #83



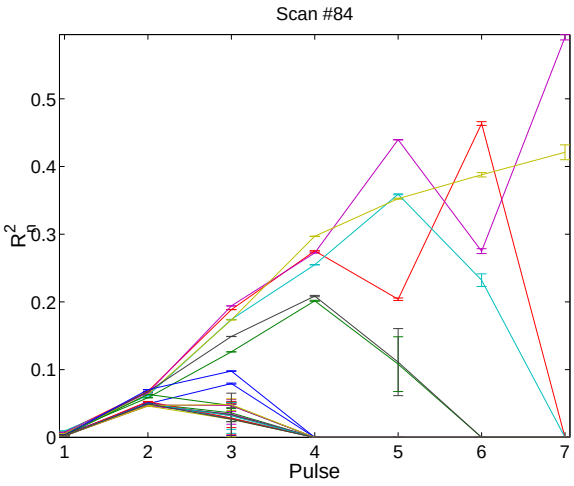
Integrierte Intensität der Pulse
Auftragung über Winkel



Integrierte Intensität der Pulse
Auftragung über Zeit



Jeweiliger Intensitätsverlust R_n^2
Auftragung über Winkel

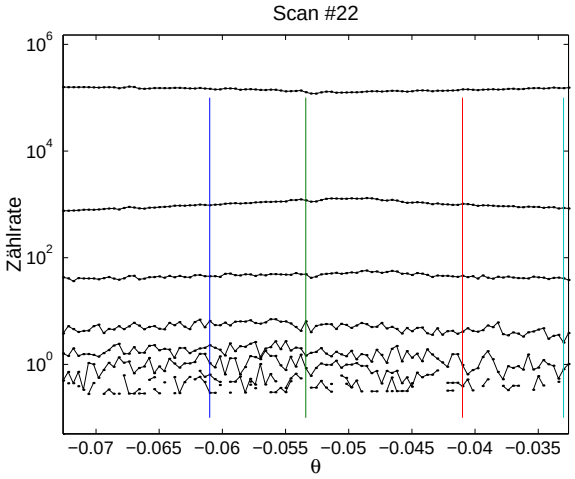


Jeweiliger Intensitätsverlust R_n^2
Auftragung über Zeit

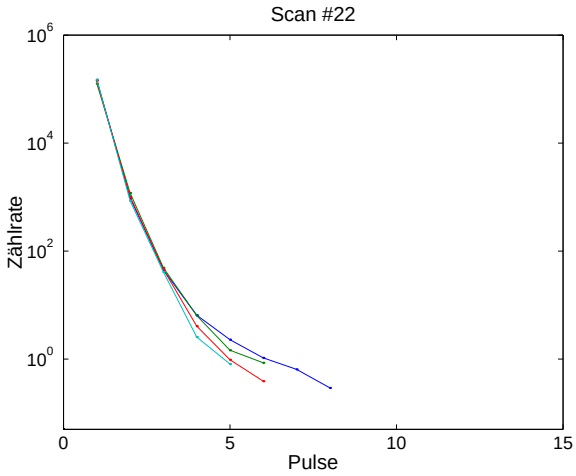
Abbildung E.16.: Scan #84

E.2. Zweiter Temperatur– und Winkelscan

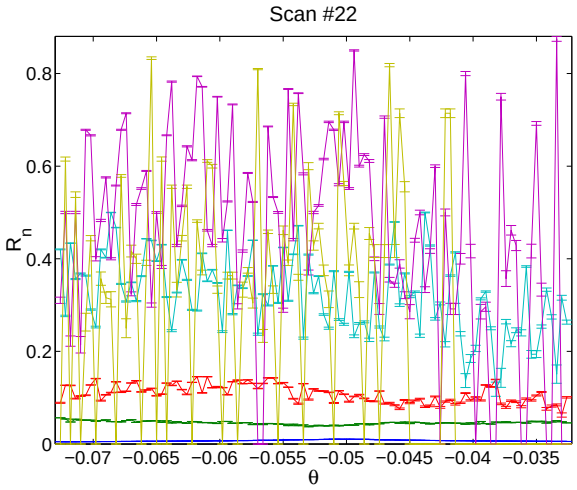
Die entsprechenden ursprünglichen Meßkurven sind in Anhang C.1 angegeben. Aufgrund der feinen Auflösung dieses Scans erschien es nicht sinnvoll, alle Meßpunkte des Winkelscans auch in der Auftragung über die Zeit anzugeben. Daher sind über der Zeit (rechts) jeweils nur für vier Winkel die Intensitäten der Pulse, und deren Abklingverhalten angegeben. Die entsprechenden Pulse sind links im Winkelscan gekennzeichnet.



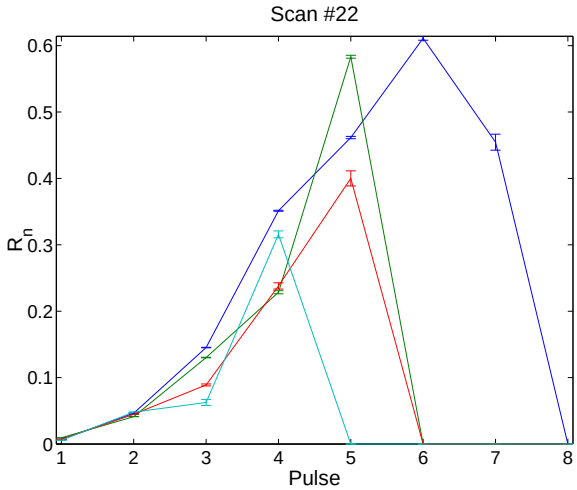
Integrierte Intensität der Pulse
Auftragung über Winkel



Integrierte Intensität der Pulse
Auftragung über Zeit

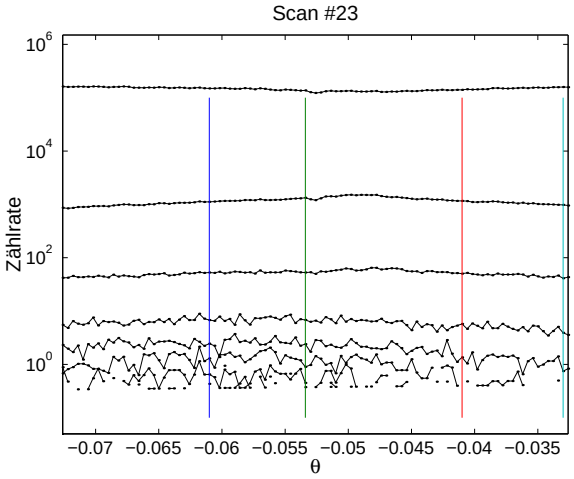


Jeweiliger Intensitätsverlust R_n^2
Auftragung über Winkel

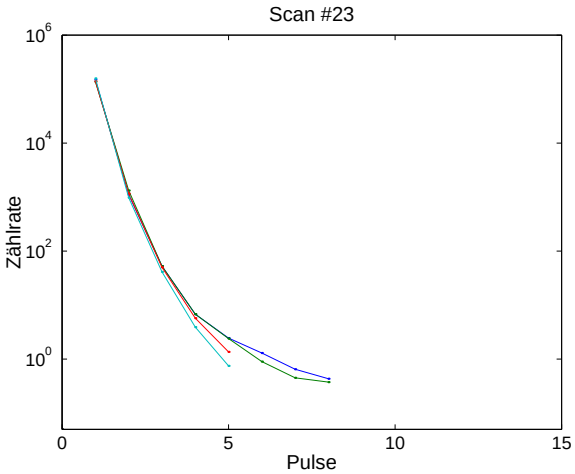


Jeweiliger Intensitätsverlust R_n^2
Auftragung über Zeit

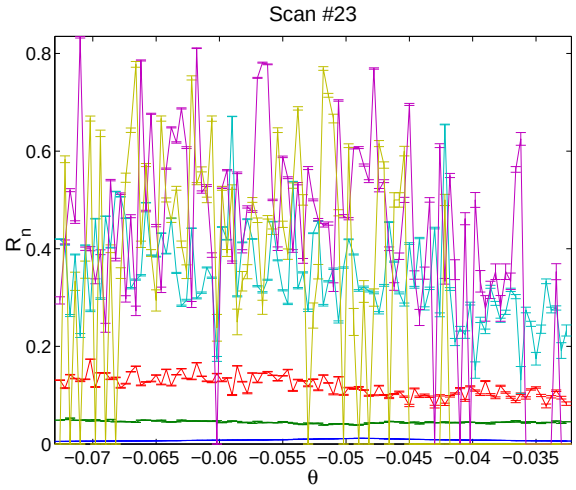
Abbildung E.17.: Scan #22



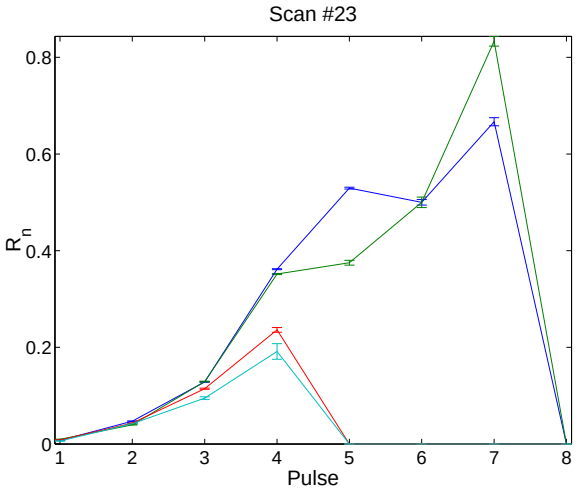
Integrierte Intensität der Pulse
Auftragung über Winkel



Integrierte Intensität der Pulse
Auftragung über Zeit

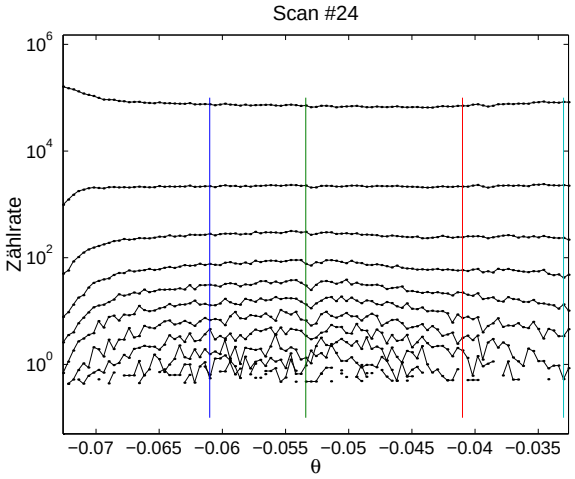


Jeweiliger Intensitätsverlust R_n^2
Auftragung über Winkel

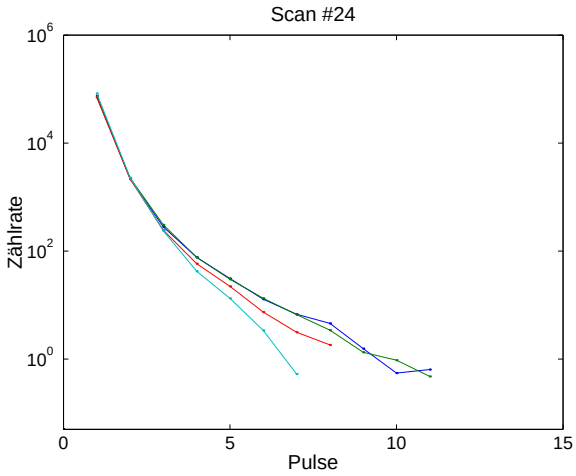


Jeweiliger Intensitätsverlust R_n^2
Auftragung über Zeit

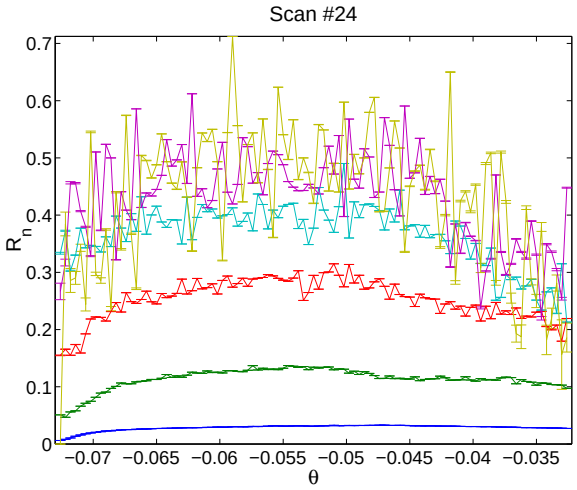
Abbildung E.18.: Scan #23



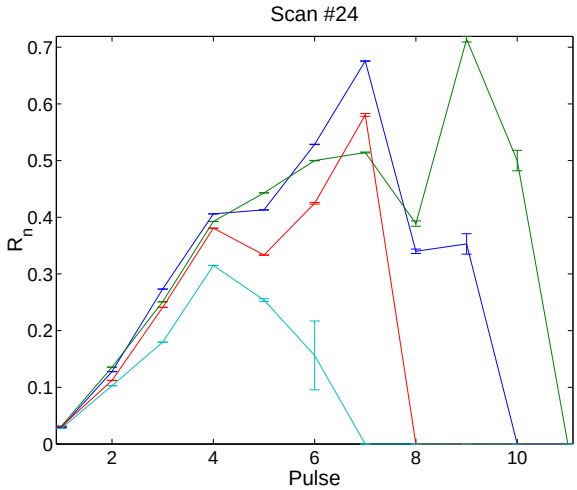
Integrierte Intensität der Pulse
Auftragung über Winkel



Integrierte Intensität der Pulse
Auftragung über Zeit

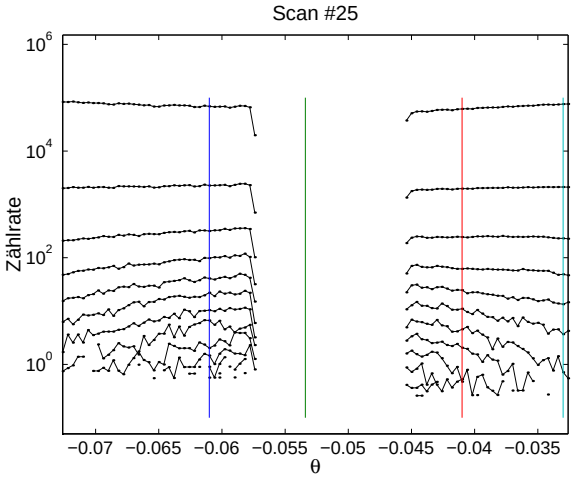


Jeweiliger Intensitätsverlust R_n^2
Auftragung über Winkel

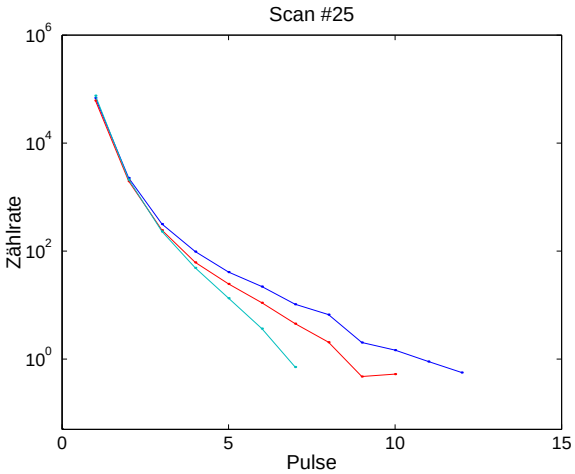


Jeweiliger Intensitätsverlust R_n^2
Auftragung über Zeit

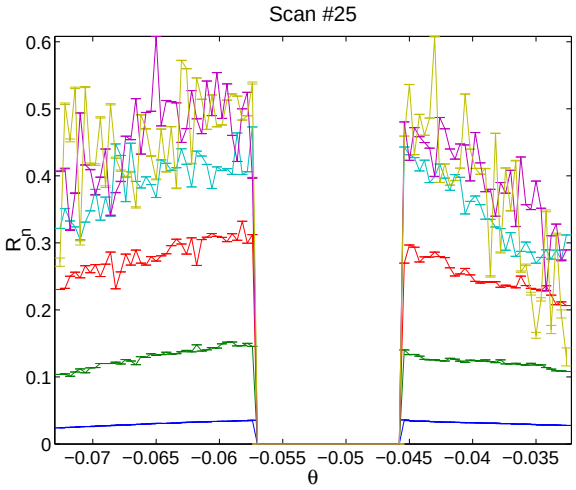
Abbildung E.19.: Scan #24



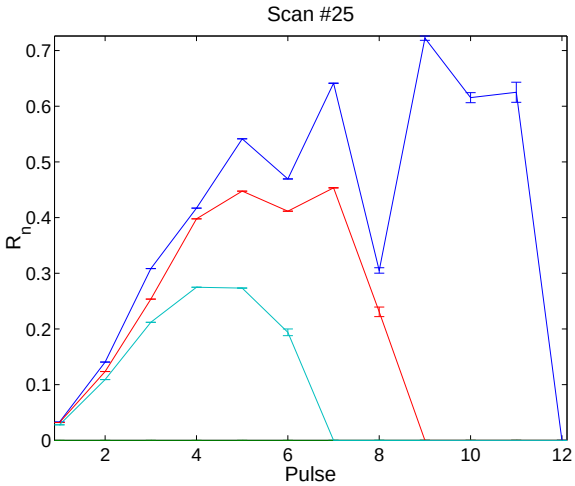
Integrierte Intensität der Pulse
Auftragung über Winkel



Integrierte Intensität der Pulse
Auftragung über Zeit

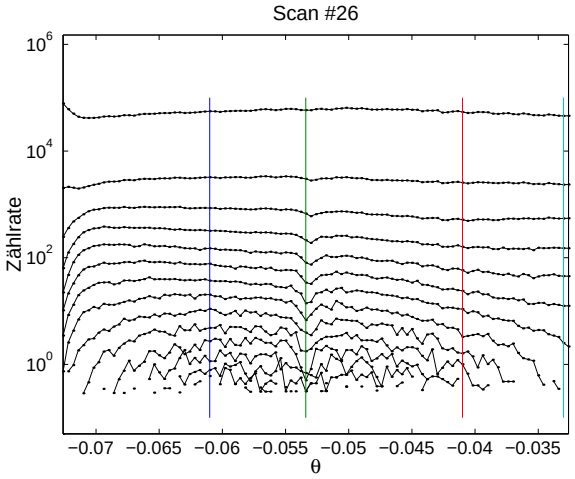


Jeweiliger Intensitätsverlust R_n^2
Auftragung über Winkel

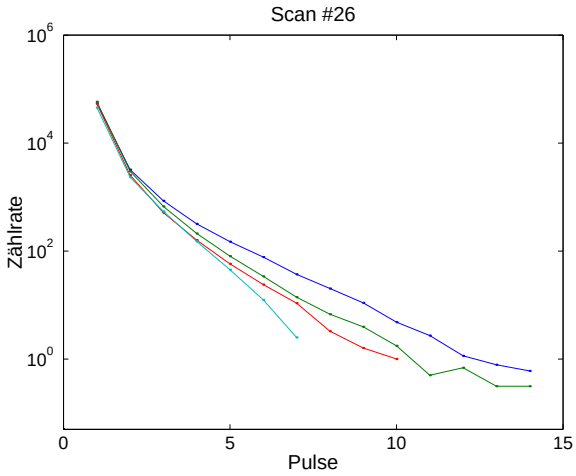


Jeweiliger Intensitätsverlust R_n^2
Auftragung über Zeit

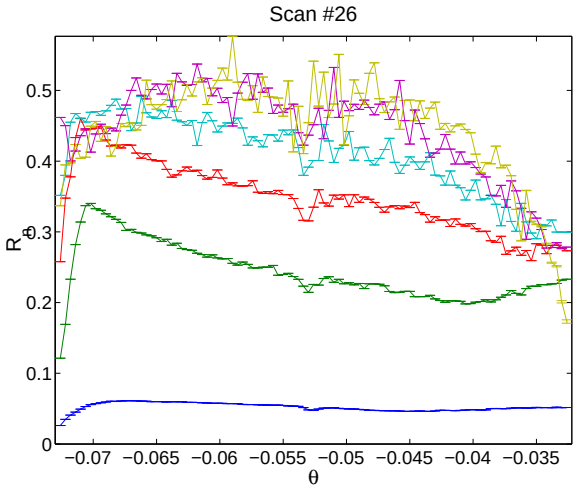
Abbildung E.20.: Scan #25



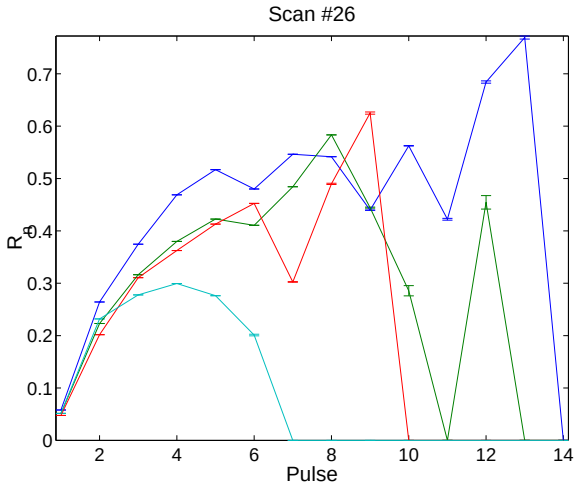
Integrierte Intensität der Pulse
Auftragung über Winkel



Integrierte Intensität der Pulse
Auftragung über Zeit

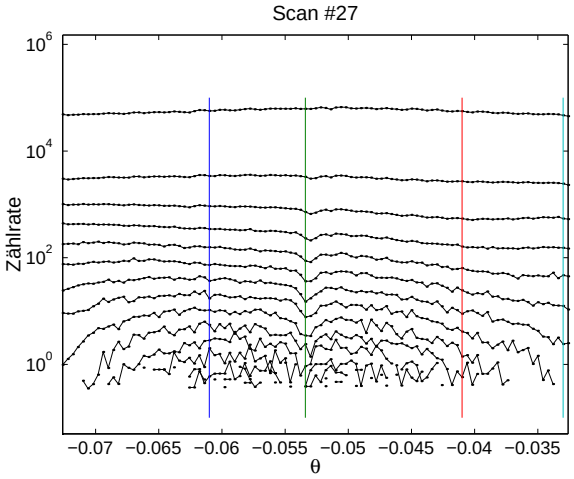


Jeweiliger Intensitätsverlust R_n^2
Auftragung über Zeit

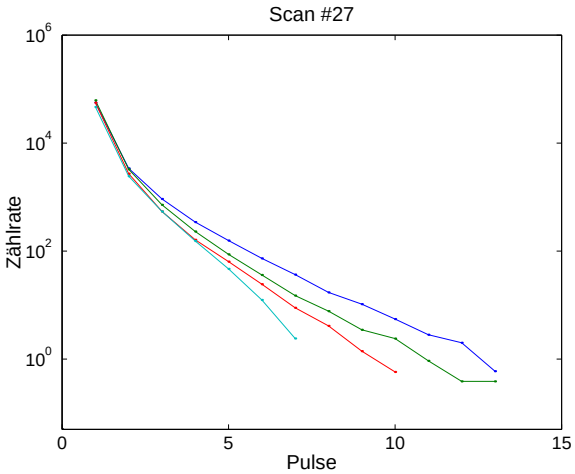


Jeweiliger Intensitätsverlust R_n^2
Auftragung über Zeit

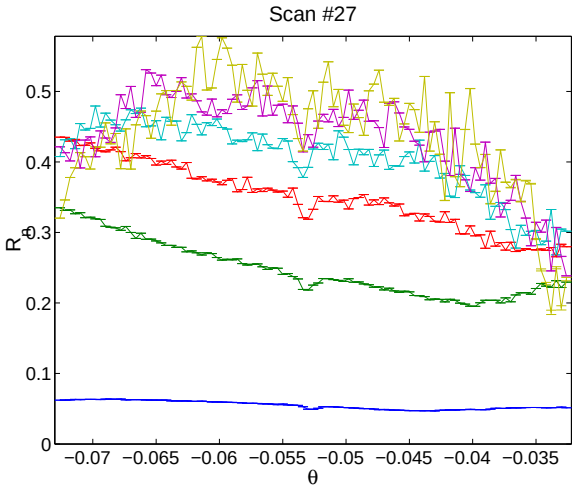
Abbildung E.21.: Scan #26



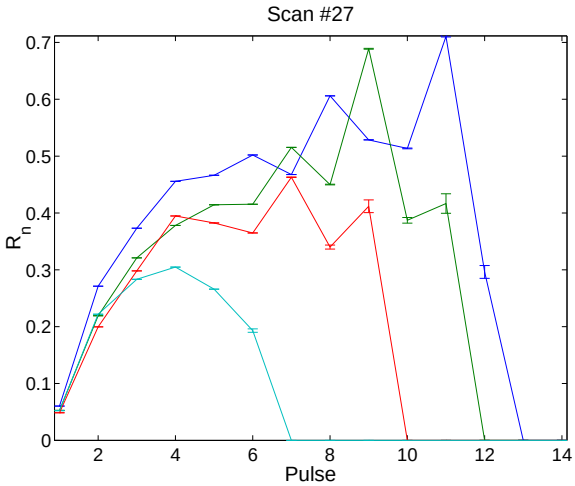
Integrierte Intensität der Pulse
Auftragung über Winkel



Integrierte Intensität der Pulse
Auftragung über Zeit

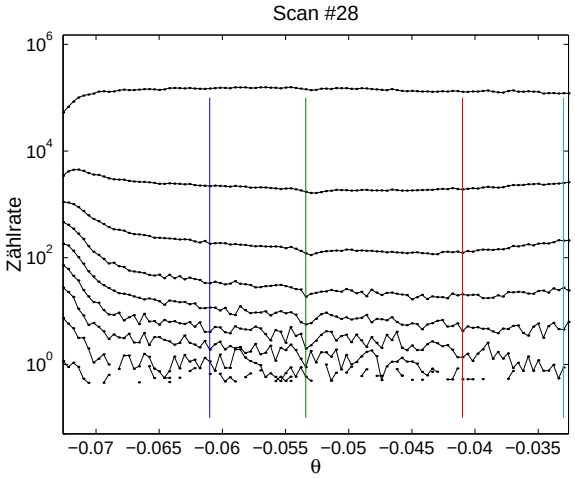


Jeweiliger Intensitätsverlust R_n^2
Auftragung über Winkel

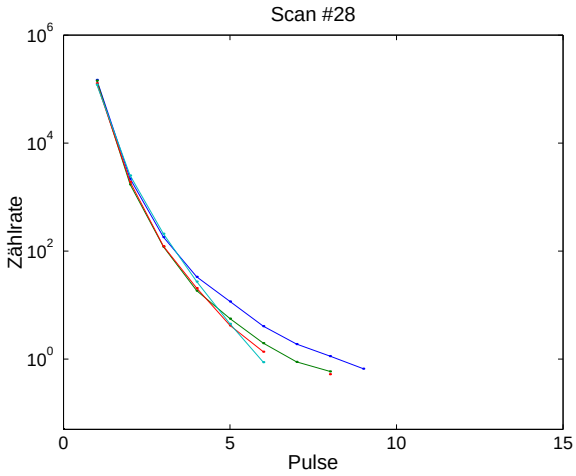


Jeweiliger Intensitätsverlust R_n^2
Auftragung über Zeit

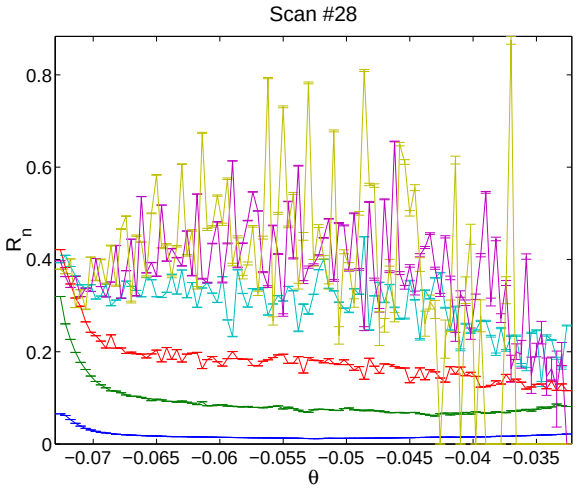
Abbildung E.22.: Scan #27



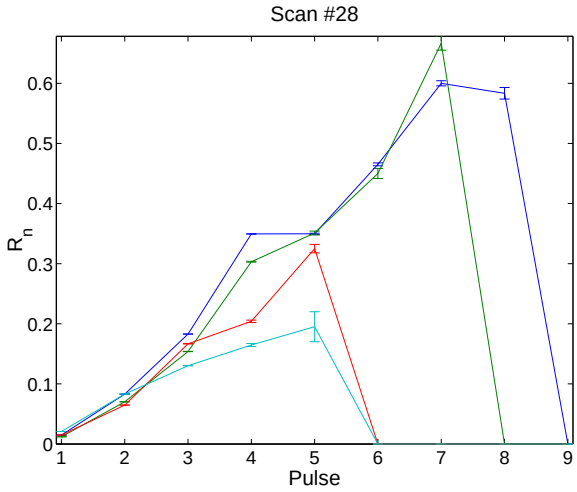
Integrierte Intensität der Pulse
Auftragung über Winkel



Integrierte Intensität der Pulse
Auftragung über Zeit

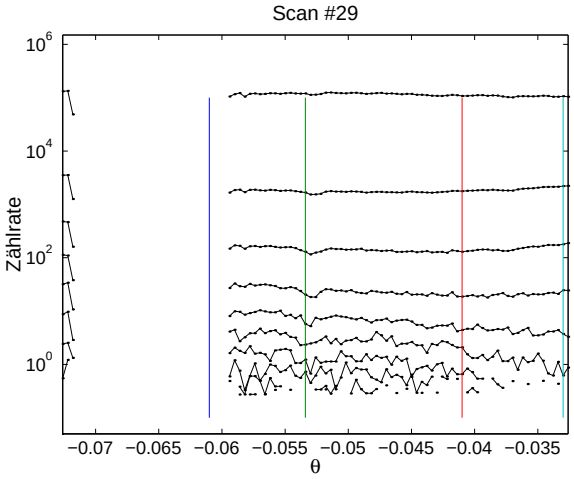


Jeweiliger Intensitätsverlust R_n^2
Auftragung über Winkel

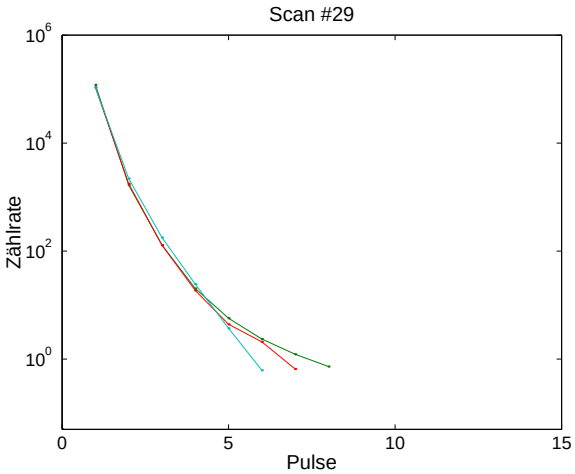


Jeweiliger Intensitätsverlust R_n^2
Auftragung über Zeit

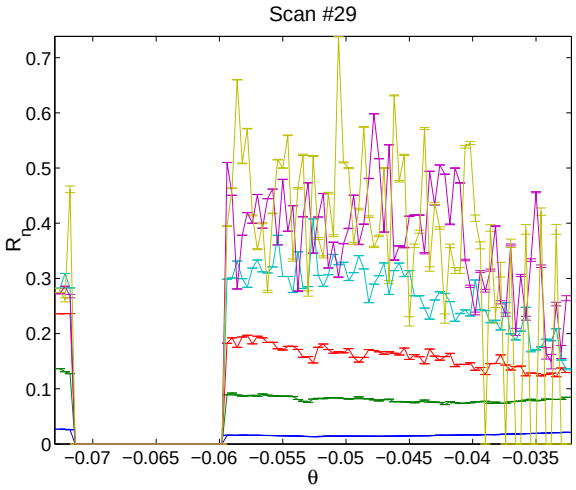
Abbildung E.23.: Scan #28



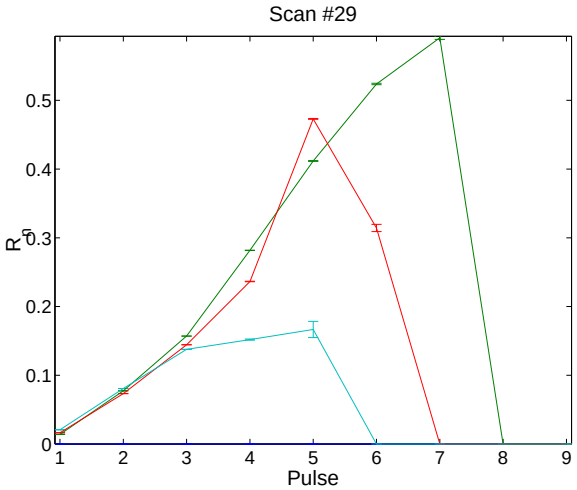
Integrierte Intensität der Pulse
Auftragung über Winkel



Integrierte Intensität der Pulse
Auftragung über Zeit

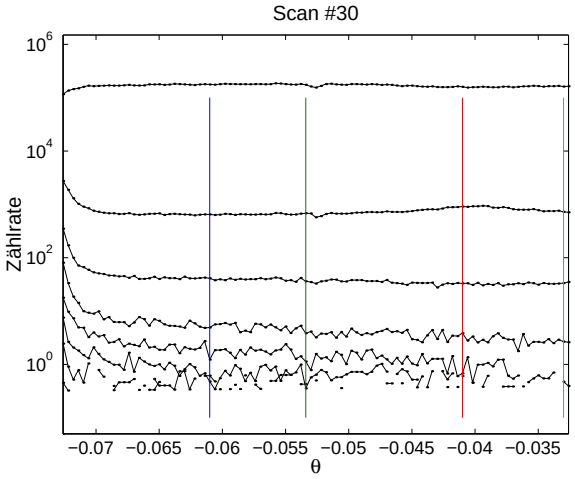


Jeweiliger Intensitätsverlust R_n^2
Auftragung über Winkel

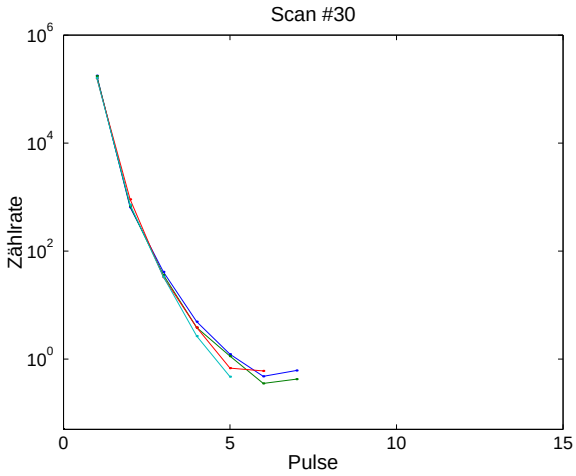


Jeweiliger Intensitätsverlust R_n^2
Auftragung über Zeit

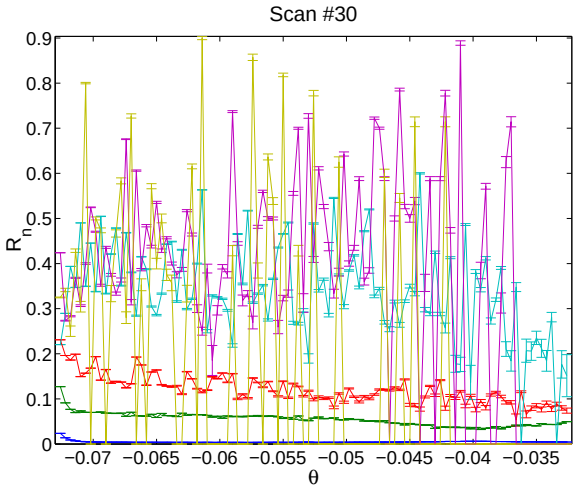
Abbildung E.24.: Scan #29



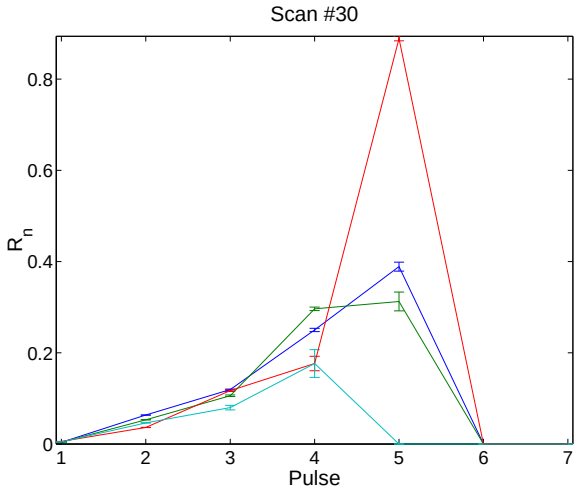
Integrierte Intensität der Pulse
Auftragung über Winkel



Integrierte Intensität der Pulse
Auftragung über Zeit



Jeweiliger Intensitätsverlust R_n^2
Auftragung über Winkel



Jeweiliger Intensitätsverlust R_n^2
Auftragung über Zeit

Abbildung E.25.: Scan #30

Literaturverzeichnis

[1] K.-D. Liß, R. Hock, M. Gomm, B. Waibel, A. Magerl, M. Krisch, and R. Tucoulou. Storage of x-ray photons in a crystal resonator. *Nature*, 404:371, 2000.

[2] K.-D. Liß, R. Hock, M. Gomm, B. Waibel, A. Magerl, M. Krisch, and R. Tucoulou. X-ray photon storage in a crystal cavity. *Proc. SPIE*, 4143:78, 2001.

[3] M. Schuster, C.J. Carlile, and H. Rauch. Neutron storage between perfect silicon crystal plates. *Z. Phys. B*, 85:49, 1991.

[4] E. Jericha, D.E. Schwab, M.R. Jäkel, C.J. Carlile, and H. Rauch. Neutron beam tailoring by accumulation between perfect crystal mirrors. *Physica B*, 283:414, 2000.

[5] A. Steyerl and K.-A. Steinhauser. Proposal of a fabry-perot type interferometer for x-rays. *Z. Physik B*, 34:221, 1979.

[6] W.A. Denne. High–flux micro resonators for x–ray and γ–ray lasers. *Acta Cryst. A*, 34:1978, 1028.

[7] U. Bonse and W. Graeff. X-ray and neutron interferometry. In H.-J. Queisser, editor, *X-Ray Optics*. Springer–Verlag, Berlin Heidelberg New York, 1977.

[8] K. Fezzaa and W.-K. Lee. An x-ray interferometer with a large and variable path difference. *J. Appl. Cryst.*, 34:166–171, 2001.

[9] A. Caticha and S. Caticha-Ellis. A fabry-perot interferometer for hard x-rays. *Phys. Stat. Sol. A*, 119:643, 1990.

[10] V.G. Kohn, Yu. V. Shvydko, and E. Gerdau. On the theory of an x-ray fabry-perot interferometer. *Phys. Stat. Sol. B*, 221:597, 2000.

[11] K.M. Aliberti. *The Theory of X-Ray and Neutron Fabry-Perot Interferometers*. PhD thesis, University of Albany, State University of New York, 1998.

[12] J. Als-Nielsen and D. McMorrow. *Elements of Modern X-ray Physics*. John Wiley & Sons, Chichester, 1 edition, 2001.

[13] A. Authier. Dynamical theory and its applications. In U. Shmueli, editor, *International Tables for Crystallography*, volume B. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, Boston, London, 1993.

[14] J.P. Sutter. *Applications of Special X-Ray Diffraction Cases in Silicon Crystals.* PhD thesis, Purdue University, 2000.

[15] L.V. Azároff. *X-Ray Diffraction.* McGraw-Hill, Inc., New York, 1 edition, 1974.

[16] B.W. Batterman and H. Cole. Dynamical diffraction of x rays by perfect crystals. *Rev. Mod. Phys.*, 36:681, 1964.

[17] R.W. James. *The Optical Principles of The Diffraction of X–Rays.* G. Bell and Sons LTD, London, 1948.

[18] R.W. James. The dynamical theory of x-ray diffraction. In D. Turnbull F. Seitz, editor, *Solid State Physics vol. 15.* Academic Press, New York, San Francisco, London, 1963.

[19] Z.G. Pinsker. *Dynamical Scattering of X-Rays in Crystals.* Springer–Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1978.

[20] William H. Zachariasen. *Theory of X-Ray Diffraction in Crystals.* Dover Publications, Inc., New York, reprint 1994 edition, 1945.

[21] M. von Laue. Die dynamische theorie der röntgenstrahlinterferenzen in neuer form. *Ergeb. Exakten Naturwiss.*, 10:133, 1931.

[22] M. von Laue. *Röntgenstrahlinterferenzen.* Akademische Verlagsgesellschaft, Frankfurt, 3 edition, 1960.

[23] J.D. Jackson. *Classical Theory of Electrodynamics.* John Wiley & Sons, New York, 3 edition, 1999.

[24] S.-L. Chang. *Multiple Diffraction of X–Rays in Crystals.* Springer Verlag, Berlin Heidelberg, 1 edition, 1984.

[25] Klaus-Dieter Liß. *Strukturelle Charakterisierung und Optimierung der Beugungseigenschaften von $Si_{1-x}Ge_x$ Gradientenkristallen, die aus der Gasphase gezogen wurden.* Dissertation, Mathematisch–Naturwissenschaftliche Fakultät der Rheinisch–Westfälischen Technischen Hochschule Aachen, 1994.

[26] M. Sanchez del Rio and R.J. Dejus. Xop – X-ray oriented programs.

[27] K. Kohra and T. Matsushita. Some characteristics of dynamical diffraction at a bragg angle of about $\pi/2$. *Z. Naturforsch.*, 27:484–487, 1972.

[28] J.P. Sutter, E.E. Alp, M.Y. Hu, P.L. Lee, H. Sinn, W. Sturhahn, T.S. Toellner, G. Bortel, and R. Collela. Multiple-beam x-ray diffraction near exact backscattering in silicon. *Phys. Rev. B*, 63, 2001.

[29] O. Brümmer, H.R. Höche, and J. Nieber. X–ray diffraction in the bragg case at bragg angles of about $\pi/2$. *phys. stat. sol.(a)*, 53:565, 1979.

[30] A. Caticha and S. Caticha-Ellis. Dynamical theory of x-ray diffraction at bragg angles near $\pi/2$. *Phys. Rev. B*, 25:971, 1982.

[31] A. Caticha and S. Caticha-Ellis. Dynamical diffraction of x-rays by thin crystals at bragg angles near $\pi/2$. *Phys. Stat. Sol. A*, 119:47, 1990.

[32] S. Kikuta, Y. Imai, T.Iizuka, Y. Yoda, X.-W. Zhang, and K. Hirano. X-ray diffraction with a bragg angle near $\pi/2$ and its applications. *J. Syn. Rad.*, 5:670, 1998.

[33] V.G.Kohn, I.V. Kohn, and E.A. Manykin. Diffraction of x–rays at a bragg angle of $\pi/2$ (back reflection) with consideration of multiwave effects. *J. Exp. Theo. Physics*, 89:500, 1999.

[34] Y. Shvyd'ko, E. Gerdau, J. Jäschke, O. Leupold, M. Lucht, and H.D. Rüter. Exact bragg backscattering of x-rays. *Phys. Rev. B*, 57:4968, 1998.

[35] Y. Shvyd'ko and E. Gerdau. Backscattering mirrors for x-ray and mössbauer radiation. *Hyperfine Interactions*, 123/124:741, 1999.

[36] M. Born and W. Wolf. *Principles of Optics*. Cambridge University Press, Cambridge, 6 edition, 1980. reprint 1998.

[37] W. Demtröder. *Experimentalphysik 2*. Springer, Berlin, Heidelberg, New York, 1995.

[38] V. Lehmann. The physics of macropore formation in low doped n-type silicon. *J. Electrochem. Soc.*, 140:2836, 1993.

[39] Halle R. Wehrsporn, MPI für Mikrostrukturphysik. Private Mitteilung, 2000.

[40] K. Wille. *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*. B.G. Teubner, Stuttgart, 2. edition, 1996.

[41] K.-D. Liß, A. Magerl, R. Hock, B. Waibel, and A. Remhoff. The investigation of ultrasonic fields by time resolved x-ray diffraction. *Proc. SPIE*, 3451:117, 1998.

[42] W.R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer-Verlag, Berlin, 1 edition, 1987.

[43] P. Pinel, ESRF. Private Mitteilung, 2001.

[44] K. Debertin and R.G. Helmer. *Gamma- and X-Ray Spectrometry with Semiconductor Detectors*. North-Holland, Amsterdam, 1 edition, 1988.

[45] U. Weinrich, ESRF. Private Mitteilung, 2001.

[46] Ortec Application Notes. Time-to-amplitude converter and time calibrator, `http://www.ortec-online.com/pdf/tactut.pdf`.

[47] U. Bonse and M. Hart. Tailless x–ray single crystal reflection curves obtained by multiple reflection. *App. Phys. Lett.*, 7:238, 1965.

[48] O. Diat, P. Bösecke, C. Ferrero, A.K. 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. *NIM A*, 356:566, 1995.