

Die approbierte Originalversion dieser Dissertation ist an der Hauptbibliothek der Technischen Universität Wien aufgestellt (<http://www.ub.tuwien.ac.at>).

The approved original version of this thesis is available at the main library of the Vienna University of Technology (<http://www.ub.tuwien.ac.at/englweb/>).

DISSERTATION

# Ein Phasenraumtransformator für ultra-kalte Neutronen

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

O. UNIV. PROF. DIPL.-ING. DR. HELMUT RAUCH  
E 141 - ATOMINSTITUT DER ÖSTERREICHISCHEN UNIVERSITÄTEN

eingereicht an der Technischen Universität Wien,  
Fakultät für Technische Physik von

MAG. DIPL.-ING. SIMON MAYER  
MATRIKELNUMMER: 9730086  
KLOPSTEINPLATZ 1/23  
1030 WIEN

WIEN, AM 10.09.2008

## Kurzfassung

Die Phasenraumtransformation von ultra-kalten Neutronen (UCN) ist eine sehr innovative Methode einen intensiven, monochromatischen und gerichteten Neutronenstrahl zu erzeugen.

Um eine solche Transformation durchführen zu können, müssen die UCN kollektiv beschleunigt werden. Eine Methode, dies zu bewerkstelligen, ist die Reflexion an bewegten Kristallen. Die notwendige Kristallgeschwindigkeit  $v_k$  steht im linearen Zusammenhang mit der Gitterkonstante  $d$ . Die Geschwindigkeit der transformierten Neutronen ist hierbei die doppelte Kristallgeschwindigkeit. Um in einen technisch machbaren Geschwindigkeitsbereich zu kommen ( $v_k < 300 \text{ m/s}$ ), mussten Kristalle gewählt werden, deren Gitterkonstante im Bereich von  $d > 8 \text{ \AA}$  liegt. Die Wahl fiel auf Stage-2 Kalium-interkalierten hochorientierten pyrolytischen Graphit (i-HOPG). Dieser besitzt eine Gitterkonstante von  $d = 8.74 \text{ \AA}$  und ein Reflexionsvermögen von 70 - 80%.

Umfangreiche Monte-Carlo Simulationen wurden für verschiedenste Konfigurationen durchgeführt. Diese Simulationen wurden sowohl für die Planung des Experiments, als auch für die Interpretation der Messergebnisse eingesetzt.

Es wurden 8 Stage-2 i-HOPG Kristalle hergestellt und charakterisiert. Die Kristalle wurden in spezielle Kassetten verpackt.

Es wurde ein einfacher Rotor, eine Scheibe mit einem Radius von  $r = 0.3 \text{ m}$ , konstruiert und gefertigt. Dieser PST-Rotor kann 2 bzw 4 Kristallkassetten aufnehmen.

Der Rotor wurde von einem modifizierten Schleuderstand vom Typ BI 3 U der Firma Schenck RoTec angetrieben und konnte so eine Geschwindigkeit von  $v = 250 \text{ m/s}$  am Umfang ( $r = 0.3 \text{ m}$ ) erreichen. Der Rotor drehte sich hier in einer berstsicheren Schleuderkammer, die mit einem Eingang für die UCN und einem Ausgang für die transformierten CN versehen worden war. Die Schleuderkammer konnte auf einen Restdruck von  $p \approx 4 \times 10^{-3} \text{ mbar}$  abgepumpt werden.

Der PST wurde am Messplatz PF2-UCN am Institut Laue-Langevin (Grenoble) aufgebaut. Im April und Mai 2008 wurden dann Messungen mit diesem Experiment durchgeführt. Die Ergebnisse waren sehr positiv und stimmten mit der Monte-Carlo Simulation gut überein.

Mit dem Experiment wurde gezeigt, dass man mit den heutigen Möglichkeiten ein PST-System bauen kann, welches in Konkurrenz zu den aktuellen weltstärksten kalten Neutronenquellen treten kann. Dabei sollte man aber bedenken, dass die Entwicklung des UCN-PST gerade erst am Anfang steht und hier noch großes Potential vorhanden ist. Die theoretisch möglichen Gewinnfaktoren lassen viel Raum für weitere Steigerungen.

Beinahe 3 Jahre sind seit Beginn dieser Arbeit vergangen. In dieser Zeit habe ich viel erlebt. Ich hatte das Glück viele interessante Orte besuchen und wissenschaftliche Erfolge erleben zu dürfen. Aber das noch größere Glück bestand darin, mit so vielen großartigen Menschen zusammen arbeiten zu können. Ich möchte mich namentlich bedanken bei:

Helmut Rauch (ATI), der mir die Möglichkeit zu einer so spannenden Arbeit gegeben hat; Oliver Zimmer (ILL), mein offizieller und inoffizieller Betreuer vor Ort am ILL; Geza Zsigmond (PSI), der sich sehr in dieses Projekt eingebracht hat und mir bei allen wichtigen Fragen zur Seite stand; Peter Allenspach (PSI), für sein Vertrauen in mich und das PST-Projekt; Jochen Ehrhard (Schenck), der mit seinem Enthusiasmus für dieses Projekt maßgebliche Impulse gegeben hat; Andreas Müller und Nicole Schwinger (Schenck), die einen hervorragenden PST-Rotor konstruiert haben; Peter Vetter und Wolfgang Krauter (Schenck), die wohl noch nie in so kurzer Zeit unter so schweren Bedingungen einen Schleuderstand aufgebaut und in Betrieb gesetzt haben. Peter Geltenbort (ILL), um den ILL Slogan abzuwandeln: "More than just simply an instrument responsible!"; Thomas Brenner (ILL), der für jedes technische Problem vor und während des Experiments eine Lösung fand; Christian Plonka-Spehr (ILL/Univ Mainz), der mir mit seinem profunden Wissen über UCN und französischen Rotwein stets zur Seite stand; Philipp Schmidt-Wellenburg (ILL), der mit mir neben dem Abenteuer Interkalation noch viele weitere bestand; Jochen Krempel (ILL), der öfters meinerwegen Kopfschmerzen hatte; Ken Anderson (ILL), der mir bei der Produktion "meiner" Kristalle freie Hand ließ; Peter Schreiber (Spirits of Glas), der Glasvirtuose, der uns in der Anfangsphase des Interkalationsprojekts aus der Patsche geholfen hat. Ohne ihn hätten wir vielleicht jetzt noch keine brauchbaren i-HOPG Kristalle; Roland Hehn (ILL), der bei der Herstellung und Charakterisierung der i-HOPG Kristalle vollen Einsatz zeigte und mir immer Messzeit an "seinem" T13A gewährte; Erwin Hetzler (ILL), für seine Hilfe bei den Messungen am T13C; Cathy Menthonnex, Pierre Courtois, Pascal Mouveau (ILL), für ihre Mithilfe bei der Interkalation; Wolfgang Schmidt (ILL), für seine Hilfe bei den Messungen am IN12; Rudi Loidl (ILL/ATI), der meinen Beginn am ILL und in Frankreich erleichtert

hat; Robert Georgii und Reinhard Schwinkowski (FRM-II), die die erfolgreiche Charakterisierung "meiner" Kristalle an MIRA ermöglichten; Evi Haberl (ATI) und Angelika Taffut (ILL), die mich sicher durch die Wirren der Administration geleitet haben; Erich Tischler (ATI), Herbert Hartmann (ATI) und Peter Pataki (ATI) die mich bei der Anfertigung wichtiger Bauteile nie im Stich gelassen haben; Bernhard Seiboth (TU-Wien), der mit mir die Zentrifugentests durchführte; Anatolli Serebrov (PNPI), für seine bereichernde Kritik an der Phasenraumtransformation und einen fantastischen Workshop in Russland; Mario Villa (ATI), Josef Springer (ATI), Halit Tatlisu (ATI), Yuji Hasegawa (ATI), Erwin Jericha (ATI), Harmut Lemmel (ATI), Jürgen Klepp (ATI), Stefan Fillip (ATI), Stephan Sponar (ATI), Ernst Klapfer (ATI), Fareeha Hameed (ILL), Eva Dyrnjaja (ATI), Karin Schmalzl (ILL), Ulli Köster (ILL), Valery Nesvizhevsky (ILL), Tinka Spehr (ILL), Stefan Eibl, Mauritz und Dorothea van der Grinten (ILL), Michael Marek Koza (ILL), Michael Jentschel (ILL), Martin Simson (ILL), Suman Lata (EMBL), Torsten Soldner (ILL), Tilo Seydel (ILL), Amy Dee (ILL), Kent Leung (ILL), Max Wolff (ILL), Philipp Gutfreund (ILL), Cyril (ILL), Anton Devishvili (ILL), Estelle Mossou (ILL), bei denen ich immer fachliche und auch private Ansprache erhielt; Weiters möchte ich der gesamten Belegschaft des ILL und des ATI meinen Dank aussprechen.

Schließlich möchte ich auch all jenen danken, die mich in den letzten 3 Jahren privat unterstützt haben: Freunden, WG-Kollegen (insb Tim Ryan & Nick Richmond), Familie und ganz besonders meinen Eltern.

Das PST-Projekt wurde finanziell unterstützt vom Fonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung (*Projektnummer: F 1514*) und der Europäischen Kommission im Zuge des 6. Rahmenprogramms (*Vertragsnummer: RII3-CT-2003-505925*).

<b>Vorwort</b>	<b>i</b>
<b>Abkürzungsverzeichnis</b>	<b>vii</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1 Motivation . . . . .	1
1.2 Ziel der Arbeit . . . . .	2
1.3 Aufbau der Arbeit . . . . .	2
<b>I Theoretischer Teil</b>	<b>3</b>
<b>2 Grundlagen der Neutronenoptik</b>	<b>4</b>
2.1 Physikalische Beschreibung des Neutrons . . . . .	4
2.1.1 Innere Struktur . . . . .	4
2.1.2 Materiewellen . . . . .	4
2.1.3 Quantenmechanische Beschreibung des Neutrons . . . . .	5
2.2 Physikalische Beschreibung vieler Neutronen . . . . .	6
2.2.1 Einteilung der Neutronen nach ihrer Energie bzw Temperatur . . . . .	6
2.2.2 Klassische Gibbsche Statistik im Phasenraum . . . . .	7
2.2.3 Die Maier-Leibnitz-Formel . . . . .	8
2.2.4 Alternative Formulierung der Phasenraumdichte . . . . .	9
2.2.5 Neutronenstrom und -fluss . . . . .	10
2.2.6 Zahlenbeispiele . . . . .	11
2.2.7 Quantenmechanische Phasenraumdichte . . . . .	12
2.2.8 Der Satz von Liouville . . . . .	13
<b>3 Neutronenquellen</b>	<b>14</b>
3.1 Primäre Quellen . . . . .	14
3.1.1 Kernreaktoren . . . . .	15
3.1.2 Spallationsquellen . . . . .	16

---

3.2	Sekundäre Quellen . . . . .	16
3.2.1	Erzeugung thermischer Neutronen . . . . .	17
3.2.2	Erzeugung schneller Neutronen . . . . .	18
3.2.3	Erzeugung kalter und sehr kalter Neutronen . . . . .	18
3.2.4	Erzeugung ultra-kalter Neutronen (UCN) . . . . .	18
<b>4</b>	<b>Phasenraumtransformation</b>	<b>23</b>
4.1	Rückstreuспекrometer . . . . .	23
4.2	Schelten & Alefeld . . . . .	24
4.3	Moderne Rückstreuспекrometer . . . . .	25
4.3.1	HFBS . . . . .	26
4.3.2	RSSM und IN16B . . . . .	27
4.4	Erzeugung intensiver Neutronenstrahlen mittels PST . . . . .	29
4.5	Exkurs: p-PST und E-PST . . . . .	30
<b>5</b>	<b>Physikalisches Konzept</b>	<b>33</b>
5.1	Beschleunigung von Neutronen . . . . .	33
5.2	Kohärente Streuung an einem (bewegten) Kristall . . . . .	34
5.3	Geeignete Kristalle . . . . .	35
5.3.1	Glimmer . . . . .	35
5.3.2	i-HOPG . . . . .	35
5.3.3	Herstellung von i-HOPG . . . . .	37
5.4	Optionen . . . . .	39
5.5	Füllzeit und Umlaufgeschwindigkeit . . . . .	39
5.6	Zusammenfassung des physikalischen Konzepts . . . . .	40
<b>6</b>	<b>Technisches Konzept</b>	<b>41</b>
6.1	Antrieb . . . . .	41
6.1.1	Anforderungen . . . . .	41
6.1.2	BI 3 U . . . . .	42
6.2	Einfacher Rotor . . . . .	44
6.3	Doppellenker . . . . .	45
6.4	Details . . . . .	48
6.5	Der Messplatz PF2 . . . . .	48
6.6	Sicherheit . . . . .	49
<b>7</b>	<b>Monte-Carlo Simulation des PST</b>	<b>51</b>
7.1	VITESS . . . . .	51
7.2	Modellierung der Quelle . . . . .	53
7.3	Testsimulationen . . . . .	55
7.4	Doppellenker-PST . . . . .	62

---

7.4.1	Abschätzung der Performance des PST . . . . .	63
7.5	Reales System . . . . .	64
7.5.1	Geschwindigkeits-Scans . . . . .	64
7.5.2	Zeitstruktur . . . . .	65
7.5.3	Einfluss des Neigungswinkels des Kristalls . . . . .	66
7.5.4	Abschätzung der Performance des PST . . . . .	68
<b>8</b>	<b>Performance &amp; Verluste</b>	<b>69</b>
8.1	Transformationsverluste . . . . .	69
8.1.1	Geometrische Verluste . . . . .	70
8.1.2	Reflexionsvermögen . . . . .	70
8.2	Abschätzung für das PST-Experiment . . . . .	70
8.2.1	Restgas . . . . .	70
<b>II</b>	<b>Experimenteller Teil</b>	<b>72</b>
<b>9</b>	<b>Komponenten des PST</b>	<b>73</b>
9.1	Herstellung des i-HOPG . . . . .	73
9.1.1	Charakterisierung der HOPG Kristalle . . . . .	73
9.1.2	Interkalation . . . . .	76
9.1.3	Charakterisierung der i-HOPG Kristalle . . . . .	83
9.2	Kristallkassetten . . . . .	93
9.2.1	Testkassette . . . . .	93
9.2.2	PST-Kassette . . . . .	94
9.3	PST-Rotor . . . . .	95
9.4	Modifikation des BI 3 U . . . . .	97
9.4.1	UCN-Zuleitung . . . . .	97
9.4.2	CN-Fenster . . . . .	99
9.5	Kristallspektrometer . . . . .	101
<b>10</b>	<b>Tests</b>	<b>102</b>
10.1	Materialtests mit einer Tischzentrifuge . . . . .	102
10.2	Test des modifizierten Schleuderstands . . . . .	105
<b>11</b>	<b>Aufbau und Inbetriebnahme der Anlage</b>	<b>108</b>
11.1	Transport und Aufstellung . . . . .	108
11.2	Montage des Rotors . . . . .	108
11.3	Montage und Winkeleinstellung der PST-Kassetten . . . . .	110
11.4	UCN-Zuleitung . . . . .	110
11.5	Vakuumsystem . . . . .	112

---

11.5.1 Standardvakuumssystem . . . . .	112
11.5.2 Optimierung . . . . .	112
<b>12 Messungen mit dem PST</b>	<b>115</b>
12.1 Messung Nr 1 . . . . .	115
12.2 Geschwindigkeits-Scans . . . . .	117
12.3 Zeitaufgelöste Messungen . . . . .	121
12.4 Divergenz . . . . .	129
12.5 Bidim26 . . . . .	131
12.6 Kristallspektrometer . . . . .	136
12.7 Vakuum . . . . .	139
12.8 Goldfolie . . . . .	140
12.9 Intensitäten . . . . .	142
12.10 Ergebnisse im Überblick . . . . .	143
<b>13 Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>144</b>
13.1 Vergleich von MC-Simulation und Experiment . . . . .	146
13.2 Weiterentwicklung . . . . .	147
13.2.1 Doppellenker . . . . .	147
13.2.2 Höhere Geschwindigkeiten . . . . .	147
13.3 Konkurrenzfähigkeit des PST . . . . .	148
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>151</b>
<b>A Verworfenne Antriebsideen</b>	<b>158</b>
<b>B Messdaten</b>	<b>161</b>
B.1 Charakterisierung HOPG . . . . .	161
B.2 Charakterisierung i-HOPG . . . . .	170
B.2.1 T13a . . . . .	170
B.2.2 IN12 . . . . .	181
B.2.3 MIRA . . . . .	184
<b>C Pläne</b>	<b>213</b>

---

## Abkürzungsverzeichnis

---

Abb	=	Abbildung
Abs	=	Absatz
al	=	alia
Anh	=	Anhang
Anl	=	Anlage
ATI	=	Atominstitut der österreichischen Universitäten
ASCII	=	American Standard Code for Information Interchange
Bd	=	Band
BNC	=	Koaxialstecktyp: Bayonet Neill Concelman; benannt nach den Entwicklern P. Neill und C. Concelman
bzw	=	beziehungsweise
ca	=	cirka (ungefähr)
CAD	=	Computer Aided Design
GIC	=	Graphite Intercalation Compound
CN	=	Cold Neutron
CNC	=	Computerized Numerical Control ( <i>en.</i> computerisierte numerische Steuerung)
cps	=	counts per second
dh	=	das heißt
EN	=	Europäische Norm
etc	=	et cetera
f	=	und der, die Folgende
ff	=	und die Folgenden
FRM-II	=	Forschungsreaktor München II
FWHM	=	Full Width at Half Maximum ( <i>en.</i> Halbwertsbreite)
gem	=	gemäß
gew%	=	Gewichtsprozent
ggf	=	gegebenenfalls
Gl	=	Gleichung
GUI	=	Graphical User Interface ( <i>en.</i> Grafische Benutzeroberfläche)
HOPG	=	Highly Oriented Pyrolytic Graphite
Hrsg	=	Herausgeber
hrsg	=	herausgegeben
iA	=	im Allgemeinen
IAEA	=	International Atomic Energy Agency

---

idR	=	in der Regel
i-HOPG	=	intercalated Highly Oriented Pyrolytic Graphite
ILL	=	Institut Laue-Langevin
insb	=	insbesondere
iSd	=	im Sinne des, - der
iVm	=	in Verbindung mit
iwS	=	im weiteren Sinn
kA	=	keine Angabe
Kap	=	Kapitel
lit	=	litera (Buchstabe)
lt	=	laut
max	=	maximal, -e, -er,-es
MCS	=	Muli-channel Scaler
mE	=	meines Erachtens
min	=	Minute(n)
Mio	=	Million(en)
Nr	=	Nummer(n)
SI	=	Système International
sog	=	so genannt, -e, er, es
Std	=	Stunde(n)
Tab	=	Tabelle
TOF	=	Time of Flight
TRIGA	=	Training, Research, Isotopes General Atomics
TTL	=	Transistor-Transistor Logik
TU	=	Technische Universität
ppm	=	parts per million
PSD	=	Position sensitive detector (Ortsauflösender Detektor)
PSI	=	Paul Scherrer Institut
PST	=	Phase Space Transformer/Transformation
ua	=	unter anderem
U	=	Umdrehung
UCN	=	Ultra Cold Neutron(s)
UPM	=	Umdrehungen pro Minute
usw	=	und so weiter
USA	=	United States of America
uva	=	und viele(s) andere
VCN	=	Very Cold Neutrons
vgl	=	vergleiche
VITESS	=	Virtual Instrumentation Tool European Spallation Source
Vol	=	Volume ( <i>en.</i> Band)
Z	=	a) Zahl, Ziffer
	=	b) Kernladungszahl
zT	=	zum Teil
zB	=	zum Beispiel

Whenever you invent a method ten or a hundred times better than the existing ones, you can be sure that this will lead to new science.

*Heinz Maier-Leibnitz*

### 1.1 Motivation

In den letzten Jahren und Jahrzehnten wurden viel Geld und Zeit darauf verwendet neue, stärkere Neutronenquellen zu bauen. Dennoch fielen die Steigerungen des Neutronenflusses in Relation zum Aufwand nur mäßig<sup>1</sup> aus. Da man also mit der Erhöhung des Flusses nur mehr langsam voran kommt, müssen neue innovative Techniken entwickelt werden um die Neutronen besser auszunützen. Um es mit den Worten meines amerikanischen Kollegen Michael Snow zu sagen:

*The new paradigm should be: Get more **usefull** neutrons into the experiment!*

Die Phasenraumtransformation ist eine Methode die diesem Aufruf folgt. Das Prinzip der Phasenraumtransformation ist seit einiger Zeit [93] bekannt. Bis jetzt wurde es jedoch nur verwendet um einen Neutronenstrahl zu manipulieren (Änderung der Form des Phasenraumelements). Ein völlig neuer Ansatz besteht nun darin, die Lage des Phasenraumelements zu verändern[114, 88]. Das heißt zB ein sehr dichtes Phasenraumelement ultra-kalter Neutronen zu nehmen und es in den Bereich kalter oder thermischer Energien zu transformieren[88].

---

<sup>1</sup>Siehe Kap 3.

## 1.2 Ziel der Arbeit

Das Ziel der Arbeit ist recht einfach formuliert: Es soll experimentell nachgewiesen werden, dass eine Phasenraumtransformation von ultra-kalten Neutronen möglich und auch sinnvoll ist. Überdies sollen Monte-Carlo Simulationen, die ebenfalls Teil dieser Arbeit waren, überprüft werden. Damit ist es möglich, die reale Effizienz einer solchen Transformation anzugeben.

## 1.3 Aufbau der Arbeit

Die Arbeit gliedert sich in 2 Teile: Einem theoretischen Teil, in dem alle Aspekte der Phasenraumtransformation (PST)<sup>2</sup>, aber auch ganz allgemein die Erzeugung bzw Bereitstellung von Neutronen für optische Experimente erläutert werden. Wichtig ist es mir hierbei darzulegen, welche grundsätzlichen Methoden zum Einsatz kommen, und wieso gerade die PST eine innovative Methode ist. Besonders hervorzuheben sind noch die umfangreichen Monte-Carlo Simulationen die eigens für dies Arbeit durchgeführt wurden und den theoretischen Teil abschließen.

Im experimentellen Teil wird die Vorbereitung und Aufbau des Phasenraumtransformators beschrieben. Im Anschluss daran werden die Ergebnisse der einzelnen Messungen diskutiert und mit den Resultaten der Monte-Carlo Simulation verglichen.

Die Arbeit schließt mit einem Ausblick auf weitere mögliche Schritte und Anregungen zum zukünftigen Einsatz des PST.

Einen schnellen Überblick über die Arbeit bekommt man, wenn die Kap 2.2, 4.4, 5.2, 12, 13 liest.

---

<sup>2</sup>In dieser Arbeit wird mit der Abkürzung PST (Phase Space Transformation/Transformer) sowohl die Phasenraumtransformation, als auch das dazu nötige Instrument, der Phasenraumtransformator bezeichnet. Die Gefahr der Verwechslung besteht durch die unterschiedlichen Artikel nicht.

**Teil I**

**Theoretischer Teil**

## 2.1 Physikalische Beschreibung des Neutrons

Neutronen sind Fermionen (dh Teilchen, die der Fermi-Statistik gehorchen) mit dem Spin  $\frac{1}{2}\hbar$  und besitzen eine Masse von  $m_n = 1.67492728(29) \times 10^{-27} \text{kg}$  [21] sowie ein wohl definiertes magnetisches Moment  $\mu_n = -0.96623645(24) \times 10^{-26} \text{JT}^{-1}$  [21]. Sie sind räumlich ausgedehnte Objekte mit einem confinement-Radius von 0.7 fm[11].

Freie Neutronen haben eine mittlere Lebenszeit von ca<sup>1</sup>  $\tau = 885.8 \pm 0.9 \text{s}$  [1].

### 2.1.1 Innere Struktur

Nach dem Standardmodell der Teilchenphysik ist das Neutron ein zusammengesetztes System aus 3 Quarks, also ein Baryon.

$$n = \begin{pmatrix} u \\ d \\ d \end{pmatrix}$$

Obwohl bereits 1936 von Chatwick[19] entdeckt, sind noch essentielle Eigenschaften des Neutrons nicht hinreichend genau bestimmt. So sind einerseits die Genauigkeit der Lebensdauer des freien Neutrons und andererseits die Existenz des elektro-magnetischen Dipolmoments des Neutrons heiß umkämpfte Forschungsgebiete.

### 2.1.2 Materiewellen

Eine besonders wichtige Erkenntnis, die von de Broglie gewonnen wurde, ist, dass sich bewegende Masseteilchen durch Wellen beschreiben lassen. So kann einem Teilchen, das

---

<sup>1</sup>Der hier präsentierte Wert ist ein Mittelwert verschiedenster Experimente, welche jedoch zT mehrere Standardabweichungen auseinander liegen [1].

sich mit der Geschwindigkeit  $v$  fortpflanzt, eine Wellenlänge  $\lambda$  zugeordnet werden:

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

$\hbar$  .. Plank'sches Wirkungsquantum,  $p = mv$  .. Impuls

Hierzu gibt es eine hilfreiche Formel zur Umrechnung von Geschwindigkeit und Wellenlänge[85] für Neutronen:

$$v[m/s] = \frac{3956}{\lambda[\text{\AA}]} \quad (2.2)$$

Dies Formel ist, obwohl sie wie eine Näherung aussieht, numerisch exakt.

Zudem kann man die Wellenzahl  $k$  einführen. Diese Größe bietet den Vorteil, dass sie dieselbe Dimension und Größenordnung wie die reziproken Gittervektoren in einem streuenden Kristall hat.

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (2.3)$$

Relativistische Effekte sind im Bereich der Neutronenoptik praktisch nicht zu berücksichtigen, da entsprechende Experimente mit thermischen<sup>2</sup> ( $v \approx 2200 m/s$ ) oder kalten Neutronen ( $v \approx 700 m/s$ ) durchgeführt werden, für die gilt  $\frac{v}{c} < 10^{-5}$ [11]. Die Energie eines Neutrons ergibt sich somit zu:

$$E = E_{kin} = \frac{m_n v_n^2}{2} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \quad (2.4)$$

Die potentielle Energie eines Neutrons im Gravitationsfeld kann, außer in speziellen Fällen, vernachlässigt werden. Der Effekt ist nämlich so klein, dass idR spezielle Anordnungen notwendig sind um Gravitationsexperimente mit Neutronen durchführen zu können[43, 66, 85, 98].

### 2.1.3 Quantenmechanische Beschreibung des Neutrons

Die Materiewellenfelder werden durch die Schrödingergleichung beschrieben:

$$\mathcal{H}\psi(\mathbf{r}, t) = \left( -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + V(\mathbf{r}, t) \right) \psi(\mathbf{r}, t) = i\hbar \frac{\partial \psi(\mathbf{r}, t)}{\partial t} \quad (2.5)$$

Vergleicht man diese mit der Gleichung, die für elektromagnetische Wellen gilt, so erhält man in beiden Fällen als Lösung die bekannte Helmholtzgleichung:

$$\nabla^2 \psi(\mathbf{r}) + k^2 \psi(\mathbf{r}) = 0 \quad (2.6)$$

---

<sup>2</sup>Siehe unten.

mit folgenden Dispersionsbeziehungen

$$k^2 = \frac{2mE}{\hbar^2} \quad (\text{Materiewellen}) \quad (2.7)$$

und

$$k^2 = \frac{E^2}{\hbar^2 c^2} \quad (\text{EM-Wellen}) \quad (2.8)$$

Dabei ist  $E = \hbar\omega$ . [85]

## 2.2 Physikalische Beschreibung vieler Neutronen

### 2.2.1 Einteilung der Neutronen nach ihrer Energie bzw Temperatur

Gleich vorweg zu schicken ist, dass die Einteilung der Neutronen nach ihrer Energie bzw Temperatur von Autor zu Autor verschieden ist [58]. Dazu werden verschiedenste materialbezogene Kriterien herangezogen. So können zB Neutronen unter einem gewissen Energiewert ein entsprechendes Material nicht durchdringen ( $E_n < V$ ). Hier wäre zB der Cadmium-cut-off von  $V \sim 0.5 \text{ eV}$ , oder der Beryllium-cut-off  $V \sim 2.5 \times 10^{-7} \text{ eV}$  zu nennen. Auf der anderen Seite setzt man die Neutronengeschwindigkeiten mit den entsprechenden Moderatortemperaturen in Zusammenhang. Auch bezieht man sich auf Bereiche hoher Moderatoreffizienz.

Ein Fixpunkt der Neutronentemperaturskala bei  $T = 293.6 \text{ K}$  sind jedoch die thermischen Neutronen. Man versteht darunter jene Neutronen die mit dem Moderator bei Raumtemperatur  $T = 293.6 \text{ K}$  im thermischen Gleichgewicht stehen. Ihre Temperatur und somit ihre Energie und Wellenlänge sind festgelegt über die Beziehung:

$$E_{th} = k_B T = \frac{mv_{th}^2}{2} = \frac{\hbar^2 k_{th}^2}{2m}. \quad (2.9)$$

Damit ergeben sich die Werte für Energie, Geschwindigkeit und Wellenlänge zu [11]:

$$E_{th} \simeq 0.025 \text{ eV} \quad v_{th} = 2200 \text{ m/s} \quad \lambda_{th} = 1.8 \text{ \AA}.$$

Hiervon ausgehend werden weitere Geschwindigkeitsbereiche definiert. Diese sind J. Byrnes's Standardwerk der Neutronenphysik [15] entnommen und in Tab. 2.1 dargestellt.

Eine Sonderstellung nehmen die ultra-kalten Neutronen (UCN) ein. Sie werden nicht über eine gewisse Geschwindigkeit definiert, sondern über die Eigenschaft unter jedem Eintrittswinkel von einer Oberfläche reflektiert zu werden. Es gilt nämlich die folgende Bedingung für die Reflexion:

$$E \sin^2 \Theta \leq V. \quad (2.10)$$

Tabelle 2.1: Energiebereiche

E[eV]	v[m/s]	$\lambda[\text{\AA}]$	Bereich
$> 10^6$	$> 13,8 \times 10^6$	$> 0,003$	schnell
$10^6 - 1$	$13,8 \times 10^6 - 13800$	$0,003 - 0,29$	mittel
$< 1$	$< 13800$	$< 0,29$	langsam
$1 - 0,025$	13800 - 2200	0,29 - 1,8	epithermisch
0,025	2200	1,8	thermisch
$0,025 - 5 \times 10^{-5}$	2200 - 98	1,8 - 40	kalt
$5 \times 10^{-5} - 2 \times 10^{-7}$	98 - 6,2	40 - 638	sehr kalt
$< 2 \times 10^{-7}$	$< 6,2$	$> 638$	ultra kalt

Wenn also die Neutronenenergie  $E$  kleiner als das Potential  $V$  der Oberfläche ist, dh

$$E \lesssim V, \quad (2.11)$$

dann tritt unter jedem Eintrittswinkel Reflexion auf. Ein typischer Wert ist  $V \sim 10^{-7} eV$ , während für thermische Neutronen eben  $E = 2.5 \times 10^{-2} eV$  gilt. Daher wird man ia für Speicherexperimente extrem niederenergetische Neutronen benötigen.[43] Es hängt von dem betrachteten Material ab, wann man also von ultra-kalten Neutronen (UCN) spricht.

Typischer Weise spricht man von UCN bei Energien von  $E_{ucn} \approx 10^{-7} eV$  und  $v_{ucn}$  von einigen  $m/s$ . Der Wert 6.2 m/s wird des öfteren für die typische Geschwindigkeit von UCN genannt, da diese die kritische Geschwindigkeit für die Totalreflexion an Edelstahl (Neutronenflasche) ist. Somit lassen sich solche Neutronen in geeigneten Behältern speichern.

### 2.2.2 Klassische Gibbsche Statistik im Phasenraum

”In vielen Fällen kann ein Neutronenensemble als freies Gas angesehen werden, das durch Größen wie Temperatur, Dichte, Fluss oder Teilchenstrom charakterisiert ist. Die Beschreibung kann dabei im (dreidimensionalen) realen, den (ebenfalls dreidimensionalen) reziproken Raum oder dem aus den Achsen dieser beiden Räume aufgespannten (6-dimensionalen) Phasenraum, sowie einem beliebigen seiner Unterräume erfolgen.” [58]

”Wir betrachten ein Gas bestehend aus vielen Teilchen mit fester Gesamtzahl. Wir beschreiben das Gas durch einen Phasenraum  $\mathcal{P}$ , dessen Punkte  $(q,p)$  die lokalen Koordinaten  $(q^1, \dots, q^f, p^1, \dots, p^f)$  haben, wobei  $f$  die Zahl der Freiheitsgrade des Gases ist.” [9] Die klassische mikrokanonische Wahrscheinlichkeitsfunktion wird wie folgt angesetzt. Man beachte hiebei, dass  $q$  und  $p$  konjugierte kanonische Variablen sind und bei Neu-

tronen  $x$  und  $k$  repräsentieren.

$$w(q, p) = \frac{e^{-\frac{E(q, p)}{k_B T}}}{\int_{\mathcal{P}} e^{-\frac{E(q, p)}{k_B T}} dq dp} \quad (2.12)$$

Nun ist gem Gl 2.4:

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} .$$

Wie man sieht, ist  $E$  keine Funktion des Orts ( $\vec{x}$ ) sondern nur vom Impuls ( $\vec{k}$ ). Somit muss man bei der Normierung nur den  $\vec{k}$ -Raum berücksichtigen.

$$\iiint_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{\hbar^2 \vec{k}^2}{2mk_B T}} dk_x dk_y dk_z = 1 \quad (2.13)$$

Das Integral kann in jeder Richtung unabhängig integriert werden, z.B. in x-Richtung:

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{\hbar^2 k_x^2}{2mk_B T}} dk_x = \sqrt{\pi} k_T \quad (2.14)$$

mit

$$k_T^2 = \frac{2mk_B T}{\hbar^2} \quad (2.15)$$

Hierzu wurde folgendes Standardintegral ausgenutzt:

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{-\alpha x^2} dx = \frac{\sqrt{\pi}}{\sqrt{\alpha}} . \quad (2.16)$$

Somit ergibt sich schließlich für die Wahrscheinlichkeitsfunktion:

$$w(k) = \frac{e^{-\frac{\hbar^2 k^2}{2mk_B T}}}{\pi^{3/2} k_T^3} . \quad (2.17)$$

### 2.2.3 Die Maier-Leibnitz-Formel

Die Anzahl  $dN$  der Neutronen in einem Phasenraumelement mit dem Volumen  $dx dy dz \hbar^3 dk_x dk_y dk_z$  ist gegeben durch:

$$dN = w(\vec{x}, \vec{k}) N d\vec{x} d\vec{k} . \quad (2.18)$$

Setzt man nun Gl. 2.17 ein, so erhält man die bekannte (vgl [88, 50, 91]) Formel für die Phasenraumdichte, die auf H. Maier-Leibnitz [68] zurückzuführen ist. Das Produkt  $w(\vec{x}, \vec{k}) N$  wird dabei als Phasenraumdichte bzw Teilchendichte im Phasenraum (vgl. [90]) bezeichnet. Ihre Bedeutung besteht darin, dass ihr Integral über ein Teilgebiet des Phasenraums den Erwartungswert der Teilchenanzahl angibt.

Die hier abgeleitete Formel unterscheidet sich jedoch um einen Faktor 2 von der sog Maier-Leibnitz-Formel<sup>3</sup>. Die Diskrepanz erkläre ich mir dadurch, dass der Faktor 2 bei einer über die Energie normierten Maxwell-Boltzmann-Verteilung enthalten ist. Hier wurde jedoch über den k-Raum normiert<sup>4</sup> und daher entfällt der Faktor 2.

$$dN = \frac{1}{\pi^{3/2} k_T^3} N e^{-\frac{\hbar^2 k^2}{2mk_B T}} d\vec{x} d\vec{k} \quad (2.19)$$

”Die Dichte ist also konstant bis auf einen Exponentialfaktor, der sich für  $k \ll k_T$  nicht auswirkt.” [68] Anstatt der Neutronendichte  $N$  kann man den thermischen Fluss  $\Phi$  über eine Beziehung, die wie sich weiter unten zeigen wird, gerechtfertigt ist, einführen.

$$\Phi = \frac{2N}{\sqrt{\pi}} v_T \quad (2.20)$$

Somit erhalten wir anstelle von Gl 2.19

$$dN = \frac{\Phi}{2\pi v_T k_T^3} e^{-\frac{\hbar^2 k^2}{2mk_B T}} d\vec{x} d\vec{k}, \quad (2.21)$$

bzw unter Ausnutzung von Gl 2.15

$$dN = \frac{\Phi}{2\pi v_T k_T^3} e^{-\frac{k^2}{k_T^2}} d\vec{x} d\vec{k}. \quad (2.22)$$

#### 2.2.4 Alternative Formulierung der Phasenraumdichte

Eine alternative Schreibweise der Phasenraumdichte erhält man ausgehend von der Maxwell-Boltzmann-Verteilung für ein thermisches Neutronenspektrum [43]:

$$\rho(v, T) dv = \frac{2\Phi_n}{v_T^4} v^2 e^{-\frac{v^2}{v_T^2}} dv \quad (2.23)$$

mit

$$v_T = \sqrt{\frac{2k_B T}{m}} \quad (2.24)$$

$\rho(v, T)$  ist die Spektraldichte und gibt die Wahrscheinlichkeit an, ein Neutron mit einer gewissen Geschwindigkeit bzw Wellenlänge<sup>5</sup> anzutreffen.  $\Phi_n$  bezeichnet den Gesamtneutronenfluss ( $\Phi_n = \int \rho(v) v dv$ ) und ist ein Maß für die Stärke einer Neutronenquelle<sup>6</sup>. Die Neutronengeschwindigkeit mit der höchsten Wahrscheinlichkeit wird mit  $v_T$  bezeichnet.  $T$  ist hierbei die Gleichgewichtstemperatur zwischen Neutronen und Moderator. Integriert

<sup>3</sup>Die Bezeichnung der Formel ist [108] entnommen.

<sup>4</sup>Siehe oben.

<sup>5</sup>Siehe Gl 2.2

<sup>6</sup>Siehe auch Kap 3.

man nun  $\rho(v, T)$  über alle Geschwindigkeiten, so erhält man die Neutronenanzahldichte  $N(T)$ [88].

$$N(T) = \int_0^\infty \rho(v, T) dv = \frac{\Phi_n \sqrt{\pi}}{2v_T} \quad (2.25)$$

Somit lässt sich eine besonders kompakte Schreibweise der Phasenraumdichte angeben [88]:

$$n(T) = \frac{d^6 N(T)}{dV_p} = \frac{\Phi_n}{2\pi v_T^4} e^{-\frac{v^2}{v_T^2}}. \quad (2.26)$$

### 2.2.5 Neutronenstrom und -fluss

Ausgehend von Gl 2.22 kann man nun den Neutronenfluss in eine Richtung entwickeln. "Wenn das Phasenraumelement so liegt, dass die Neutronen in z-Richtung fliegen, dann passieren sie die Strecke  $dz$  in der Zeit  $dt = dz/v$  und der Strom in z-Richtung von unserem Phasenelement ist" [68]

$$dJ = \frac{dN}{dt} = \frac{\Phi}{2\pi v_T k_T^3} e^{-\frac{k^2}{k_T^2}} dx dy d\vec{k} \quad (2.27)$$

"Wenn wir den Strom  $dJ$  als ein Produkt von Leuchtdichte  $\times$  Fläche  $dF \times$  Raumwinkel  $d\Omega$  bei der relativen Geschwindigkeitsauflösung  $dv/v$  darstellen, bekommen wir mit" [68]

$$dF = dx dy; \quad d\Omega = \frac{dk_x dk_y}{k^2}; \quad \frac{dv}{v} = \frac{dk_z}{k},$$

$$dJ = \frac{\Phi}{2\pi} \frac{k^4}{k_T^4} e^{-\frac{k^2}{k_T^2}} dF d\Omega \frac{dv}{v} \quad (2.28)$$

Der Neutronen Fluss ist der über den gesamten Raumwinkel ( $4\pi$ ) integrierte Neutronenstrom  $dJ$  pro Flächeneinheit  $dF$  [58],

$$d\Phi = \frac{dJ}{dF} = 2\Phi \frac{k^4}{k_T^4} e^{-\frac{k^2}{k_T^2}} \frac{dv}{v}. \quad (2.29)$$

Alternativ lässt sich wiederum schreiben:

$$d\Phi = 2\Phi \frac{v^3}{v_T^4} e^{-\frac{v^2}{v_T^2}} dv. \quad (2.30)$$

Nun integrieren wir die rechte Seite von Gl 2.30 von  $v = 0$  bis  $v = \infty$

$$\int_0^\infty 2\Phi \frac{v^3}{v_T^4} e^{-\frac{v^2}{v_T^2}} dv = \Phi, \quad (2.31)$$

und erhalten also exakt  $\Phi$ . Damit ist nun gezeigt, dass die vorangegangene Wahl von  $\Phi$  in Gl 2.20 korrekt war.

$$\vec{j} = n \cdot \vec{v} \quad (2.32)$$

$$n = 10^3 \text{ Neutronen } cm^{-3}, v = 10^5 cm s^{-1} \rightarrow j = 10^8 \text{ Neutronen } cm^{-2} s^{-1}$$

Eine hohe Phasenraumdichte ist gleichbedeutend mit einer hohen Monochromazität und einer geringen Divergenz (dh guten Kollimation).

### 2.2.6 Zahlenbeispiele

Einen tieferen Einblick in das Prinzip der Phasenraumdichte bekommt man anhand von einigen typischen Zahlenbeispielen. Zunächst einmal betrachten wir die Spektraldichteverteilung (Gl 2.23) für typische Moderatortemperaturen, wie sie in heutigen Forschungsreaktoren auftreten. Man beachte, dass die hier wiedergegebene Verteilung allgemein gültig ist, da auf den Gesamtfluss normiert wurde. Diese Verteilung skaliert also mit dem Gesamtfluss, der im Bereich von ca  $\Phi_n = 10^{12} - 10^{15}$  liegt.

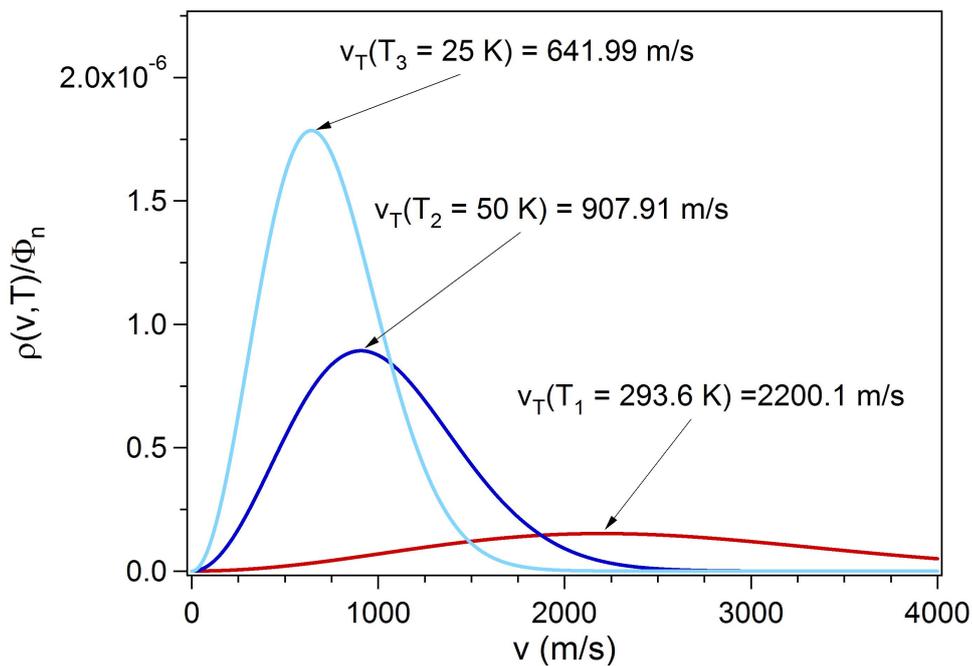


Abbildung 2.1: Spektraldichte für typische Moderatortemperaturen.

Hier sieht man schon eine ganz wichtige Eigenschaft der Geschwindigkeitsverteilung: Die Neutronendichte (Zustandsdichte) ist bei höheren Temperaturen geringer, da die Verteilung über einen größeren Bereich ausgeschmiert ist.

Ebenso deutlich ist dieser Sachverhalt bei der Phasenraumdicke. Hier wurde Gl 2.26 zu Visualisierung herangezogen. Man beachte jedoch hierbei den großen Unterschied zwischen Spektraldichte und Phasenraumdicke: Die Spektraldichte gibt nur die Verteilung der Geschwindigkeiten wieder.

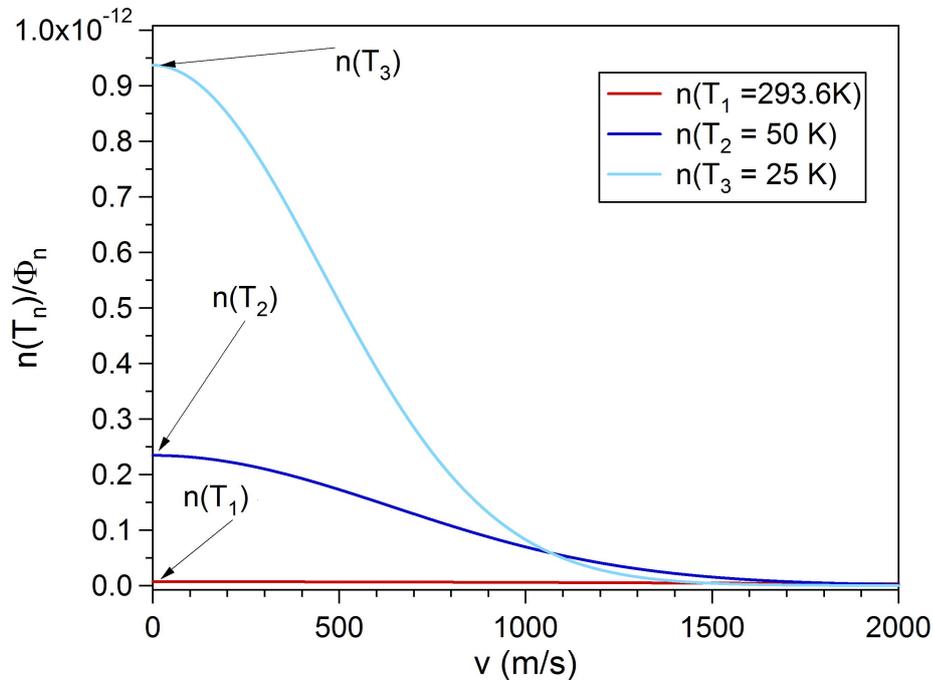


Abbildung 2.2: Phasenraumdicke gem Gl 2.26 für typische Moderatortemperaturen.

### 2.2.7 Quantenmechanische Phasenraumdicke

Neben der oben besprochenen klassischen Phasenraumdicke gibt es auch einen quantenmechanischen Zugang zum Phasenraum.

Man kann nämlich die Phasenraumdicke als Entartungsparameter verstehen. Dieser gibt an wie viele Neutronen sich im Mittel in einem Phasenraumelement (minimaler Unschärfe)  $\Delta x \Delta y \Delta z \Delta k_x \Delta k_y \Delta k_z = (1/2)^3$  befinden [85]. Da das Neutron ein Fermion ist, und daher dem Pauli-Verbot unterliegt, kann dieser Wert theoretisch maximal 2 (Spin up, Spin down) annehmen. Tatsächlich werden jedoch selbst mit den stärksten Neutronenquellen nur Werte um die  $10^{-15}$  erreicht.

Ebenfalls lässt sich Gl 2.27 quantenmechanisch auslegen: Nämlich als mittlere Anzahl an Teilchen die durch eine Kohärenzfläche, die normal auf den Strahl steht, in der Kohärenzzeit hindurchtreten [85].

### 2.2.8 Der Satz von Liouville

Wie wir im vorangegangenen Abschnitt gesehen haben, lässt sich ein Neutronenstrahl mittels Phasenraumformalismus sehr gut beschreiben. Wenn man die Phasenraumdichte „als Funktion der Zeit beobachtet, so stellt man fest, dass sich zwar die Position und Form der mit Teilchen besetzten Volumenelemente auf Grund der Teilchenbewegungen ändern, die Volumina unter bestimmten Voraussetzungen konstant bleiben. Das Liouvillesche Theorem macht hierzu die folgende Aussage: Unter dem Einfluss von Kräften, die aus einer Hamiltonfunktion<sup>7</sup> abgeleitet werden können, ist die lokale Teilchendichte längs der Bahn eines Teilchen im sechsdimensionalen Phasenraum invariant.“ [54]

$$\frac{d}{dt}\Delta\Omega = 0 \quad (2.33)$$

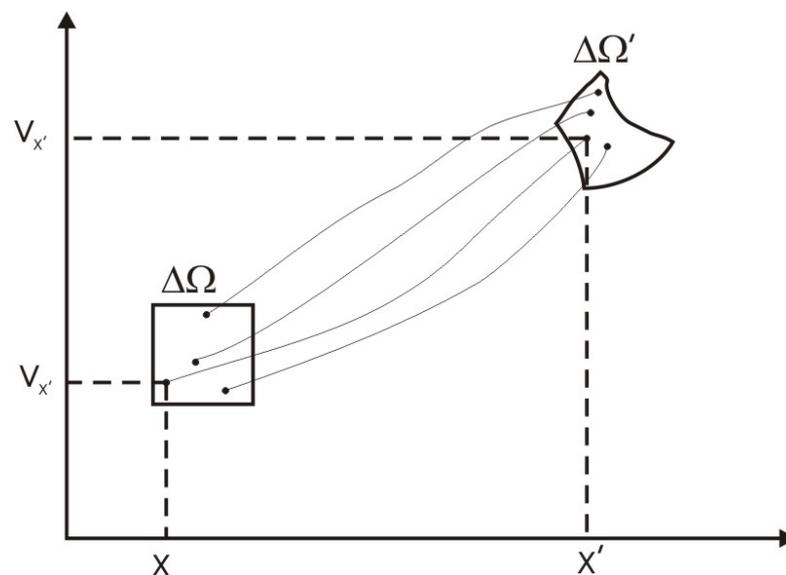


Abbildung 2.3: Grafische Darstellung des Liouville Theorems. Nach [90].

Das heißt, es ist möglich Form und Position des Phasenraumelements zu manipulieren, nicht jedoch sein Volumen. Oder besonders plastisch ausgedrückt:

*Die Flüssigkeit der Phasenpunkte ist inkompressibel.*

<sup>7</sup>IdR wird es sich hier also um konservative Systeme handeln.

---

## Neutronenquellen

---

Die Voraussetzung aller neutronenoptischer Experimente ist eine ausreichend starke Neutronenquelle. In diesem Kapitel sollen daher nur großtechnische Neutronenquellen besprochen werden, die für neutronenoptische Experimente geeignet sind. Es gibt zwei Arten der großtechnischen Neutronenerzeugung: Kernreaktoren und Spallationsquellen, deren Neutronenspektren sich unterscheiden.

### 3.1 Primäre Quellen

Ich möchte als primäre Quelle jene Neutronenquelle verstehen, bei denen Neutronen aufgrund von Kernreaktionen erzeugt werden. Im Gegensatz dazu sind sekundäre Quellen Anordnungen, die bereits erzeugte Neutronen moderieren, dh durch Wechselwirkung mit der Modertormaterie in ein thermisches<sup>1</sup> Gleichgewicht mit dieser bringen. Man spricht dann je nach Temperatur dieser Quellen (Neutronen) von kalten, thermischen oder heißen Quellen.

Abbildung 3.1 gibt einen Überblick über die Leistungsentwicklung verschiedener großtechnischer Neutronenquellen.

Hiebei ist jedoch zu beachten, dass die Werte für die beiden Quellen ESS (European Spallation Source) und SNS (Spallation Neutron Source) vorausgesagte Werte sind. Während das SNS seinen Betrieb in Bälde<sup>2</sup> aufnehmen wird, steckt das ESS Projekt noch in der Planungsphase fest.

Man erkennt, dass die Neutronenproduktion mittels Kernreaktoren den Zenit erreicht hat. Mit der gegenwärtigen Technologie scheint keine Steigerung des Neutronenflusses mehr möglich zu sein. Das liegt primär daran, dass die bei einer weiteren Steigerung der

---

<sup>1</sup>In Wirklichkeit wird eine vollständige Thermalisierung nicht erreicht. Siehe unten.

<sup>2</sup>Aktuelle Informationen sind unter [www.sns.gov](http://www.sns.gov) zu finden.

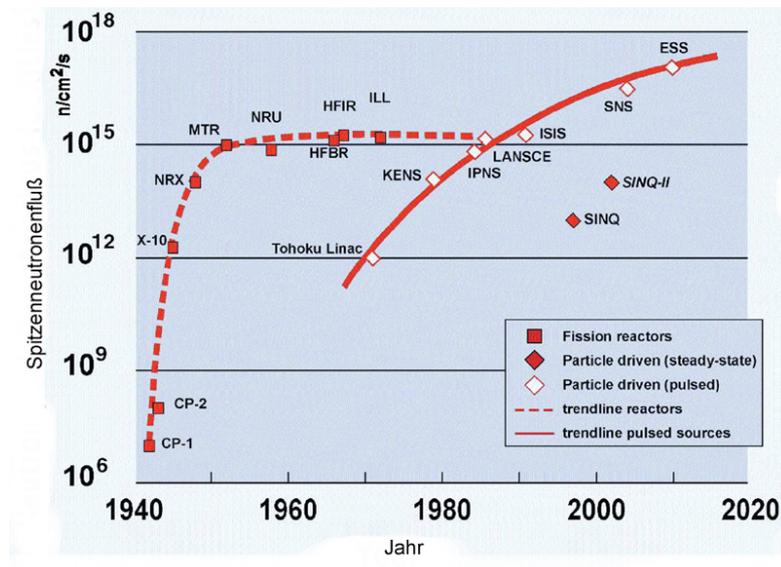


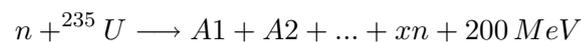
Abbildung 3.1: Neutronenproduktion nach [107].

Leistung die bei der Kernspaltung auftretenden Wärme nicht mehr abgeführt werden könnte.

Bei Spallationsquellen ist noch mit einer weiteren Entwicklung zu rechnen. Allerdings ist schon jetzt der Aufwand enorm um weitere Leistungssteigerungen zu verwirklichen (vgl zB SNS, PSI MEGAPIE).

### 3.1.1 Kernreaktoren

Eine Möglichkeit zur Erzeugung eines starken Neutronenflusses stellt die Kernspaltung in Kernreaktoren dar.



Im sog kritischen Zustand ist die Kettenreaktion selbsterhaltend. Von den durchschnittlich 2.5 Neutronen, welche pro einzelner Spaltung frei gesetzt werden, wird eines dazu benützt um eine weitere Spaltung zu initiieren (dh die Kettenreaktion aufrecht zu erhalten), 0.5 Neutronen gehen durch Absorption verloren, und daher bleibt schließlich ein Neutron übrig, welches dann für experimentelle Zwecke genutzt werden kann. Ein Kernreaktor liefert somit iA einen kontinuierlichen Fluss an Neutronen. Der Hochflussreaktor des Instituts Laue-Langevin (ILL) in Grenoble erzeugt mit seinem Brennelement, welches aus ca 9.5 kg hochangereichertem Uran besteht, den höchsten kontinuierlichen Neutronenfluss der Welt:  $1.5 \times 10^{15} s^{-1} cm^2$  bei einer thermischen Leistung von 58 MW.

### 3.1.2 Spallationsquellen

Bei Spallationsquellen wird ein hochenergetischer (10 - 1000 MeV) Teilchenstrahl (meist Protonen) auf ein sog Target (bestehend aus schweren Kernen) geschossen[27]. Dabei kommt es durch Teilchenkollisionen zur Emission hochenergetischer Neutronen und zum Abdampfen niederenergetischer Neutronen.

Das Spektrum der meisten auf Schwermetallen (zB Pb, U) basierenden Spallationsquellen besteht zum Hauptteil aus niederenergetischen Neutronen aus der Verdampfung ( $E \approx 1$  MeV) und einem Ausläufer (Tail) hochenergetischen Neutronen.

Spallationsquellen gibt es in unterschiedlichen Ausführungen. Zum Beispiel gibt es gepulste (zB ISIS, SNS) und kontinuierliche (zB SINQ) Quellen.

Hier stellen uA die radiolytische Wirkung des Teilchenstrahls auf das Target sowie Wärmeabfuhr limitierende Faktoren dar.

## 3.2 Sekundäre Quellen

Die durch Kernprozesse erzeugten Neutronen treten in Wechselwirkung mit dem sie umgebenden Medium, welches der Kernbrennstoff eines Reaktors oder auch das Targetmaterial einer Spallationsquelle sein können.

Da jede Neutronenquelle ein charakteristisches, meist breites, Neutronenspektrum besitzt, ist es möglich Neutronen mit fast beliebiger Wellenlänge (Energie) aus diesem Spektrum zu entnehmen. Dies ist naturgemäß nur für Wellenlänge im und um das Maximum der Verteilung günstig. Daher versucht man durch gezielte Moderation, dh Verschiebung des Spektrums, entsprechende Quellen für schnelle, thermische und langsame Neutronen bereitzustellen.

Das Geschwindigkeitsspektrum thermischer und langsamer Neutronen genügt einer Maxwell-Verteilung, wobei die charakteristische Temperatur der Neutronen ein wenig oberhalb der Moderatortemperatur liegt. Dies ist damit zu erklären, dass der Moderationsprozess nicht perfekt<sup>3</sup> ist und somit schnellere und nicht vollständig moderierte Neutronen den Moderator verlassen. Man führt daher eine effektive Moderatortemperatur ein um den Sachverhalt korrekt zu beschreiben.

$$\varphi_T(E_n)dE_n = \varphi_{T_0} \exp[-(E_n/kT)](E_n/kT)d(E_n/kT) \quad (3.1)$$

Das epitherimische Neutronenspektrum wird am besten durch einen linearen Zusammenhang beschrieben, der sich umgekehrt proportional zur Neutronenenergie verhält:

$$\varphi_e(E_n)dE_n = \varphi_{e_0}dE_n/E_n \quad (3.2)$$

<sup>3</sup>Perfekt wäre ein unendlich ausgedehnten Moderator.

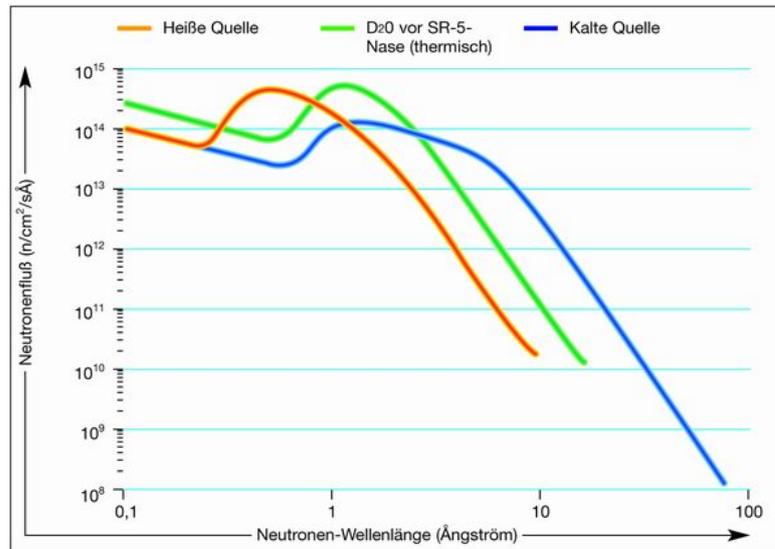


Abbildung 3.2: Spektren der sekundären Quellen am FRM-II.[37]

Da es sich bei der Moderation von Neutronen um einen nichtadiabatischen und statistischen Prozess handelt, gilt hier das Liouville-Theorem nicht. Die Phasenraumdichte eines moderierten Neutronenstrahls lässt sich mit Hilfe der Maier-Leibniz-Formel<sup>4</sup> durch Einsetzen der effektiven Moderator-temperatur errechnen.

### 3.2.1 Erzeugung thermischer Neutronen

Da man in der Neutronenoptik vorrangig mit thermischen Neutronen arbeitet, sind alle derzeit auf diesem Gebiet eingesetzten Reaktoren thermische Reaktoren. Bei thermischen Kernreaktoren ist die Erzeugung thermischer Neutronen sozusagen zwangsläufig. Denn ohne thermalisierte Neutronen gibt es hier keine selbsterhaltende Kernspaltung.

Das Verhältnis von thermischen zu epithermischen Neutronenfluss hängt von der Art des Moderators und dem Anreicherungsgrad des Brennstoffs ab. Typische Werte für  $\varphi_T/\varphi_e$  sind 10 für Leichtwasser und angereicherten Brennstoff, 30 für Schwerwasser und natürlichen Brennstoff und 100 für Schwerwasser und angereicherten Brennstoff.[15]

Bei Spallationsquellen wird eine Moderation mit Wasser oder ähnlichen wasserstoffhaltigen Moderatoren bei Raumtemperatur (ca 300 K) durchgeführt. Bei gepulsten Quellen kann dem Moderator noch Neutronengift (z.B. Cd, Gd) angefügt werden um die Pulsbreite zu verringern.

<sup>4</sup>Siehe Kap 2.2.3, Gl 2.26.

### 3.2.2 Erzeugung schneller Neutronen

Um den Fluss an schnellen Neutronen zu erhöhen, bedient man sich bei Reaktoren eines heißen Moderators: Ein isolierter Graphitblock wird im Reaktor an eine Position hohen Flusses gebracht. Durch die vorhandene  $\gamma$ -Strahlung und zu einem kleinen Teil auch durch Neutronenstrahlung kann das Graphit auf eine Temperatur von bis zu 2400 K aufgeheizt werden. Dadurch wird der Fluss der Neutronen mit einer Wellenlänge von unter  $\lambda = 0.8 \text{ \AA}$  verstärkt. Das thermische Gleichgewicht wird durch die einfallende Strahlung und die abgegebene Wärme bestimmt. Derzeit ist dieses Konzept uA am ILL und am FRM-II verwirklicht.

Da Spallationsquellen ohnehin eine heiße Quelle darstellen, benützt man hier einfach den untermoderierten Strahl. Als Beispiel wäre hier das WNR Target am LANSCE zu nennen, das Neutronen in einem Energiebereich von 100 keV bis 800 MeV zur Verfügung stellt.

### 3.2.3 Erzeugung kalter und sehr kalter Neutronen

Weitaus schwieriger ist die Erzeugung kalter ( $v \approx 400 \text{ m/s}$ ) und sehr kalter ( $v \approx 200 \text{ m/s}$ ) Neutronen. Denn hierzu muss ein kalter ( $T \approx 20 - 70 \text{ K}$ ) oder sehr kalter ( $T \approx 5 - 10 \text{ K}$ ) Moderator in die Nähe der primären Quelle gebracht werden. Dies stellt hohe Anforderungen an die Kühlung, da durch die Kernreaktionen und Strahlung der Moderator aufgeheizt wird.

Vielfach bewährt hat sich der Einsatz von flüssigen Deuterium ( $LD_2$ ) bei einer Temperatur von 25 K. Als Beispiel sei hier die vertikale Quelle am ILL genannt. Sie enthält 20 Liter flüssiges Deuterium und liefert einen integralen kalten Neutronenfluss von  $4.5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ . Weitere gängige Moderatoren sind festes Methan ( $CH_4$ ) und Wasserstoff.

Einen sehr guten Überblick über alle weltweit installierten kalten Quellen findet man im World Directory of Cold and Ultra-Cold Neutron Sources von Klaus H. Gobrecht<sup>5</sup>.

### 3.2.4 Erzeugung ultra-kalter Neutronen (UCN)

#### *Extraktion aus einem thermischen oder kalten Spektrum*

Der erste Nachweis von ultra-kalten Neutronen<sup>6</sup> gelang durch die Extraktion aus einem thermischen Spektrum. Man kann sich gut vorstellen welche geringe Intensität bei einer Energie die 5 Größenordnungen unter dem Maximum der Maxwell-Verteilung liegt zu erwarten ist [43]. Dennoch reichten die so gewonnenen UCN aus um erste Speicherexperimente und Experimente zur Spektralverteilung durchzuführen [65] und so eine völlig

<sup>5</sup>Zu beziehen unter [www.ottosix.com](http://www.ottosix.com).

<sup>6</sup>Siehe Kap 2.2.1.

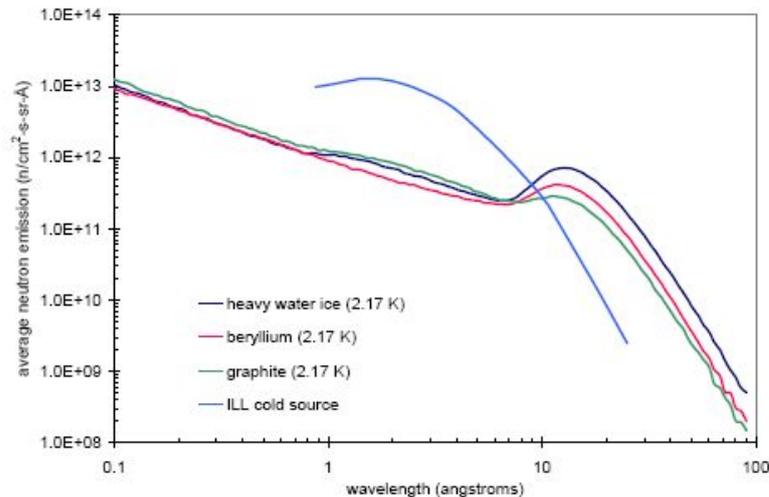


Abbildung 3.3: Vergleich des Spektrums der kalten Quelle am ILL mit der geplanten VCNS-Quelle am ANL.[75].

neue Generation von neutronenoptischen Experimenten zu begründen.

#### *Mittels Dopplerverschiebung*

Wie bereits oben beschrieben kann mittels kalter Quellen das Neutronenspektrum zu kleineren Energien verschoben werden. Daher erhöht sich auch der Anteil an UCN. Eine weitere Abkühlung des Strahls kann durch vertikale Extraktion erzielt werden. Die Neutronen steigen dabei im Schwerfeld der Erde und verlieren dadurch kinetische Energie, dh Geschwindigkeit. Somit ist es möglich zB sehr kalte Neutronen (VCN) zu erhalten.

Man nützt den Dopplereffekt um die Neutronen weiter abzukühlen. Dazu werden die Neutronen an einem bewegten System gestreut. Das erfolgreichste Konzept dieser Art ist die Steyerl-Turbine<sup>7</sup> [110], deren aktuelle Version seit über 20 Jahren am ILL zuverlässig ihren Dienst tut.

Kalte Neutronen ( $\lambda = 70 - 90 \text{ \AA}$ ) werden mittels eines vertikalen Nickelleiters von der kalten  $D_2$ -Quelle ( $T = 25 \text{ K}$ ) zur Turbine geleitet. Am Umfang der Turbine ( $r = 0.85 \text{ m}$ ) sind 690 konkave Nickelschaufeln angebracht. Die Turbine rotiert mit einer Geschwindigkeit von  $25 \text{ m/s}$  am Umfang in Flugrichtung der kalten ( $v = 50 \text{ m/s}$ ) Neutronen. Die kalten Neutronen werden leicht schräg zu den Schaufeln geleitet. Beim Passieren der Turbine kommt es zu mehreren Totalreflektionen an den Schaufeln, dabei wird das Neutron abgebremst. Bei diesem Prozess werden Strahlquerschnitt und Divergenz erhöht.[110, 43]

Die Turbine hat vier Ausgänge (EDM, UCN, MAM, TES), die über eine Weiche (beweglicher Neutronenleiter) aktiviert werden können. Zusätzlich gibt es einen VCN-Bypass.

<sup>7</sup>Benannt nach deren Erfinder Albert Steyerl.

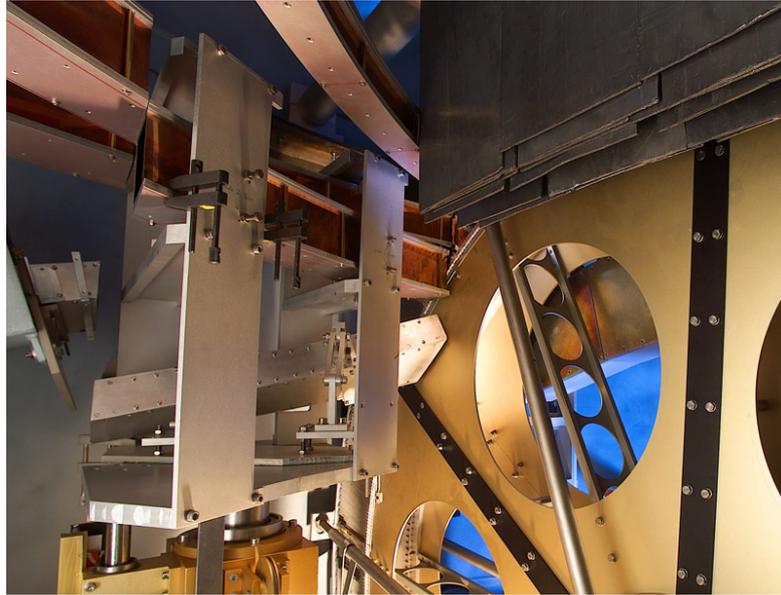


Abbildung 3.4: Innenansicht der Steyerl-Turbine am PF2. Quelle: ILL.

Der totale UCN-Fluss beträgt  $2.6 \times 10^4 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  für Geschwindigkeiten bis  $v = 6.2 \text{ m/s}$  und  $3.3 \times 10^4 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  für  $v < 7 \text{ m/s}$ , damit ergibt sich eine Neutronendichte von 87 bzw 110 UCN  $\text{cm}^{-3}$ . An der Position der Experimente, ca 4 m von Turbine entfernt, hat man durch Speicherung in einer Edelstahlflasche eine Dichte von  $50 \text{ cm}^{-3}$  ( $v < 6.2 \text{ m/s}$ ) bestimmt.[56]

Neben der Reflexion von VCN an metallischen Spiegeln wurde auch das Konzept der Streuung an bewegten Kristallen erprobt. So zB am ZING-P' des Argonne National Laboratory (USA), wo ein Strahl kalter Neutronen ( $v \approx 400 \text{ m/s}$ ) von einem mit Mica-Kristallen<sup>8</sup> besetzten Paddel ( $v \approx 200 \text{ m/s}$ ) gebremst wurde [10, 30]. Dieses Konzept wurde allerdings ebenso wie das einer Superspiegel-Turbine [22, 115] nicht weiter verfolgt.

Im Bezug auf die Phasenraumdichte handelt es sich um keine "echten" UCN, da diese durch einen Prozess, der dem Liouville-Theorem unterliegt, erzeugt wurden. Zudem nimmt die tatsächliche Phasenraumdichte, bedingt durch die Transformationsverluste, sogar ab. So wurden experimentell für die Eingangsphasenraumdichte ein Wert von  $0.25 \text{ cm}^{-3} (\text{m/s})^{-3}$ , hingegen ausgangsseitig nur  $0.084 \text{ cm}^{-3} (\text{m/s})^{-3}$  bestimmt.[110] Für einen PST wie er in dieser Arbeit beschrieben wird<sup>9</sup>, ist diese Form der UCN-Erzeugung daher ungeeignet. Da das PF2 jedoch die einzige derzeit zugängliche UCN-Quelle darstellt, wurden die Versuche zur Transformation dennoch an einer solchen Quelle durchgeführt.

<sup>8</sup>Siehe Kap 5.3.

<sup>9</sup>Siehe Kap 4.4.

*Superthermische Erzeugung in superflüssigen  $^4\text{He}$* 

Eine besonders vielversprechende Methode zur Erzeugung von UCN ist die Verwendung von superflüssigem  $^4\text{He}$  ( $T \leq 2.17\text{K}$ ). Ursprünglich nur zur in-situ-Erzeugung, dh die UCN werden im Experimentiervolumen erzeugt, von UCN erdacht[43, 55], gelingt jetzt auch die Extraktion von UCN aus sl $^4\text{He}$ [125]. Damit lässt sich eine solche Quelle auch universell verwenden.

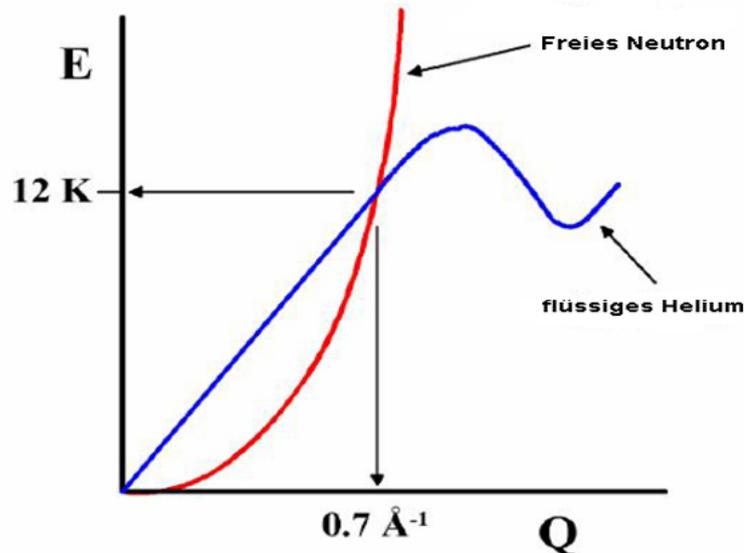


Abbildung 3.5: Erhaltung von Energie und Impuls bei kohärenter Streuung von UCN an Phononen.[43]

Da sich die Dispersionskurven von superflüssigen  $^4\text{He}$  und dem freien Neutron bei einer Energie von  $E = 1 \text{ meV}$  ( $\lambda = 8.9 \text{ \AA}$ ) kreuzen, besteht eine hohe Wahrscheinlichkeit, dass Neutronen mittels nur eines Stoßes (single phonon process) fast ihre gesamte Energie abgeben können und somit zu UCN ( $E \approx \text{neV}$ ) werden. Auch Mehrphotonenprozesse können zur Konvertierung beitragen. Die Wahrscheinlichkeit für up-scattering der UCN und die Absorptionsquerschnitt des  $^4\text{He}$  sind sehr gering.[125] UCN-Dichten von mehreren  $10^2 \text{ cm}^{-3}$  können hierbei erwartet werden.

*Ultra-kalte Moderatoren und Konverter*

Eine weitere Möglichkeit zu Erzeugung von UCN ist die Verwendung von ultra-kalten Moderatoren. Bei Temperaturen von wenigen Kelvin werden die Neutronen wie in gewöhnlichen Moderatoren thermalisiert. Da der Absorptionsquerschnitt mit  $1/v$  der Neutronen ansteigt, müssen besondere Moderatorstoffe gefunden werden. Die dazu geeigneten Stoffe (zB  $D_2$ ,  $\text{CH}_4$ ) werden dicht am Kern bzw Target platziert und müssen daher einiges an Wärmebelastung vertragen. Dies stellt hohe Anforderungen an das Kühlsystem, welches

die Stoffe auf Temperaturen von nur wenigen Kelvin halten muss. Solche Quellen sind idR sehr klein (einige Liter). Zudem muss hier ebenfalls die Problematik der Radiolyse berücksichtigt werden.

Das Funktionieren dieses Prinzips wurde bereits erfolgreich demonstriert [52]. Mehrere Quellen dieses Typs befinden sich derzeit im Aufbau. So zB am FRM-II in Garching (Mini-D<sub>2</sub>) und am PSI in der Schweiz (SUNS). Als erwartete UCN-Dichten werden  $10^3 - 10^4 \text{ cm}^{-3}$  angegeben [2, 80, 103].

#### *Ausblick*

Über die bekannten Methoden hinaus wird über neuartige Methoden zur Herstellung von UCN nachgedacht und geforscht. So könnten zB Nanopartikel im mK Bereich als Moderator eingesetzt werden und so zu einer deutlichen Erhöhung der UCN-Dichte führen [78].

Man kann also davon ausgehen, dass in den nächsten Jahren Quellen in Betrieb gehen werden, die die derzeitig stärksten Quellen um einen Faktor 10 bis 50 übertreffen werden. In weiterer Folge kann auf Quellen mit einem Faktor 100 bis 1000 gehofft werden.

---

## Phasenraumtransformation

---

Wie im Kapitel 2.2.8 bewiesen worden ist, ist die Phasenraumdicke in konservativen Systemen konstant. Das bedeutet, dass es dort nicht möglich ist das Volumen eines Phasenraumelements zu verändern ohne Neutronen zu verlieren. Nicht ausgeschlossen ist aber die Veränderung von Form und Lage des Phasenraumelements.

Die Ausnützung dieser Möglichkeit zur Veränderung der Form des Phasenraumelements wurde zB für die Verbesserung von Rückstreupektrometern vorgeschlagen und verwirklicht.

### 4.1 Rückstreupektrometer

Man spricht von "quasi-elastischer" Streuung, wenn zwischen dem einfallenden Neutron und der Probe nur ein geringer Energieübertrag ( $|\Delta E| \leq 2 \text{ meV}$ ) stattfindet. Solch kleine Energieänderungen treten in atomaren oder molekularen Systemen (zB Flüssigkeiten) auf, die rotatorische oder translatorische diffuse Bewegungen ausführen. Für die Detektion benötigt man Spektrometer mit der höchst möglichen Energieauflösung. Das Auflösungsvermögen von Instrumenten mit direkter Geometrie, wie zB Flugzeitspektrometer ist beschränkt durch die Fähigkeit, bei fixer Energie der einfallenden Neutronen, die Geschwindigkeit der Streuneutronen über einen großen Bereich mit höchster Präzision zu bestimmen.[15]

Eine höhere Genauigkeit kann bei Instrumenten mit inverser Geometrie erzielt werden. Hierbei werden die gestreuten Neutronen bei einer fixen Energie detektiert und die Energie der einfallenden Neutronen variiert. Die präziseste Methode der Messung der Neutronenenergie (bzw Wellenlänge) geschieht über die Ausnützung des Bragggesetzes.[15]

Rückstreupektrometer nützen das Faktum aus, dass die Wellenlängenverteilung  $\Delta\lambda$  bei Bragg-gestreuten Neutronen klein wird, wenn der Streuwinkel  $\Theta$  gegen  $90^\circ$  geht. Dies

lässt sich durch Ableitung der Bragggleichung (Gl 5.1) zeigen:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta d}{d} + \frac{\Delta\Theta}{\tan\Theta} \quad (4.1)$$

Während der zweite Term verschwindet, stellt der erste, der Gitterkonstantengradiententerm eine fundamentale untere Grenze für das Auflösungsvermögen des Instruments dar.[74] Denn wie die dynamische Beugungstheorie<sup>1</sup> zeigt, ist der Term  $\Delta\lambda/\lambda$  durch die, selbst für Perfektkristalle nicht verschwindende, Darwinbreite gegeben, und somit niemals Null.

Bei einem Rückstreuspektrometer wird die hohe Auflösung durch zweimalige Anwendung des Rückstreuprinzips erzielt. Zum einen bei der Detektion (Analysator), zum anderen bei der Präparation des einfallenden Strahls (Monochromator). Daher kann man die Wellenlänge nicht durch Veränderung des Monochromatorwinkels herbeiführen, weil man ja somit von der Rückstreugeometrie abgehen müsste. Daher wird der Monochromator beweglich ausgeführt. Durch eine schnelle (bis ca 40 m/s) geradlinige Bewegung werden die Neutronen beschleunigt bzw verzögert. Da hierbei der Dopplereffekt zum Tragen kommt, werden solche Antriebe auch "doppler drives" genannt.

## 4.2 Schelten & Alefeld

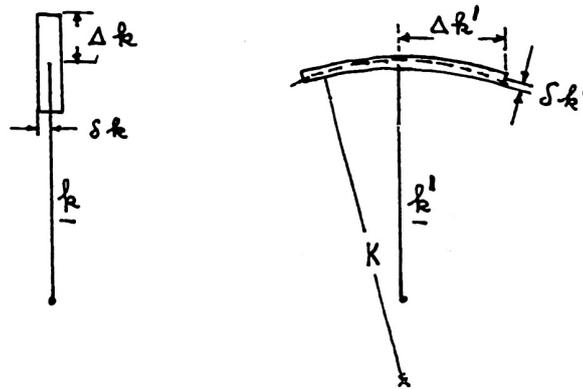
Im Jahre 1984 erschien im Rahmen der "Workshop Proceedings on Neutron Scattering" eine Publikation [93], welche tiefen Eindruck in der wissenschaftlichen Gemeinschaft hinterlassen hat. Hier wurde zum ersten Mal die Verwendung der Phasenraumtransformation für neutronenoptische Experimente, wenn auch in dieser Publikation nicht ausdrücklich so genannt, mittels eines bewegten Kristalls vorgeschlagen.

Hauptproblem eines Rückstreuspektrometers ist die geringe Intensität. Diese kommt mitunter dadurch, dass eine gravierende Fehlanpassung zwischen dem primären Spektrometer (Monochromator) und dem sekundären Spektrometer (Analysatorokristalle) besteht. Während die großflächige Analysatoranordnung einen weiten Winkelbereich akzeptiert, liefert der Neutronenleiter nur einen Strahl mit geringer Divergenz.

Die entscheidende Idee war nun, die Divergenz mittels der Streuung an einem bewegten Kristall zu erhöhen. Dazu wird ein Kristall, zB Germanium, auf einer schnell rotierenden Scheibe vor dem Monochromator angebracht. Die Netzebenen des Kristalls sind im rechten Winkel auf die Bewegungsrichtung der Scheibe ausgerichtet. Die Neutronen werden von dem Kristall unter einem Winkel von 30° reflektiert und treffen dann auf den Monochromator. Von dort werden die Neutronen direkt zurück auf die Probe gestreut. Dazu muss der Kristall sich aus dem Strahlengang bereits vollständig herausgedreht haben.

---

<sup>1</sup>Siehe zB [83].



**Fig. 2** Resolution element on the primary and secondary sides involving diffraction on the moving crystal.  $K$  is the radius of curvature of the resolution element after diffraction. The selection line of the monochromizing crystal is dashed.

Abbildung 4.1: Originalzeichnung aus der Publikation von Schelten & Alefeld.[93]

Besonders anschaulich stellt sich die Wirkung des rotierenden Kristalls im (2-dimensionalen)  $k$ -Raum dar (siehe Abb 4.1). Der gestreute Strahl verlässt den bewegten Kristall mit erhöhter Divergenz, ist aber im Gegenzug dazu besser monochromatisiert ( $\delta k' \leq \Delta k'$ ). Im Gegensatz dazu war der primäre Strahl gut kollimiert, allerdings nicht monochromatisch ( $\delta k \ll \Delta k$ ).[93] Pointiert kann dies mit dem viel zitierten Stehsatz „*The Transformation is, briefly speaking, from "white" to "wide"*“.[93] beschrieben werden.

Der hier beschriebene Vorgang steht im Einklang mit dem Liouville-Theorem. Denn nur die Form des Phasenraumelements wird verändert, nicht jedoch das Volumen. Das anfangs relativ breite rechteckige Phasenraumelement wird in ein schmales kreisbogenförmiges transformiert.

### 4.3 Moderne Rückstreuspektrometer

Es ist doch erstaunlich wie lange es dann gedauert hat die Idee von Schelten und Alefeld in die Tat umzusetzen. Erst 1999 nahm am NIST das Hochflussrückstreuspektrometer (High Flux Backscattering Spectrometer, kurz HFBS) seinen Routinebetrieb auf. Das nächste Instrument folgte dann im Jahre 2005 am FRM-II in München. In den folgenden zwei Abschnitten sollen diese beiden Instrumente kurz vorgestellt werden, wobei ein besonderes Augenmerk auf den Phasenraumtransformator (PST) gelegt werden soll.

## 4.3.1 HFBS

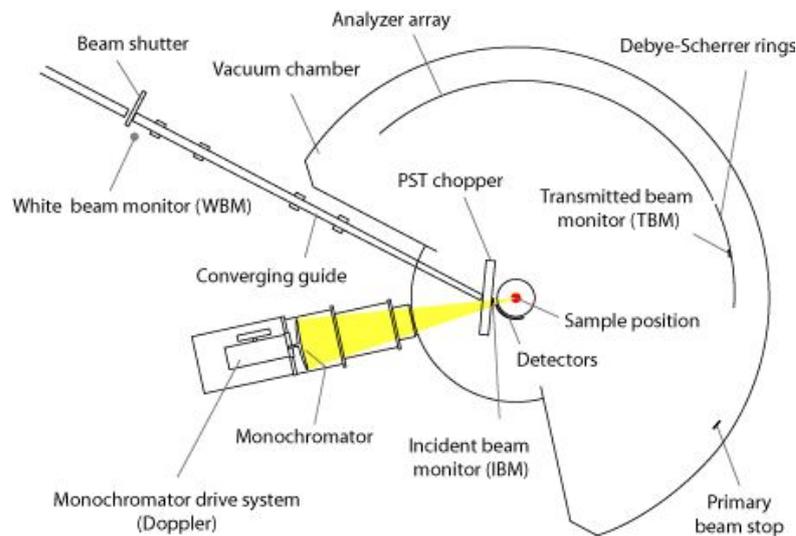


Abbildung 4.2: Schematische Darstellung des HFBS. Quelle: [www.ncnr.nist.gov](http://www.ncnr.nist.gov) (20.09.2006)

Das HFBS am NIST ist das erste neutronenoptische Instrument, welches vom Konzept der Phasenraumtransformation Gebrauch macht [41].

Das Instrument befindet sich am Ende eines sich verjüngenden kalten Neutronenleiters. Neben dem PST Chopper wurden bei diesem Instrument einige andere State-of-the-Art-Komponenten verbaut, die hier aber nicht weiter von Interesse sind.

Der PST am HFBS ist eine Scheibe mit einem Meter Durchmesser, deren Umfang in 6 Sektoren unterteilt ist (Abb 4.3). Abwechselnd sind die Sektoren mit Kristallkassetten besetzt. Die Kristallkassetten halten jeweils  $60, 34.5 \times 28.0 \times 1.5$  mm messende, HOPG<sup>2</sup> Kristalle. Die Kristalle besitzen eine intrinsische Mosaikbreite von  $2.5^\circ$ . Daher wurden je 3 Kristalle, unter Zuhilfenahme keilförmiger Platzhalter, übereinander gestapelt um eine Mosaikbreite von  $7.5^\circ$  zu erzielen. HOPG wurde gewählt, da der Netzebenenabstand  $d$  für die (002) Ebenen  $3.355 \text{ \AA}$  beträgt und somit eine praktische Anordnung des Monochromators im Bezug auf den Neutronenleiter erlaubt [74].

Das PST Rad dreht sich mit  $4730 \text{ U/min}$  ( $79 \text{ Hz}$ ) was mit einem Radius von exakt  $0.505 \text{ m}$  eine Umfangsgeschwindigkeit von  $250 \text{ m/s}$  ergibt. Die Sektoren sind so bemessen, dass sich die Kristallkassette jeweils vollständig aus dem Strahl gedreht hat, wenn die Neutronen von dem Dopplermonochromator zurückkehren. Dadurch ergibt sich ein gepulster Strahl, weshalb man auch in diesem Zusammenhang von einem "PST-Chopper" spricht. Für das am HFBS eingesetzte Messdatenerfassungssystem ist die Pulsstruktur von Vorteil.[74]

<sup>2</sup>Siehe Kap 5.3.

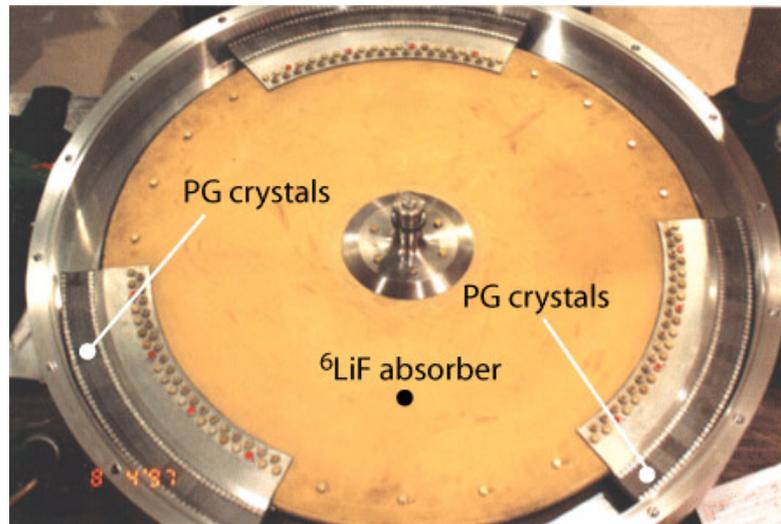


Abbildung 4.3: Foto des am HFBS eingesetzten PST.[74]

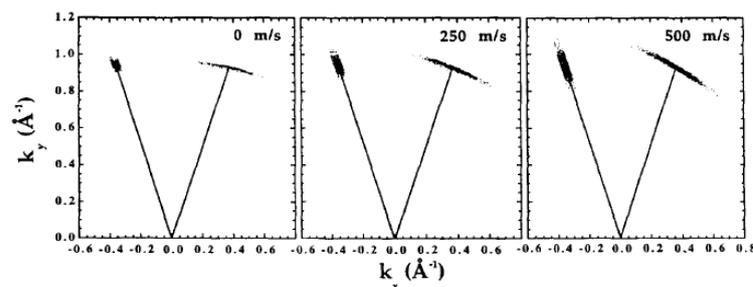


Abbildung 4.4: Simulierte Wirkung des PST im HFBS.[41]

#### 4.3.2 RSSM und IN16B

Zwei weitere Instrumente die einen PST verwenden, befinden sich derzeit im Aufbau. Es sind dies das RSSM am FRM-II und das IN16B am ILL. Es handelt sich bei beiden um Rückstreuspektrometer, die vom Prinzip her ähnlich aufgebaut sind wie das HFBS. Die wichtigsten Kenngrößen des RSSM sind in Tab 4.1 zusammengefasst.

Da das PST-Chopperrad eine Umfangsgeschwindigkeit von 300 m/s erreichen soll, soll es in einem Vakuumgehäuse untergebracht werden. Ebenso der elektrische Antriebsmotor. Das PST-Rad wurde aus einer hochfesten Aluminiumlegierung hergestellt.<sup>3</sup>

IN16B ist ein im Rahmen des Millenniumprogramms des ILL durchgeführtes Upgrade des Rückstreuspektrometers IN16. Auch hier kommt ein PST zum Einsatz. Im Gegensatz zum RSSM und HFBS wurde für IN16B ein sehr kompakter ( $r \approx 0.37\text{ m}$ ) zweiflügliger Rotor entworfen. Die Geschwindigkeit soll ebenfalls im Bereich von 200 bis 300 m/s liegen. Dies stellt wiederum erhöhte Anforderungen an die mechanische Festigkeit von

<sup>3</sup>Quelle: <http://iffwww.iff.kfa-juelich.de/rssm/index.html> (18.01.2007).

Tabelle 4.1: Technische Daten RSSM PST-Chopper

Durchmesser	1300 mm
Drehzahl	4800 U/min
Geschwindigkeit der Kristalle	300 m/s
Kristalle	PG(002)
Mosaizität	$3 \times 2.5^\circ$

Kristallkassetten und Rotor. Durch den Einsatz des PST erwartet man sich hier einen um den Faktor 4 höheren Fluss an der Probe. Nähere Informationen zu diesem Projekt sind den Referenzen [36, 57] zu entnehmen.

#### 4.4 Erzeugung intensiver Neutronenstrahlen mittels PST

Neben der oben dargestellten Methode der Veränderung der Form des Phasenraumelements ist es auch möglich die Lage des Phasenraumelements im Phasenraum (insb im  $k$ -Raum) zu verändern. Die Veränderung der Lage des Phasenraumelements im  $k$ -Raum bedeutet eine kohärente Geschwindigkeitsänderung der Neutronen. Führt man die Lageveränderung des Phasenraumelements nur entlang einer Richtung aus (zB  $k_x$ ), so wird die Divergenz verringert, und genau hier liegt der besondere Vorteil dieser Phasenraumtransformation. Denn so ist es möglich ein UCN-Gas, welches eine hohe Phasenraumdichte besitzt, in einen gerichteten kalten oder gar thermischen Neutronenstrahl mit geringer Divergenz und großer Monochromazität zu transformieren.

”Figure of Merit” ist hier wiederum ein Gain-Faktor der wie folgt definiert wird:

$$G_t^m = \frac{n_{PST}(T_3)}{\max\{n(T_1), n(T_2), n(T_3)\}} \quad (4.2)$$

Hier wird  $n_S(T)$  die Phasenraumdichte der Ausgangsneutronen (UCN) bei einer gewissen Temperatur verglichen mit der Phasenraumdichte  $n(T_N)$  eines Moderators, der in diesem Bereich  $(T_1, T_2, T_3)$  am effizientesten ist.

Erstmals in diese Richtung wurde von Utsuro und Okumura 1989 [114] gearbeitet. Hier wurde ein System bestehend aus einem sehr kalten Moderator ( $T \approx 4 K$ ) und einer Hochgeschwindigkeits-Kristallturbine ( $v \approx 350 m/s$ ), vorgeschlagen. Die Idee dahinter war, dass der VCN Strahl durch beschleunigte Neutronen weiter verstärkt werden sollte. Der Begriff bzw das Konzept der Phasenraumtransformation wurde in dieser Publikation jedoch nicht aufgegriffen.

Einen Schritt weiter gingen 2003 Rauch und Jericha [88] indem sie die Generierung eines intensiven Neutronenstrahls ausgehend von ultra-kalten Neutronen vorschlugen. Hier wurde explizit auf das Konzept der PST hingewiesen und entsprechende Rechnungen präsentiert.

Nun könnte man sich fragen, warum diese Idee erst nun wieder aufgegriffen wurde? Bis dato waren leistungsstarke UCN-Quellen nicht verfügbar. Es ist sogar so, dass der Dopplereffekt verwendet wurde um UCN zu erzeugen<sup>4</sup>. Jedoch geben nun neueste Technologien Hoffnung UCN-Quellen mit einer um Größenordnungen höheren Intensität bauen zu können<sup>5</sup>, womit die Grundlage für den sinnvollen Einsatz dieser Art von PST gegeben wäre.

Ein weiterer Vorteil ergibt sich für gepulste Quellen. Die Pulsspeicherung ermöglicht eine Erhöhung der Phasenraumdichte unter Ausnutzung des Spitzenflusses. Damit würde sich hier zB auch für TRIGA<sup>®</sup>-Reaktoren ein interessanter Einsatzbereich ergeben. Man

<sup>4</sup>Siehe zB [10, 30, 69, 109].

<sup>5</sup>Siehe Kap 3.2.4.

könnte nämlich mehrere Pulse<sup>6</sup> zur Produktion eines sehr dichten UCN-Gases verwenden. Dieses kann dann mit einem PST auf eine fast beliebige Geschwindigkeit beschleunigt werden.

Wir fassen also nochmals zusammen, dass man einen intensiven kalten oder thermischen Neutronenstrahl erzeugen kann indem man:

1. ausgehend von einem dichten Gas ultra-kalter Neutronen, welches auch unter Zuhilfenahme nichtadiabatischer Vorgänge (- daher keine Einschränkung durch das Liouville Theorem -) erzeugt worden ist,
2. eine Phasenraumtransformation (- hier gilt das Liouville Theorem -) durch kollektive Beschleunigung der Neutronen (zB mit einem (sehr schnell) entlang einer Richtung bewegten Kristall) durchführt.

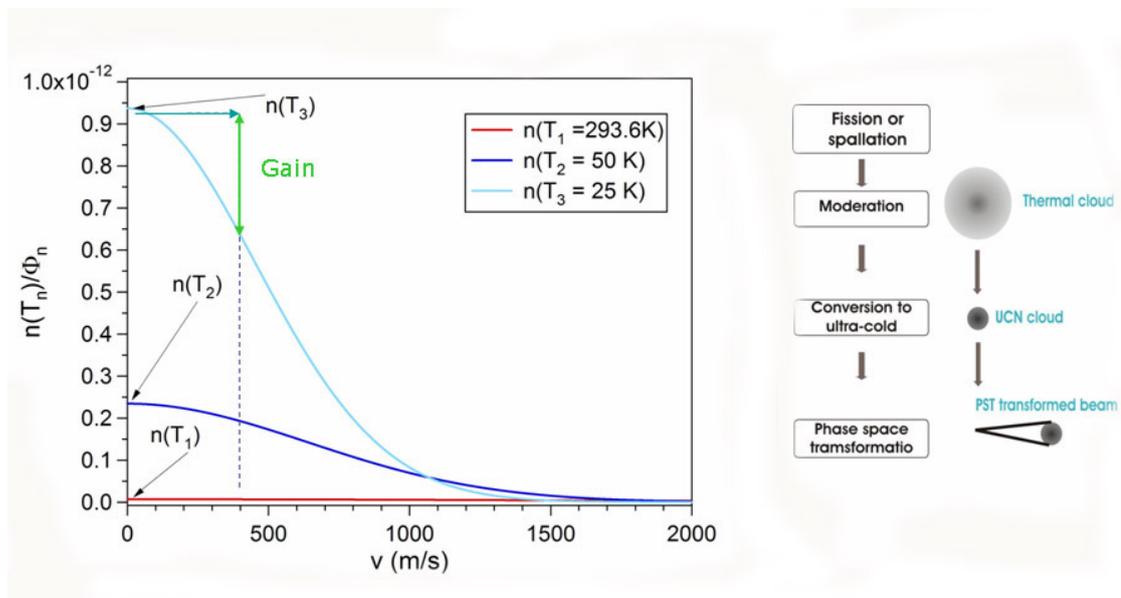


Abbildung 4.5: Prinzip der Phasenraumtransformation ultra-kalter Neutronen.

#### 4.5 Exkurs: p-PST und E-PST

Was verbirgt sich hinter den seltsamen Abkürzungen p-PST und E-PST? p-PST bezeichnet eine Phasenraumtransformation mittels Addition von Impuls. E-PST hingegen steht für die Addition von Energie. Da die Form des transformierten Phasenraumelements je nach Methode unterschiedlich ist, sollten daher auch die beiden Methoden unterschiedlich bezeichnet werden.

<sup>6</sup>Bei einem TRIGA MK-II mit 250kW Nominalleistung beträgt der Spitzenfluss eines Pulses  $\Phi = 1.0 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ !

Beginnen wir mit der p-PST. Wie in Kap 5.2 gezeigt werden wird, kann eine PST mit einem bewegten Kristall realisiert werden. Hier ist die Geschwindigkeit der transformierten Neutronen<sup>7</sup> doppelt so groß wie die Geschwindigkeit des bewegten Kristalls:

$$v_t = 2 v_k \quad (4.3)$$

Somit ist die Geschwindigkeitsbreite des transformierten Strahls gleich der Breite des UCN Geschwindigkeitsspektrums.

$$\Delta v_t = \Delta v_{UCN} \quad (4.4)$$

Die kinetische Energie der transformierten Neutronen setzt sich zusammen aus der Geschwindigkeit  $v_t$  der Transformation und der Geschwindigkeitsverteilung der UCN  $\Delta v_{UCN}$ .<sup>8</sup>

$$E'_t = \frac{m}{2} (v_t + \Delta v_{UCN})^2 \quad (4.5)$$

$$E'_t = \frac{m}{2} (v_t^2 + 2 \Delta v_{UCN} v_t + \Delta v_{UCN}^2) \quad (4.6)$$

mit  $E_t = \frac{m}{2} v_t^2$  und  $\Delta E_{UCN} = \frac{m}{2} \Delta v_{UCN}^2$

$$E'_t = E_t + \Delta E_{UCN} + 2 \frac{v_t}{\Delta v_{UCN}} \Delta E_{UCN} \quad (4.7)$$

und mit  $\Delta E_t = E'_t - E_t$  folgt:

$$\Delta E_t = \Delta E_{UCN} + \Delta E_{UCN} \frac{2v_t}{\Delta v_{UCN}} \quad (4.8)$$

Die Energiebreite der transformierten Neutronen ist also nicht nur die ursprüngliche Energiebreite der UCN sondern noch um einen Term, in welchen das Verhältnis der Geschwindigkeiten eingeht, erweitert.

Bei der E-PST wird Energie zugeführt. Dies kann zB in einem Gravitationspotential geschehen. Hier ist die Energiebreite des transformierten Strahls ohne weitere Rechnung anzugeben:

$$\Delta E_t = \Delta E_{UCN} \quad (4.9)$$

Für die Geschwindigkeitsbreite folgt dann:

$$\Delta v_t = \Delta v_{UCN} + \sqrt{2g\Delta z} \quad (4.10)$$

<sup>7</sup>Vgl Gl 5.6.

<sup>8</sup>Die folgende Rechnung geht auf eine Idee von A. Serebrov zurück.

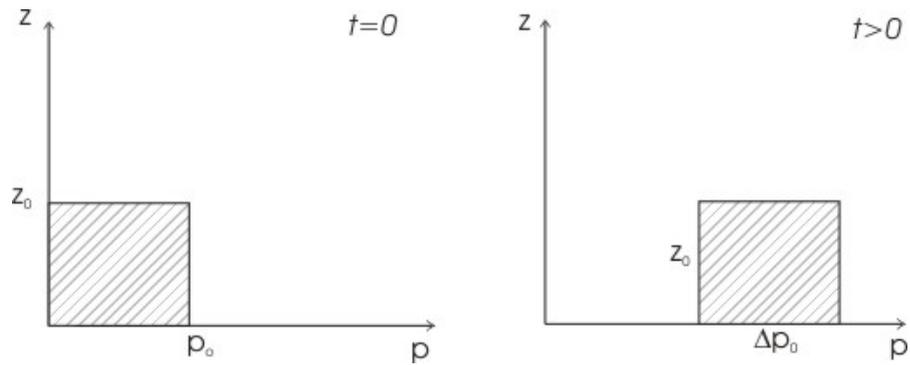


Abbildung 4.6: 2-dimensionale Darstellung des Phasenraumelements bei einem p-PST.

Wobei  $\Delta z$  die räumliche Verteilung der Neutronen in  $z$ -Richtung bezeichnet. Interessant ist, dass das Phasenraumelement zum einem Parallelogramm verzogen wird<sup>9</sup>.

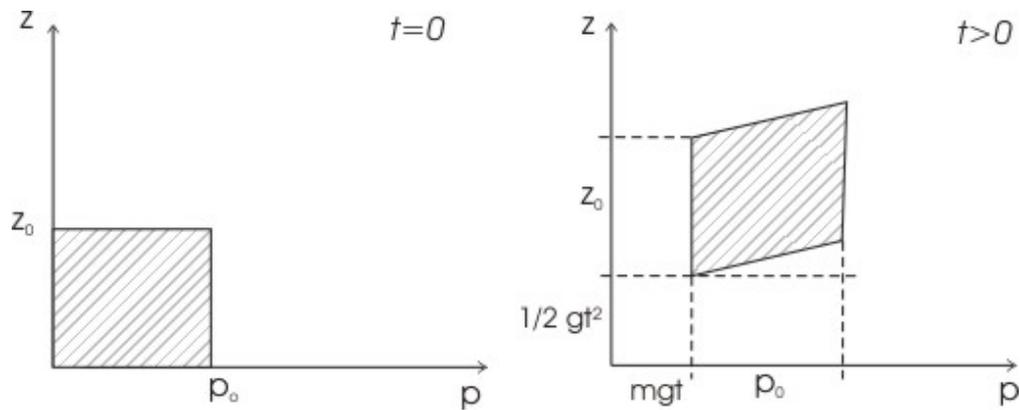


Abbildung 4.7: 2-dimensionale Darstellung des Phasenraumelements bei einem GPST.

Vom Betrachtungswinkel der Phasenraumdicke her sind p-PST und E-PST äquivalent. Da kommen wir dem Liouville-Theorem nicht aus. Dennoch sind Formen der transformierten Phasenraumelemente unterschiedlich und somit haben die so erzeugten Strahlen unterschiedliche Eigenschaften (Divergenz, Energieverteilung, etc). Daher muss man die Art der PST dem nachfolgenden Instrument anpassen. Auch eine Kombination der beiden Varianten ist denkbar[66].

<sup>9</sup>Abb 4.7 geht auf eine Idee von Sidney Cahn zurück.

Im folgenden Kapitel sollen die physikalischen Möglichkeiten und Bedingungen für eine Phasenraumtransformation diskutiert werden.

### 5.1 Beschleunigung von Neutronen

Um eine Phasenraumtransformation durchführen zu können, muss die mittlere Geschwindigkeit des Neutronenensembles gleichförmig zu einer höheren Geschwindigkeit verschoben werden. Da das Neutron keine äußere elektrische Ladung besitzt, ist es nicht möglich das Neutron in einem elektrischen Feld zu beschleunigen. Da das magnetische Moment des Neutrons klein ist, ist auch eine magnetische Beschleunigung dieser Größenordnung nicht möglich. Auch die Ausnützung des Gravitationspotentials, also eine Beschleunigung im Schwerfeld der Erde, ist in diesem Fall nicht sinnvoll.<sup>1</sup> Hier wäre nämlich eine Beschleunigungsstrecke von ca 9.8 km von Nöten.

Es bleibt also nur noch das Fermipotential, dh die Streuung an einem bewegten Festkörper (Kristall) als Lösung. Hierbei kommt der Dopplereffekt zum Tragen. Neutronenstreuung an einem bewegten System kann man unter dem Begriff der "nicht-stationären Neutronenoptik" [4] subsummieren. Dieser Vorgang soll nun im Folgenden näher betrachtet werden.

Eine Möglichkeit dies zu bewerkstelligen wurde bereits 1984 von J. Schelten und B. Alefeld in ihrer vielzitierten Arbeit [93] aufgezeigt<sup>2</sup>. Die Streuung an einem bewegten Kristall verschiebt die Wellenlänge, genauer gesagt das Geschwindigkeitsband, eines einfallenden Neutronenstrahls. Diese Manifestation des Dopplereffekts wurde bereits eingehend untersucht [30, 105, 111].

---

<sup>1</sup>Siehe auch Kap 4.5.

<sup>2</sup>Siehe Kap. 4.2.

## 5.2 Kohärente Streuung an einem (bewegten) Kristall

Die Bragggleichung im stationären Fall lautet:

$$2d \sin \theta = n\lambda \quad (5.1)$$

Die Reflexion an einem bewegten Kristall kann sehr elegant über eine modifizierte Ewald-Konstruktion hergeleitet werden [13]. Hier sollen nur die Ergebnisse dieser Herleitung betrachtet werden. Für die Beschreibung der Beugung am bewegten Kristall benötigt man zwei Gleichungen: Eine für das einfallende Neutron:

$$2d \sin \theta_e = n\lambda_e(1 - f) \quad (5.2)$$

und eine für das "reflektierte" Neutron:

$$2d \sin \theta_r = n\lambda_r(1 + f). \quad (5.3)$$

Der Faktor  $f$  leitet sich aus geometrischen Beziehungen her und lautet:

$$f = \frac{2mv_k \cos \beta}{h\tau} \quad (5.4)$$

$v_k$  drückt hierbei die Kristallgeschwindigkeit und  $\cos \beta$  die Richtung dieser aus.  $m/(h\tau)$  ist die Projektion der Geschwindigkeit(en) der einfallenden Neutronen auf die Richtung der Kristallgeschwindigkeit. Wenn die Geschwindigkeit der Neutronen im Vergleich zur Kristallgeschwindigkeit sehr klein ist, so gilt  $f \approx 1$ .

Daraus folgt für Reflexion in Rückstreugeometrie ( $\theta = 0^\circ$ ):

$$\lambda_r = d. \quad (5.5)$$

Die transformierten Neutronen haben im Laborsystem also eine Geschwindigkeit von

$$v_n = 2v_k. \quad (5.6)$$

Somit lautet die Transformationsbedingung unter Ausnutzung von Gl 2.2 :

$$v_k[m/s] = \frac{1978}{d[\text{\AA}]} \quad (5.7)$$

Zur Rechtfertigung des Schwerpunktsystems: Die Masse des Kristalls beträgt ca  $20\text{ g} \triangleq 2 \times 10^{-2}\text{ kg}$ . Im Gegensatz dazu bringt das Neutron gerade einmal  $1.674 \times 10^{-27}\text{ kg}$  auf die Waage. Wir haben es also hier mit einem Verhältnis von  $10^{25} : 1$  zu tun. Im Vergleich dazu beträgt das Verhältnis Sonnenmasse zu Erdmasse nur  $3 \times 10^5 : 1$ .

### 5.3 Geeignete Kristalle

Wie im vorangegangenen Abschnitt gezeigt, stehen der Netzebenenabstand und die Kristallgeschwindigkeit in einer linearen Beziehung (siehe Gl 5.7) zueinander.

Typische Werte für die Abstände der Netzebenen  $d_n$  liegen zwischen ca. 1 und 10 Å. Somit wird die erzeugbare Wellenlänge bzw die Kristallgeschwindigkeit  $v_k$  von der Wahl des Kristallmaterials bestimmt. Tabelle 9.13 gibt eine kleine Auswahl an geeigneten Kristallen wieder.

Tabelle 5.1: Kristalle

Material	$d_n$ [Å]	$v_k$ [m/s]	Bereich*
Glimmer(200) <sup>a</sup>	10	197.8	kalt
K i-HOPG(002) <sup>b</sup>	8.74	226.3	kalt
HOPG(002) <sup>c</sup>	3.35	589.7	kalt
Ge(111)	3.26	606.7	kalt
Si(111)	3.14	629.9	kalt
Al(111)	2.34	845.3	kalt
Si(220)	1.92	1030.2	thermisch
Cu(220)	1.28	1547.7	epithermisch

\* Siehe Kap. 2.2.1 .

<sup>a</sup> Siehe Kap 5.3.1. Die in Klammer angegebene Zahlen bezeichnen die kristallografische Ausrichtung.

<sup>b</sup> Interkalierter hochorientierter pyrolytischer Graphit. Siehe Kap 5.3.2.

<sup>c</sup> Hochorientierter pyrolytischer Graphit.

Da mit steigender Kristallgeschwindigkeit die technische Realisierung zunehmend schwieriger wird<sup>3</sup>, wird ein Kristall am Anfang der Tabelle zu wählen sein.

#### 5.3.1 Glimmer

Glimmer bezeichnet eine Gruppe im monoklinen Kristallsystem kristallisierender Silikat-Mineralen mit der komplexen chemischen Zusammensetzung  $(K,Na,Ca)(Al,Mg,Fe,Li)_{2-3}(OH)_2(Si,Al)_{4-5}O_{10}$ .<sup>4</sup> Synthetischer Glimmer, in der Literatur oft als Mica bezeichnet, ist porös und nur in kleinen Stücken erhältlich. Neben diesen Nachteilen ist wohl der größte das geringe Reflexionsvermögen (nur ca 30%) [23, 71]. Zudem besitzt Mica eine geringe intrinsische Mosaikbreite von nur rund 0.3° .

#### 5.3.2 i-HOPG

”Alkali metal GICs are the best known donor type GIC, since they are easily prepared and their brilliant gold color for stage-1 GICs has attracted scientists working in interca-

<sup>3</sup>Siehe Kap 6.

<sup>4</sup>Quelle: www.wikipedia.at (24.1.2006).

lation chemistry.”[33] Neutronenphysiker waren weniger von der schönen goldenen Farbe, sondern mehr von den großen Gitterabständen und des hohen Reflexionsvermögens dieser Kristalle beeindruckt. Es gab bereits verschiedene Versuche andere Verbindungen<sup>5</sup> als Monochromatorkristalle einzusetzen, aber zum tatsächlichen Einsatz gelangten immer die Alkalimetalle Kalium, Rubidium und Cäsium. Diese zeichnen sich durch niedrige Absorptionsquerschnitte (Tab 5.2) und einem relativ einfach<sup>6</sup> zu bewerkstelligen Interkalationsprozess aus.

Tabelle 5.2: Wirkungsquerschnitte [barn] der Alkalimetalle [3].

ZSymb	$b_c$	$\sigma_{coh}$	$\sigma_{inc}$	$\sigma_{scatt}$	$\sigma_{abs}$
<sup>19</sup> K	3.67(2)	1.69(2)	0.27(11)	1.96(11)	2.1(1)
<sup>37</sup> Rb	7.08(2)	6.32(4)	0.5(4)	6.8(4)	0.38(1)
<sup>55</sup> Cs	5.42(2)	3.69(15)	0.21(5)	3.90(6)	29.0(1.5)

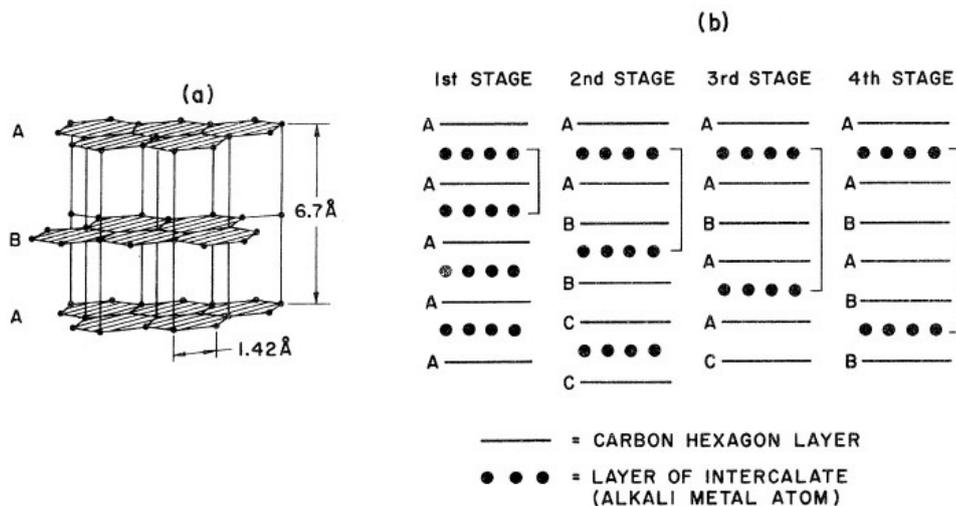


Abbildung 5.1: Staging bei der Interkalation [121]. (a) Gittermodell des Graphits; (b) Staging

Durch das Einfügen (Interkalation) der Alkalimetalle in die Graphitstruktur (Hostmatrix) werden die interplanaren Ebenen gestreckt. Je nach Anzahl der Graphitlagen zwischen den Alkalimetallatomen (Interkalaten) spricht man von Stage-1, Stage-2 etc. Dabei ist anzumerken, dass es zwar eine Mischung (Mixing) zwischen den Stages geben kann (zB eine Stage-2/Stage-3 Mischung), aber dass es keine Zwischen-Stages gibt (zB Stage-2.5).

<sup>5</sup>Siehe zB [18, 32].

<sup>6</sup>Siehe unten bzw Kap 9.1.2.

Tabelle 5.3: Gitterkonstante und benötigte Kristallgeschwindigkeit von Alkali interkalierten Graphit; [Quelle]

Material	$d_n$ [Å]	$v_k$ [m/s]
HOPG(002), C	3.35	589.7
K-HOPG(Stage 1), $KC_4$	5.35[121, 7], 5.34[33]	369.7
K-HOPG(Stage 2), $KC_{24}$	8.74[121, 71]	226.3
K-HOPG(Stage 3), $KC_{36}$	12.10[71], 12.07[121]	163.5
Rb-HOPG(Stage 1), $RbC_4$	5.65[7], 5.63[33]	350.1
Rb-HOPG(Stage 2), $RbC_{24}$	9.06[121]	218.3
Cs-HOPG(Stage 1), $CsC_4$	5.94[7], 5.93[121], 5.92[33]	333.0
Cs-HOPG(Stage 2), $CsC_{24}$	8.37[121]	236.3

Als interessantes historisches Detail gilt hier zu erwähnen, dass schon Schelten und Alefeld[93] die Verwendung von interkalierten Graphit angedacht haben.

### 5.3.3 Herstellung von *i*-HOPG

Alkalimetall interkalierter Graphit hat den Vorteil, dass sich Kristalle von ansprechender Größe (50 x 25 x 3 mm) herstellen lassen. Zahlreiche Methoden<sup>7</sup> stehen zur Verfügung: Dampfphasen-, Direktkontakt-, Hochdruck-, Lösungsmittel-Interkalation und sogar exotische Methoden wie die schnelle mikrowelleninduzierte Plasmainterkalation[29].

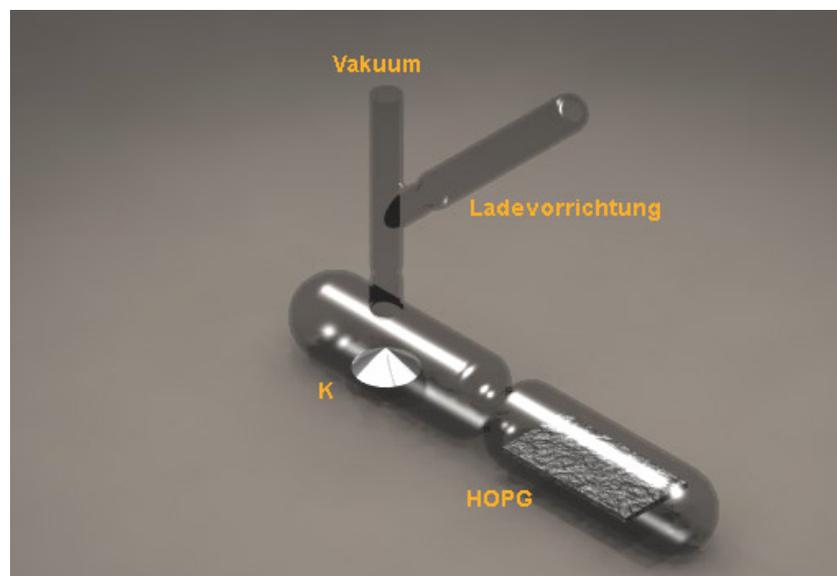


Abbildung 5.2: CAD-Modell einer Interkalationszelle nach Hérold.

Besonders erfolgreich ist die 2-Zonen-Dampfphasen-Interkalation wie sie von Hérold[53]

<sup>7</sup>Siehe zB [31, 33, 122].

entwickelt wurde. Hier wird in einer evakuierten Glaszelle mit 2 Kammern die Interkalation durchgeführt. In einer Kammer befindet sich das reine Alkalimetall, in der anderen der Graphitkristall. Hochorientierter pyrolytischer Graphit (HOPG) eignet sich hierfür besonders gut. Die beiden Kammern werden auf unterschiedliche Temperaturen gebracht. Die niedrigere Temperatur des Alkalimetalls bestimmt dabei den Dampfdruck. Je nach Temperaturdifferenz stellt sich nun ein anderes Lösungsgleichgewicht zwischen dem Graphit und dem Alkalimetall ein.

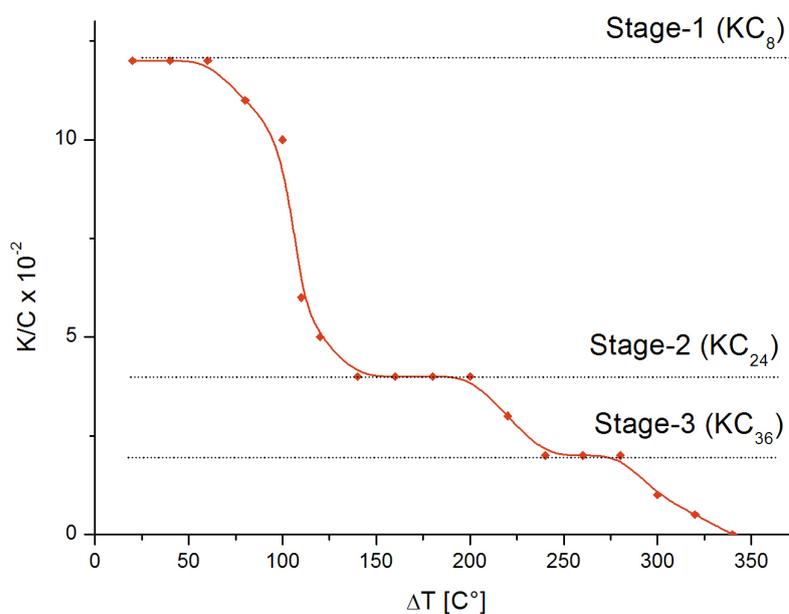


Abbildung 5.3: Typische Isobare für ein Kalium-Graphit System (vgl [53, 71, 122]).

Wie man erkennen kann, findet man bei Stage-1 und Stage-2 sowie ansatzweise noch bei Stage-3 Plateaus. Dh diese Zusammensetzungen kann man in reiner Form darstellen. Höhere Stages treten nur mehr in Mischungen auf. Interessant ist auch, dass der Prozess der Interkalation rückgängig gemacht werden kann. Man kann zB aus einem Stage-1 Kristall wieder einen Stage-2 Kristall machen.

Die Reproduzierbarkeit ist jedoch nicht immer gegeben, da das Ergebnis nicht nur von der Temperatur(-differenz), sondern auch von anderen Parametern wie Menge der Reagenten, Zellenvolumen, Zellenform<sup>8</sup>, Reaktionsdauer beeinflusst wird. Der Prozess zur Herstellung einer gewissen Kristallgröße mit einem definierten Staging muss daher empirisch gefunden werden.

<sup>8</sup>Bei den niedrigen Dampfdrücken in der Zelle wird der Transport des Alkalimetalls durch laminare Strömungen bestimmt.

## 5.4 Optionen

Es besteht weiters die Möglichkeit höhere Ordnungen auszunützen. Bei doppelter bzw  $n$ -facher  $n \in \mathbb{N}$  Kristallgeschwindigkeit kann man somit eine halb bzw  $1/n$  so große Wellenlänge erzeugen.

Geht man von der Rückstreuungsgeometrie ab, dh verkippt man den Kristall, so können mit entsprechend höheren Geschwindigkeiten kleinere Wellenlängen erzeugt werden. Die minimale so erzeugbare Wellenlänge ist dann durch den Grenzwinkel für streifenden Einfall gegeben. Der Austrittswinkel ist dann gleich dem Kippwinkel. Nachteilig ist in diesem Fall jedoch eine Verbreiterung der Wellenlängenverteilung, die aus der Ableitung der Bragggleichung<sup>9</sup> ersichtlich wird.

## 5.5 Füllzeit und Umlaufgeschwindigkeit

Im Vordergrund steht die optimale Ausnutzung der wenigen UCN. Ein wichtiger Parameter in diesem Zusammenhang ist die Füllzeit: Das ist jene Zeit die die UCN benötigen um das Volumen, welches vom PST-Kristall ausgeschöpft wird, einzunehmen. Im einfachsten Fall ergibt sich eine Fülllänge die von der Unterkante eines Füllrohrs bis zur Unterkante des Kristalls gemessen wird. Das Füllvolumen wird vom Eingangsstrahlquerschnitt und der Kristallfläche aufgebaut. Dabei muss die Dicke des Kristalls inklusive seiner Halterung berücksichtigt werden. Dies geschieht dadurch, dass man die entsprechende Dicke zu der Fülllänge addiert.

Die Füllzeit ergibt sich aus der mittleren Geschwindigkeit der UCN. Die UCN haben idR eine Gauß-förmige Geschwindigkeitsverteilung deren Maximum bei ca 6 - 7 m/s liegt.

$$t_f = \frac{a_f}{v_{UCN}} \quad (5.8)$$

Besonders einfach stellt sich der Sachverhalt dar, wenn man eine sog Füllstrecke einführt. Diese Strecke ist jene Strecke, welche der Kristall mit der angepassten Geschwindigkeit ( $v_k$ ) in der Füllzeit durchläuft. So ist das Füllvolumen stets wieder vollständig gefüllt, wenn der Kristall wiederkehrt.

$$s_f = t_f \cdot v_k \quad (5.9)$$

Daraus ergibt sich nun, dass zur optimalen Ausnutzung der UCN die Antriebsstrecke genau die Füllstrecke oder ein Vielfaches dieser betragen sollte. Im letzteren Fall muss die korrespondierende Anzahl an Kristallen verwendet werden. Hier wird aus Wuchtungs-

---

<sup>9</sup>Siehe Gl. 4.1.

gründen eine gerade Anzahl von Kristallen von Vorteil sein.

$$s_f = a_f \cdot \frac{v_k}{v_{UCN}} \quad (5.10)$$

Für den zu entwickelnden PST werden nun folgende Werte herangezogen:  $v_{UCN} = 7.2 \text{ m/s}$ , denn hier liegt das Maximum des UCN-Strahls am Messplatz PF2<sup>10</sup>;  $v_k = 226.3 \text{ m/s}$  errechnet sich aus Formel 5.7 bzw Tabelle 9.13 für die Kristallgeschwindigkeit und schließlich  $a_f = 0.06 \text{ m}$ <sup>11</sup>. Somit ergibt sich für  $s_f = 1.8860 \text{ m}$ .

Bei Experimenten mit höheren Geschwindigkeiten als  $v_k$  muss die Abnahme der transformierten Neutronen (= Ausgangsintensität), bedingt durch die geringere Füllung, berücksichtigt werden.

## 5.6 Zusammenfassung des physikalischen Konzepts

Wir haben also gesehen, dass eine Phasenraumtransformation mit einem periodisch bewegten i-HOPG Kristall realisiert werden kann. Für eine möglichst lineare Bewegung des Kristalls (bzw der Kristalle) benötigen wir einen geeigneten Antrieb. Dieses Kapitel wird mit einer Zusammenfassung der neutronenoptischen Anforderungen an einen PST Antrieb abgeschlossen:

- $v_{max} \approx 250 \text{ m/s}$  die notwendige Geschwindigkeit für Stage-2 i-HOPG.
- $v_k = 226.3 \text{ m/s}$  wäre zB die erforderliche Geschwindigkeit für einen K-Stage-2 i-HOPG ( $d = 8.74 \text{ \AA}$ ).
- $\Delta v < 1 \text{ m/s}$  ist der geforderte Gleichlauf.
- $s_f = n \cdot 1.886 \text{ m}$  ( $n \in \mathbb{N}$ ) ist der periodische Abstand zwischen den Kristallen.
- $s_f = U = 2r\pi r_{min} = 0.3 \text{ m}$  wäre der daraus resultierende minimale Radius eines kreisförmigen PST.

---

<sup>10</sup>Siehe Kap 6.5.

<sup>11</sup>Siehe oben.

Eine der schwierigsten Aufgaben war die technische Realisierung einer wiederholenden Bewegung mit hoher ( $v \approx 250 \text{ m/s}$ ) Geschwindigkeit. An dieser Stelle muss Schelten und Alefeld "The crystal motion at velocities up to 200 m/s does not involve much technical effort" [93] widersprochen werden.

Im Zuge dieser Arbeit wurden viele Ideen aufgegriffen und auf deren Eignung geprüft. Im Folgenden sollen nur jene Ideen aufgezeigt werden, die schließlich zur experimentellen Verwirklichung des PST geführt haben. Ideen, die in einem früheren oder späteren Stadium der Entwicklung verworfen wurden, ist im Anhang A ein kurzer Überblick gewidmet.

## 6.1 Antrieb

### 6.1.1 Anforderungen

Folgende Anforderungen werden also an den Antrieb des PST gestellt.

- Kristallgeschwindigkeit:  $v_{max} \approx 250 \text{ m/s}$
- Haltbarkeit:  $t_{leben} \approx 1000 \text{ Std}$
- Wiederholungsrate:  $f \approx 100 \text{ Hz}$

Folgende Punkte mussten bei der Entwicklung beachtet werden:

- Belastung des Kristall; Montierung/Halterung
- Vibration - Resonanz

- Vakuum, Durchführung
- Transport- und Einbaufähigkeit (Abmessungen, Gewicht)
- Schleuderschutz
- Brandschutz
- Strahlenschutz
- Arbeitssicherheit
- Elektrische Sicherheit

Das ist eine lange Liste an Anforderungen und in Anbetracht des finanziellen und zeitlichen Rahmens, war an eine Eigenentwicklung nicht zu denken. Daher wurde nach einem kommerziell erhältlichen Produkt gesucht, welches die oben genannten Anforderungen so gut wie möglich erfüllt. Es sollten nur wenige Modifikationen notwendig sein, da diese ja bekanntlich teuer und zeitaufwändig sind.

Zu unserem großen Glück hat sich ein Gerät gefunden, welches genau die geforderten Eigenschaften besitzt. Der Schleuderstand BI 3 U von Schenck RoTec, Darmstadt. Dieser wurde dann auch zur Realisierung des PST eingesetzt. Die Firma Schenck RoTec bietet Schleuderstände in verschiedenen Größen an (BI 1 U - BI 7 U). Der Typ 3 wurde deswegen ausgewählt, da er Rotoren bis zu einem Durchmesser von  $d = 710$  mm aufnehmen<sup>1</sup> kann und dennoch relativ leicht zu transportieren ist. Zudem hat Schenck RoTec immer einen BI 3 U auf Lager, mit welchem Schleudertests für Kunden durchgeführt werden. Diesen BI 3 U konnten wir dann auch mieten.

### 6.1.2 BI 3 U

Schleuderstände sind Geräte, die zur mechanischen Prüfung von rotierenden Werkstücken (Turbinen, Bremsscheiben, Bohrköpfe etc) dienen. Das zu prüfende Werkstück, das sog "Tooling", wird entweder bis zu einer geforderten Drehzahl geschleudert, oder solange bis es birst. Die Berstdrehzahl wird dabei aufgezeichnet und liefert so Aufschluss über die Dehn- und Zerreißspannung. Der Schleuderstand ist so aufgebaut, dass er für jeglichen Prüfkörper die Berstdrehzahl erreichen kann und durch ein Bersten des Prüfkörpers nicht beschädigt wird. In die Schleuderkammer werden bis zu 3 jeweils 25 mm dicke konzentrische Stahlringe sog "Liner" gestellt. Diese fangen dann die Rotorfrangmente auf und können bei einer eventuellen Beschädigung leicht ausgetauscht werden.

---

<sup>1</sup>Vgl Kap 5.6;  $r_{min} = 300$  mm.



Abbildung 6.1: Der Schleuderstand BI 3 U im geöffneten Zustand.

Der PST besitzt eine doppelte mechanische Sicherheit: Der PST-Rotor wird so ausgelegt, dass er im Einsatzdrehzahlbereich nicht bersten kann und sollte es wider Erwarten doch geschehen, so stellt dies keine Gefahr dar<sup>2</sup>.

Da wegen der Aerodynamik und Luftreibung (Erhitzung des Toolings) Schleuderversuche grundsätzlich im Vakuum durchgeführt werden, ist der BI 3 U mit einem Vakuumsystem ausgestattet. Als Antrieb dient ein ölgekühlter Elektromotor (Typ AC 55), der auch als regenerative Bremse fungiert. Dh die Rotationsenergie wird zum größten Teil wieder in elektrische Energie umgewandelt. Je nach eingesetztem Getriebe können bis zu 120000 U/min erreicht werden. In unserem Fall haben wir das Getriebe vom Typ PL12 verwendet. Es lässt eine Höchstdrehzahl von 63000 U/min zu.

Da es sich bei dem Schleuderstand BI 3 U um ein industrielles Gerät handelt, erfüllt es die einschlägigen Normen für elektrische, mechanische und arbeitssicherheitstechnische Fertigung<sup>3</sup>.

In der folgenden Auflistung finden sich die wichtigsten Kenndaten des BI 3 U:

- maximaler Prüfkörperdurchmesser:  $d_{max} = 710 \text{ mm}$
- maximale Prüfkörpermasse:  $m_{max} = 400 \text{ kg}$

---

<sup>2</sup>Siehe Kap 6.6.

<sup>3</sup>Eine Auflistung der Normen findet sich in [95].

- Antriebsleistung:  $P = 55 \text{ kW}$
- Maximale Drehzahl mit PL12:  $S = 63000 \text{ U/min}$
- Regelgenauigkeit:  $\pm 0.01\%$
- Schleuderschutz:  $3 \times 25 \text{ mm}$
- Zulässige spezifische Bruchstückenergie:  $E_{szul} = 14 \times 10^6 \text{ Nm/m}^2$
- Außenabmessung: ca  $2000 \times 1400 \times 3100 \text{ mm}$
- Gesamtgewicht:  $m \approx 3000 \text{ kg}$
- Anschlussleistung:  $P = 90 \text{ kW}$

## 6.2 Einfacher Rotor

Die einfachste Bewegung, die eine periodische Transformation realisieren kann, ist eine Kreisbewegung. Sie wird mathematisch folgendermaßen beschrieben:

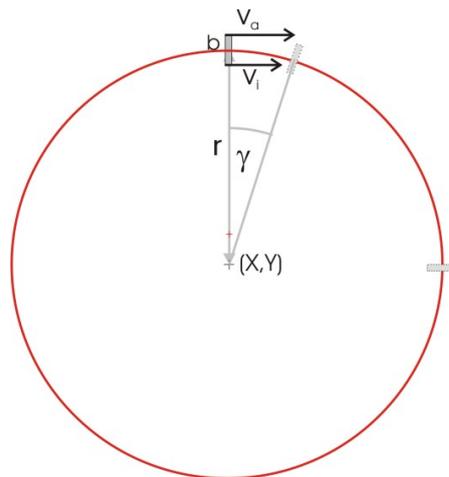


Abbildung 6.2: Bewegungsablauf des einfachen Rotors (Draufsicht).

$$v = r \omega \quad (6.1)$$

$$\omega = 2 \pi f \quad (6.2)$$

$$a_{zp} = \frac{v^2}{r} \quad (6.3)$$

$$U = d \pi \quad (6.4)$$

$v$  bezeichnet die Umfangsgeschwindigkeit,  $\omega$  die Kreisfrequenz,  $a_{zp}$  die Zentripetalbeschleunigung. Die einfache Kreisbewegung hat allerdings entscheidende Nachteile: Durch die Abhängigkeit der Geschwindigkeit vom Radius tritt immer ein Geschwindigkeitsgradient entlang der Kristallbreite auf. Um das mit einem Zahlenbeispiel zu veranschaulichen, nehmen wir einen Rotor mit  $r = 300$  mm und  $f = 100$  Hz (6000 U/min) und einen Kristall mit der Breite  $b = 50$  mm. So bewegt sich die Innenseite des Kristalls mit einer Geschwindigkeit von  $v = 190$  m/s und die Außenseite mit  $v = 225$  m/s.

Um auf einen Geschwindigkeitsgradienten von  $\Delta v < 5$  m/s zu kommen, würde man schon einen Rotor mit  $r = 3000$  mm benötigen. Ein weiterer sehr gravierender Nachteil des einfachen Rotors ist, dass der Kristall ständig seinen Winkel im Raum ändert. Der Strahl wird dadurch aufgefächert.

### 6.3 Doppellenker

Eine besondere Konstruktion ist der Doppellenker. Hierbei rotieren zwei Rotoren (Lenker) um zwei Achsen, welche um die Kristallbreite versetzt sind. Die beiden Lenker sind an deren Außenseite mittels Lager miteinander verbunden. Auf diesen Verbindungsstücken (gelb in Abb 6.3) sitzen die Kristalle.

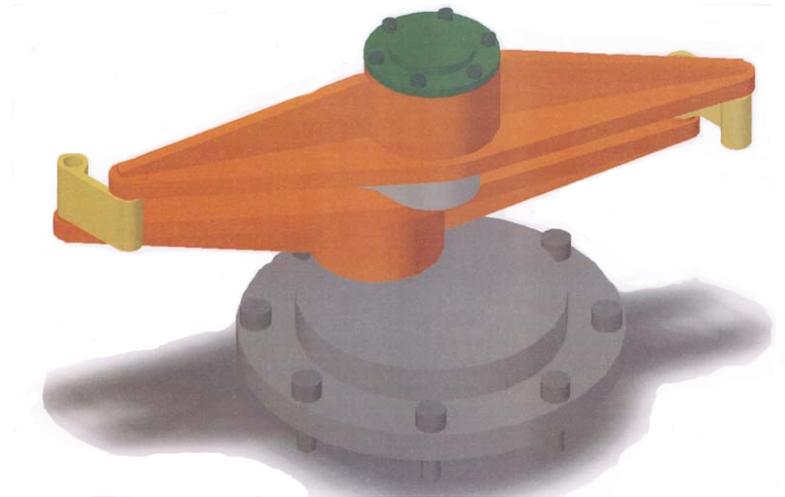


Abbildung 6.3: CAD-Entwurf eines Doppellenker-PST.

Dadurch beschreiben die Kristalle eine Bewegung, bei der es zu keinem Geschwindigkeitsgradienten über die Kristallbreite kommt. Die Winkelausrichtung ( $\alpha$ ) wird durch die relative Lage der beiden Lenkerachsen zueinander bestimmt und bleibt bei der Bewegung konstant. Somit sind die wesentlichen Nachteile eines einfachen Rotors beseitigt.

Der Doppellenker stellt in Verbindung mit dem Schleuderstand eine neuartige Lösung<sup>4</sup> im Bereich der nichtstationären Teilchenoptik dar.

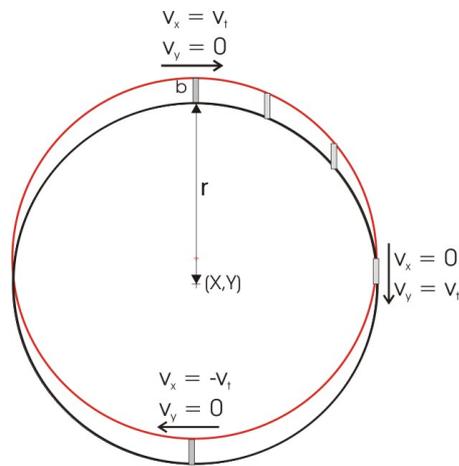


Abbildung 6.4: Bewegungsablauf des Doppellenker-PST (Draufsicht).

Zu beachten ist, dass bei der Doppellenkerbewegung der Kristall eine richtungsabhängige beschleunigte bzw verzögerte Bewegung ausführt. Allerdings kommt hier nur die Geschwindigkeitskomponente, welche normal auf die Gitterebenen des Kristalls steht, zum Tragen. Der Geschwindigkeitsgradient nahe dem Scheitelpunkt ist allerdings aufgrund der cosinusförmigen Abhängigkeit klein:

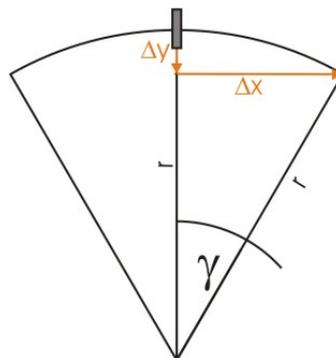


Abbildung 6.5: Winkelbeziehungen im Doppellenker.

$$\gamma = \arcsin \frac{\Delta x}{r} \quad (6.5)$$

$$\Delta y = r - r \cos \gamma \quad (6.6)$$

<sup>4</sup>Anmeldung zum deutschen Patent am 26.04.2007: DE 10 2007 020 088.0 .

$$v_x = v_t \cos \gamma \quad (6.7)$$

$$v_y = v_t \sin \gamma \quad (6.8)$$

Setzt man zB für  $r = 300 \text{ mm}$ , die Transformationsgeschwindigkeit  $v_t = 226 \text{ m/s}$  und für  $\Delta x = 50 \text{ mm}$ <sup>5</sup>, so erhält man für  $\gamma = 135 \text{ mm}$ ,  $\Delta y = 8.3 \text{ mm}$  und für die Geschwindigkeit am Rand des Eingangstrahls  $v_x = 219.8 \text{ m/s}$ .

Man sieht hier auch sehr gut, dass die Bewegung parallel zu den Gitterebenen des Kristalls nur einen geringen Geschwindigkeitsgradienten aufweist. Die Verschiebung des Kristalls in y-Richtung ist in Bereich der Transformationsregion vernachlässigbar.

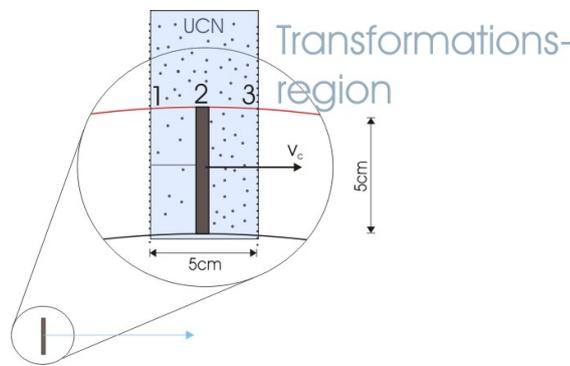


Abbildung 6.6: Die Transformationsregion im Detail.

Ein weiterer Vorteil des Doppellenker-PST ist, dass die Transformationsregion durch den Geschwindigkeitsgradienten in x-Richtung eingeschränkt ist. Es ließe sich daher ein PST konstruieren, der ein größeres Speichervolumen ausschöpft. Dies geschieht dann an zwei gegenüberliegenden Stellen ( $+v_x$  und  $-v_x$ ).

Schenck RoTec wurde beauftragt einen solchen Doppellenker zu konstruieren. Bei der Detailkonstruktion stellte sich heraus, dass der Doppellenker nicht spezifikationsgemäß gebaut werden konnte. Dazu gibt es umfangreiche Berechnungen, die in Form eines Gutachten der Firma Schenck RoTec vorliegen. Hier soll das Problem nur kurz zusammenzufasst werden: Bei einem so geringen Radius stellen die Drehzahl und die Zentrifugalkräfte eine zu hohe Anforderung an die Lager, welche die beiden Doppellenkerachsen über die Kassettenhalterungen verbinden. Diese Lager, egal ob sie nun in den Lenkerarmen oder in den Kassettenhalterungen eingebaut sind, können bei dieser Größe ( $r = 30 \text{ cm}$ ) des Doppellenkers nicht einmal ihr eigenes Gewicht halten. Die Kräfte sind einfach zu hoch. Nur durch einen größeren Radius ( $r > 60 \text{ cm}$ ) wäre ein solches System realisierbar.

<sup>5</sup>Dies entspricht ca der effektiven Breite des UCN-Strahls.

Ein so großer Rotor würde allerdings einen viel größeren Antrieb (zB BI 4 U) benötigen. Ein solcher Antrieb ist jedoch nicht mehr transportabel, sondern müsste fest installiert werden. Am Messplatz PF2 wäre überdies nicht ausreichend Platz für ein so großes System.

Da also ein Doppellenker-PST im Rahmen dieses Projekts am ILL<sup>6</sup> nicht gebaut werden konnte, haben wir uns entschlossen das Prinzip der PST von UCN mit einem simplen Rotor zu zeigen. Da wir sowohl für den einfachen Rotor, als auch für den Doppellenker MC-Simulationen<sup>7</sup> durchgeführt haben, lassen sich experimentelle Ergebnisse leicht extrapolieren.

## 6.4 Details

Der einfache Rotor wurde nun so dimensioniert, dass er gut in der Schleuderkammer Platz hatte. Als Rotorgröße wurde  $r = 300$  mm gewählt. Daran sollten dann die Kristallkassetten so angebracht werden, dass man den horizontalen Winkel<sup>8</sup> der Kristalle ( $\alpha$ ) verstellen kann.

Es wurde die Befüllung (UCN-Zuleitung) von der Seite gewählt, da hier der UCN-Strahldurchmesser ( $d = 86$  mm) am besten ausgenutzt werden kann.

Auf eine Auskleidung des Innenraums mit einem UCN reflektierenden Material (polierter Stahl, Kupfer) wurde verzichtet. Bei einem einfachen Rotor wäre so die Transformationsregion auf den gesamten Kreisumfang ausgedehnt und somit bekäme man einen Stahl der in alle Richtungen vom Rotor weg geht. Zusätzlich erschwert ein kombiniertes Speicherexperiment die Interpretation der Ergebnisse.

## 6.5 Der Messplatz PF2

Der Messplatz PF2 (Physique Fundamentale 2) am ILL ist<sup>9</sup> die weltweit einzige UCN-Quelle mit Benutzerbetrieb. Es war daher logisch das PST Experiment dort auszuführen. Der Aufbau und die Funktionsweise der Quelle sind in Kap 3.2.4 beschrieben.

Die geeignetste (und auch einzig freie) Strahlposition war "UCN". Da sich die Ausgänge der Turbine in 3.5 m Höhe befinden, ist jeder Messplatz auf einer Plattform untergebracht. Die Abmessungen der UCN-Plattform sind  $b = 1.6$  m  $l = 2$  m. Das höchstzulässige Gewicht beträgt ca 4 t. Somit findet der Schleuderstand BI 3 U gerade Platz auf dieser Plattform<sup>10</sup>.

Der Strahlrohrdurchmesser der UCN-Leiters ist  $d = 86$  mm. Der UCN-Leiter befindet

<sup>6</sup>Strahlplatzabmessungen siehe unten.

<sup>7</sup>Siehe Kap 7.

<sup>8</sup>Siehe Abb 7.5 in Kap 7.

<sup>9</sup>Stand: 1.6.2008.

<sup>10</sup>Die genaue Position des BI 3 U auf der Plattform ist dem Plan im Anhang C zu entnehmen.

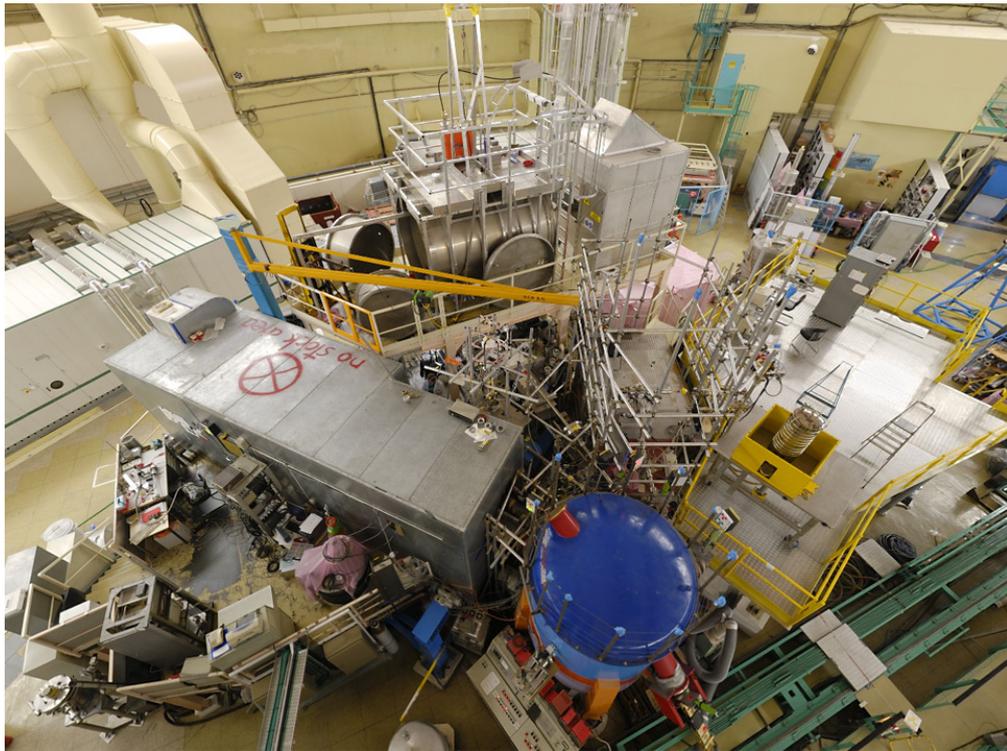


Abbildung 6.7: Der Messplatz PF2, Quelle: ILL.

sich mittig an der Stirnseite der Plattform in einer Höhe von  $H = 435$  mm vom Plattformboden. Der Messplatz verfügt über einen Druckluftanschluss sowie einer umfangreichen Detektorelektronik.

## 6.6 Sicherheit

Zahlreiche Sicherheitsaspekte mussten bei dem Experiment beachtet werden. Einer der wichtigsten dabei war die mechanische Sicherheit. Ein Rotor, so wie er bei diesem Experiment zum Einsatz kommt, speichert eine beachtliche Energie ( $E_{rot} \approx 1 MJ$ ) und stellt somit eine nicht unerhebliche Gefahr dar.

Mehrere Sicherheitsstufen ("defense in depth") sollten diese Gefahr minimieren. Zunächst einmal wurde bei der Konstruktion des Rotors ein Sicherheitsfaktor von 1.6 herangezogen. Dann wurden Dauer- und Überdrehzahltests<sup>11</sup> durchgeführt. Somit konnte ein Bersten des Rotors weitgehend ausgeschlossen werden.

Sollte es dennoch zu einem mechanischen Versagen des Rotors kommen, so war ebenfalls vorgesorgt. Berechnungen zum Berstschutz des Systems wurden nach der Energiemethode[95] und nach Hagg-Sankey[47] durchgeführt<sup>12</sup>. Dabei konnte gezeigt werden,

<sup>11</sup>Siehe Kap 10.2.

<sup>12</sup>Die Berechnungen wurden von Herrn A. Müller von Schenck RoTec durchgeführt.

dass ein Berstschutzring<sup>13</sup> ( $b = 25$  mm) ausreichenden Schutz bietet. Dh es war nicht möglich, dass ein Berstfragment den Schutzring durchdringt. Zusätzlich bestand ja die Schleuderkammer selbst aus einer 25 mm dicken Stahlwand.

Bei dem Neutroneneingangsfenster wurde der UCN-Leiter hineingeführt. Durch einen Knick im UCN-Leiter<sup>14</sup> wurde ein eventuelles Durchschlagen eines kleinen Fragments bis zur Steyerl-Turbine verhindert. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Fragment genau in den UCN-Leiter treffen konnte, war ohnehin sehr gering. Hinter dem CN-Ausgangsfenster wurde ein Prallschutz aus 50 mm Plastik und 5 mm Stahl angebracht. Dieser sollte verhindern, dass wenn sich unerwarteter Weise ein kleineres Fragment (zB eine Schraube) vom Rotor löst, dieses eine Gefahr darstellen konnte.

Die Schleuderkammer ist so aufgebaut, dass selbst ein Brand bzw eine Explosion von Berstfragmenten keine Gefahr darstellen können. Der Schleuderbehälter kann einem Druck von bis zu 30 bar standhalten. Darüber hinaus wird der Überdruck über ein Sicherheitsventil abgelassen. Die Belüftung des Schleudervolumens nach einem Schleuderversuch wird aus diesem Grund mit einer definierten Zeitverzögerung durchgeführt.

Der Schleuderstand BI 3 U ist so ausgelegt, dass es zu einer automatischen Abschaltung kommt, sollte einer der notwendigen Betriebsparameter nicht erfüllt sein. So kommt es zB zu einer automatischen Unterbrechung des Antriebs wenn die Vakuumqualität einen gewissen Wert unterschreitet. Zahlreiche Sicherheitsschaltungen verhindern Verletzungen von Personen bzw eine Beschädigung der Anlage durch eine Fehlbedienung.

Aufgrund der geringen Eingangsintensität der UCN ist mit einer Aktivierung nicht zu rechnen. Die zu erwartende Strahlungsintensität nach der Transformation ist sehr klein. Am CN-Ausgang wurde dennoch dem ALARA-Prinzip<sup>15</sup> folgend, ein Beamstop aus Borgummi und Borcarbitziegeln aufgebaut. Eine Manipulation an der Anlage darf gem den Strahlenschutzvorschriften des ILL generell nur bei abgeschaltetem Eingangsstrahl durchgeführt werden.

Die elektrische Sicherheit wurde dadurch gewährleistet, dass es sich bei dem Schleuderstand um ein kommerzielles Produkt handelt, welches nach den einschlägigen Normen gebaut ist. Die gesamten elektrischen Installationsarbeiten wurden von Fachkräften durchgeführt.

---

<sup>13</sup>Siehe Abb 9.21.

<sup>14</sup>Siehe Kap 11.4.

<sup>15</sup>”As Low As Reasonable Achievable” ist ein Grundsatz im Strahlenschutz.

---

## Monte-Carlo Simulation des PST

---

Bei der Planung eines neuen Instruments sind Monte-Carlo-Simulationen sehr hilfreich um generell die Leistungsfähigkeit und speziell gewisse Parameter bestimmen zu können.

Für die Simulation des PST-Instruments wurde das Softwarepaket VITESS<sup>1</sup> verwendet. Die Entscheidung VITESS zu verwenden, ist damit zu begründen, dass unser Projektpartner, das Paul-Scherrer Institut (PSI), umfangreiche Erfahrung mit dieser Software besitzt und bereits ein PST-Modul entwickelt hat. An dieser Stelle sei nochmals besonders die Arbeit von Dr. Geza Zsigmond hervorgehoben. Herr Dr. Zsigmond war maßgeblich an der Entwicklung von VITESS beteiligt und hat auch das PST-Modul entwickelt. Alle im Folgenden präsentierten Simulationen wurden in enger Zusammenarbeit mit Dr. Zsigmond durchgeführt. Ein Teil dieser Arbeiten sind in [73] publiziert.

Nach einer knappen Einführung in VITESS werden die verwendeten Module der Simulation vorgestellt. Danach werden einzelne Fragestellungen an die Simulationen erörtert und deren Ergebnisse diskutiert.

### 7.1 VITESS

Der Name VITESS steht für "Virtual Instrument Tool European Spallation Source". Es handelt sich hierbei um ein modulares Softwarepaket, welches für die Planung der Europäischen Spallationsquelle<sup>2</sup> entwickelt wurde. Obwohl ursprünglich für eine gepulste Quelle entwickelt, ist VITESS auch für kontinuierliche Quellen und somit auch für Reaktoren, geeignet.

VITESS basiert auf C sowie Tcl/TK und kann somit auf unterschiedlichen Plattformen wie zB Microsoft Windows oder Linux eingesetzt werden.[116] Das Softwarepa-

---

<sup>1</sup>Version 2.7.

<sup>2</sup>Siehe Kap 3.

ket besteht aus einzeln ausführbaren Modulen, welche gewisse Manipulationen an den Neutronendaten durchführen. So kann zB ein Modul eine gewisse Komponente eines Instruments wie eine simple Blende oder eine komplexe pulverförmige Probe darstellen. Es gibt aber auch Module die Hilfsaufgaben tätigen, wie zB das Ausschreiben der Neutronendaten in eine ASCII Datei oder das Drehen des Koordinatensystems.

Der Neutronenstrahl wird durch eine gewichtete Vielzahl von Neutronentrajektorien beschrieben. 12 Koordinaten beschreiben jede Trajektorie: Zeit  $[t]$ , Wellenlänge  $[\text{Å}]$ , Wahrscheinlichkeitsgewichtung, Position  $(x [cm], y [cm], z [cm])$ , Flugrichtung  $(\cos \alpha, \cos \beta, \cos \gamma)$ , Spinzustand  $(S1, S2, S3)$ .<sup>[116]</sup> Diese Daten dienen in binärer Form jeweils als Input und Output eines jeden Moduls. Die oben erwähnte Möglichkeit, die Neutronendaten auch in eine ASCII-Datei auszuschreiben, bietet dem Benutzer die Möglichkeit die Wirkungsweise jedes Moduls einzeln zu untersuchen.

Die einzelnen Module können nun in einer sog Pipe aneinander gereiht werden, um so ein neutronenoptisches Instrument aufzubauen. Besonderheit an dem Pipe-System von VITESS ist, dass die Datensätze immer in Paketen von 10000 von einem Modul an das nächste übergeben werden und somit die Module einer Pipe simultan arbeiten können. Dies sei nun an Hand des PST-Instruments in vereinfachter Form veranschaulicht.

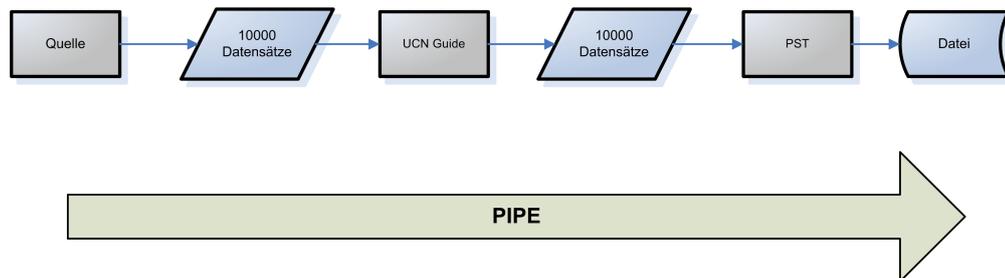


Abbildung 7.1: Blockdiagramm einer Pipe.

Im Quellen-Modul werden die Neutronentrajektorien erzeugt<sup>3</sup>. Sobald die ersten 10000 Datensätze erzeugt sind, werden diese an das nächste Modul, hier ein UCN-Leiter übergeben. Während nun das UCN-Leiter-Modul die ersten 10000 Daten bearbeitet, werden im Quellen-Modul die nächsten 10000 Trajektorien erzeugt. Genauso wird in den weiteren Modulen verfahren. Die Output-Datei wächst somit in Zehntausenderschritten an. Diese Methode verkürzt die Rechenzeit und spart Speicherplatz.

Für eine bessere Benutzbarkeit verfügt VITESS über eine in Tcl/Tk geschriebene grafische Benutzeroberfläche (im Folgenden GUI, Graphical User Interface). Diese ermöglicht es bis zu 30 Module zu einer Pipe zusammen zu setzen. Damit ist die Anzahl der Komponenten aber keineswegs begrenzt, denn es kann ja einfach die Output-Datei einer Pipe als Input für eine weitere Pipe verwendet werden. Im Allgemeinen empfiehlt

<sup>3</sup>Wie dies im Detail geschieht wird im nächsten Abschnitt erläutert.

es sich aber nicht mehr als 10 Module pro Pipe zu verwenden.[116] Weiters können einzelne Parameter in den Modulen, zB die Größe einer Blende, bequem über das GUI gesteuert werden. Es ist auch möglich Serien zu erstellen, in denen dann eine Anzahl von Simulationen mit unterschiedlichen Parameterwerten ablaufen.

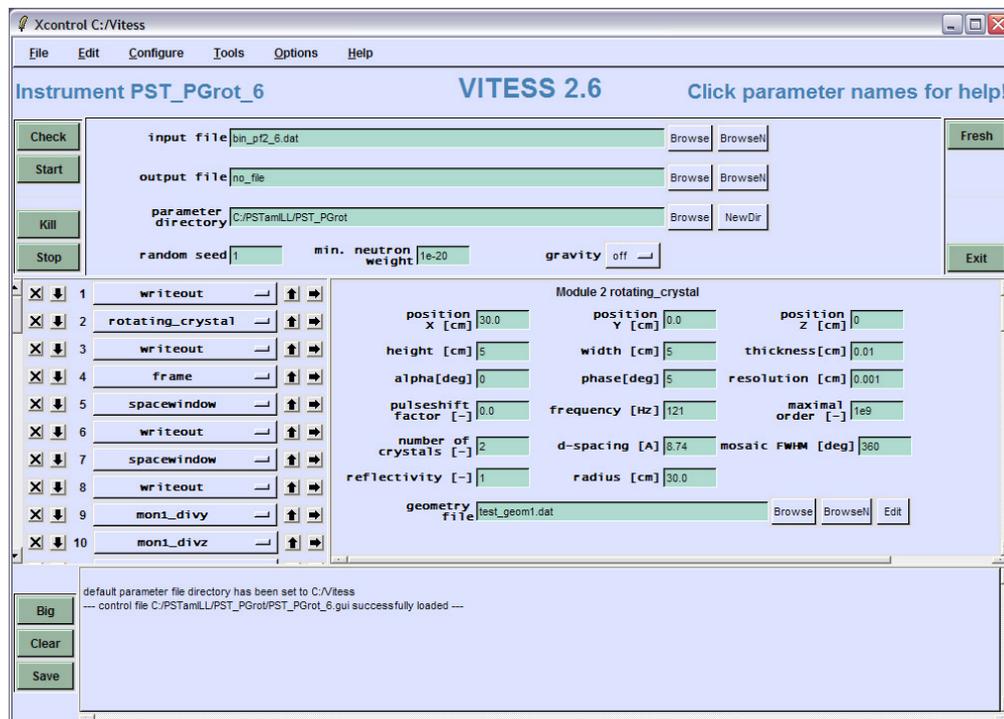


Abbildung 7.2: Screenshot des VITESS GUI.

Ein mit dem GUI erstelltes Instrument kann dann gespeichert werden. Hiermit werden die Parameterwerte ebenfalls erhalten. Da das GUI in "open source" Form vorliegt, kann der Anwender problemlos seine selbst erzeugten Module einbinden.

## 7.2 Modellierung der Quelle

Außer der anfänglich gemessenen Spektren an der UCN-Quelle PF2 des ILL wurden kaum Untersuchungen zur Strahlcharakterisierung gemacht. Dies ist damit zu erklären, dass UCN-Experimente vorwiegend Speicherexperimente sind. Bei der Speicherung der UCN kommt es eben nur auf die Speicherfähigkeit der Neutronen an, die nur durch deren Geschwindigkeitsverteilung bestimmt wird.

Grundlage für die Modellierung der virtuellen UCN-Quelle war daher ein sehr genau gemessenes eindimensionales Geschwindigkeitsspektrum. Eine Anfang 2006 mit der Time of Flight (TOF) Methode bestimmte Geschwindigkeitsverteilung wurde als Ausgangs-

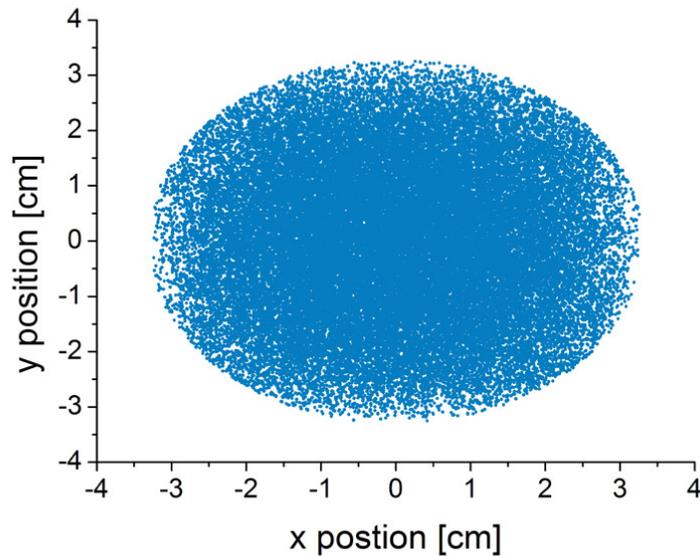


Abbildung 7.3: Simuliertes Strahlprofil am PF2

punkt herangezogen.<sup>4</sup> Die bereits aufbereiteten Daten dieser Messung sind in Abb 7.4 dargestellt.

Zuerst wurden die Daten auf 1 normiert und dann mittels einer zweifachen Gauß-Amplitudenfunktion Gl 7.1 gefittet. Diese sog "sample function" und die dazugehörigen Fitparameterwerte Tab 7.1 wurden nun zur Generierung der Zufallsdaten verwendet.

$$Z(v) = A_1 v^2 e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{v-x_1}{w_1}\right)^2} + A_2 v^2 e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{v-x_2}{w_2}\right)^2} \quad (7.1)$$

Tabelle 7.1: Fitparameterwerte für die "sample function"

$A_1$	=	0.01595
$x_1$	=	5.24573
$w_1$	=	3.27524
$A_2$	=	0.00465
$x_2$	=	6.40271
$w_2$	=	4.94049

Das Problem, welches sich hierbei stellt, ist, dass es sich bei der Messung eben nur um eine 1-dimensionale Geschwindigkeitsverteilung handelt, also quasi um die Projektion der 3-dimensionalen Verteilung. Daher musste daraus eine 3-dimensionale Verteilung modelliert werden.

<sup>4</sup>An dieser Stelle sei Herrn Quendal Rogel für die Zuverfügungstellung der Daten gedankt.

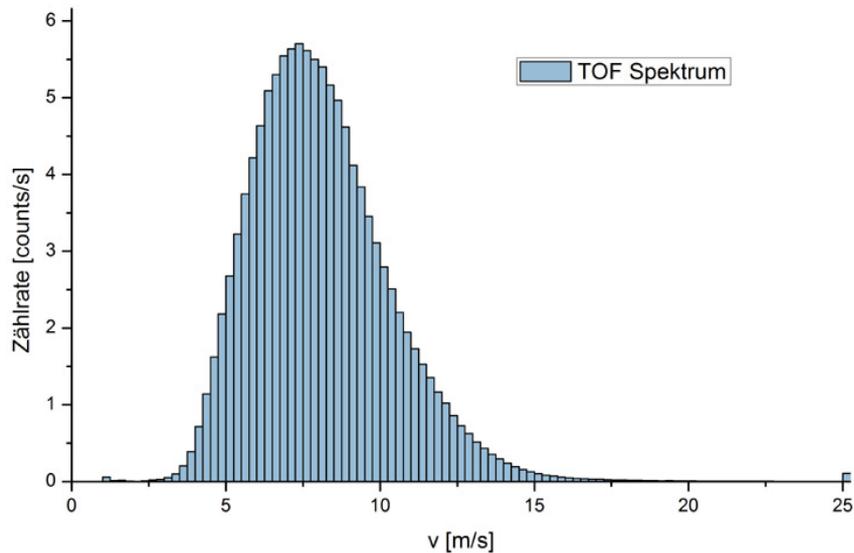


Abbildung 7.4: Gemessene Geschwindigkeitsverteilung am PF2.

### 7.3 Testsimulationen

Um eine gute Ausgangsbasis zu bekommen, wurden zuerst mit dem bereits erprobten Rotor-PST-Modul Simulationen durchgeführt. Das "rotating\_crystal.exe" Modul funktioniert folgendermaßen: Wie bereits oben erläutert, liefert das Quellen-Modul Neutronen(trajektorien), welche aus einer kreisrunden Fläche ( $r = 3 \text{ cm}$ ) über dem Koordinaten Ursprung austreten. Das Modul erzeugt nun eine festgesetzte Anzahl rotierender Flächen (= PST-Kristalle) mit den Parametern, welche über das GUI eingegeben werden können,(siehe Abb 7.5). Diese Parameter sind:

- $(X, Y, Z)$  [cm], Rotationszentrum
- $r$  [cm], Bahnradius
- $f$  [Hz], Umlauffrequenz
- $N$  [ ], Anzahl der Kristalle (Diese werden in gleichen Abständen angeordnet.)
- $a$  [cm], Höhe eines Kristalls (Die Kristalle sind immer auf die Kreisbahn zentriert.)
- $b$  [cm], Breite des Kristalls (Die Kristalle sind immer auf die Kreisbahn zentriert.)
- $d$  [Å], Gitterabstand
- $M$  [° ], Mosaikbreite (Wird vereinfachend als symmetrisch in vertikaler und horizontaler Richtung angenommen.)
- $R$  [%], Reflexionsvermögen

- $\alpha$  [°], Neigungswinkel ( $0^\circ$  bedeutet Rückstreugeometrie.)

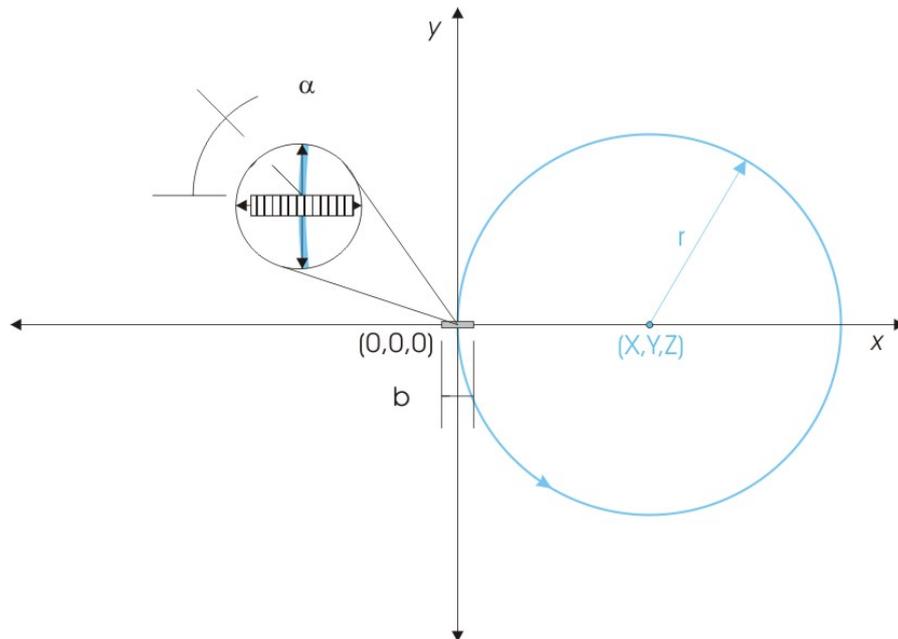


Abbildung 7.5: Geometrie des rotierenden Kristalls.

Für jede einzelne Neutronentrajektorie wird mittels einer vektoriellen Gleichung der Auftreffpunkt auf dem rotierenden Kristall berechnet. Da es sich hierbei um eine analytisch nicht exakt lösbare Gleichung handelt, kann der Auftreffpunkt nur bis zu einer gewissen Genauigkeit numerisch bestimmt werden. Es ist daher notwendig, den Kristall in seiner Breite ( $b$ ) in feine Auftreffintervalle zu unterteilen. Jedes Intervall besitzt, da es einen unterschiedlichen Abstand zum Rotationszentrum besitzt, eine andere Bahngeschwindigkeit. Über den Parameter  $l$  [cm] wird nun der Bereich  $[-a/2; +a/2]$  in  $a/l$  Intervalle (angedeutet durch die Striche in der Lupenansicht von Abb 7.5.) unterteilt. Bei der Höhe ( $a$ ) spielt der Auftreffpunkt eine untergeordnete Rolle. Denn Punkte die entlang der Höhe des Kristalls auf einer Linie liegen, besitzen die gleiche Bahngeschwindigkeit. Es muss hier nur entschieden werden ob der Kristall das Neutron überhaupt trifft, oder er über oder unter dem Neutron vorbeifliegt.

Nachdem der Auftreffpunkt bestimmt ist, wird eine Transformation in das mitbewegte Koordinatensystem des Kristalls vollzogen. Nun lässt sich aus der Bragggleichung unter Berücksichtigung der Mosaikbreite errechnen, ob das Neutron reflektiert wird oder nicht. Im ersten Fall wird die neue Trajektorie des Neutrons berechnet, im letzteren Fall gilt das Neutron als verloren.

Ausgehend von der einfachen Rotationsbewegung wurden nun unterschiedliche Simulationsmodelle herangezogen.

Zu Beginn der Simulationen wurden mehrere Testserien mit verschiedenen Parameterwerten durchgeführt. Damit sollten die Auswirkungen verschiedener Parameter (insb Radius, Geschwindigkeit, Mosaikbreite, Kristallwinkel) herausgefunden werden. So haben erste Tests gezeigt, dass eine Mosaikbreite von  $3^\circ - 6^\circ$  einen guten Kompromiss zwischen Effizienz und Strahlqualität darstellt.

Folgende Werte gelten als Performanceindikatoren für den transformierten Strahl:

- Effizienz:  $\varepsilon = \frac{\text{Anzahl der UCN}}{\text{Anzahl der transf. Neutronen}}$
- Wellenlängenbreite (FWHM):  $\Delta\lambda$
- Horizontale Divergenz (FWHM)<sup>5</sup>:  $\eta = \arctan \frac{v_y}{v_x}$
- Vertikale Divergenz (FWHM):  $\omega = \arctan \frac{v_z}{v_x}$

Mit einem beliebig großen Radius kann mit einer Rotationsbewegung eine Linearbewegung beliebig gut angenähert werden. Jedoch kann man für die Simulation den Radius nicht beliebig groß machen, da der Rechenaufwand exorbitant steigt. Will man nämlich die Füllbedingung<sup>6</sup> einhalten, dh Neutronen nicht ungenutzt durch das Ausschöpfvolumen strömen lassen, so müssen entsprechend viele Kristalle am Umfang angeordnet werden. Mehr Kristalle bedeuten wiederum mehr Rechenaufwand.

Hauptproblem der einfachen Rotationsbewegung ist, wie schon mehrfach zur Sprache gebracht, der Geschwindigkeitsgradient über die Kristallbreite. Der Geschwindigkeitsunterschied sollte möglichst gering sein. Da in die Umfangsgeschwindigkeit nur der Radius und die Kristallbreite eingehen, lässt sich die relative Geschwindigkeitsdifferenz einfach angeben durch:

$$\Delta v[\%] = 1 - \frac{r + \frac{b}{2}}{r} \quad (7.2)$$

Wählt man nun  $\Delta v = 0.1\%$  und  $b = 5$  cm, so ergibt sich bereits ein  $r = 3000$  cm. Die Anzahl der Kristalle beträgt dann  $N = 100!$

Das "Wegkippen" des Kristalls wird schon bei vergleichsweise geringeren Radien gemildert. Bei einem Radius von  $r = 3000$  cm ergibt sich der Kippwinkel aus Gl 7.3 zu nur  $\delta \approx 0.05^\circ$  ; bei  $r = 30$  cm  $\delta \approx 4.8^\circ$  .

$$\delta = \sin \left( \frac{2.5}{r[\text{cm}]} \right) \quad (7.3)$$

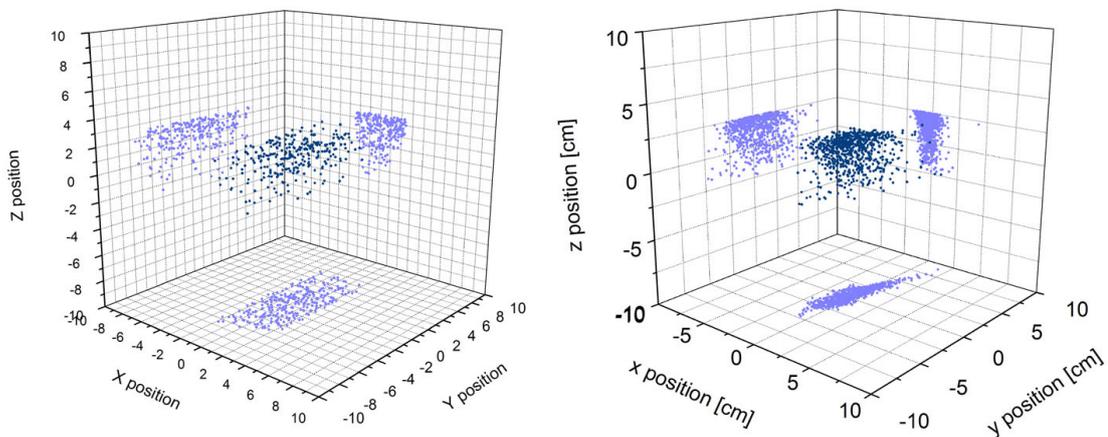
Bei dem Vergleich der Trefferpunkte der transformierten Neutronen fällt zunächst der nur geringe Anteil der genützten Kristallfläche auf. Durch den hohen Geschwindigkeitsgradienten ist der Kristall innen zu langsam bzw außen zu schnell. Weiters erkennt man

<sup>5</sup>Bei dem Doppellenker ist x- und y-Achse vertauscht.

<sup>6</sup>Siehe Kap 5.5.

Tabelle 7.2: Parameterwerte für die 1. Simulationsreihe

$(X,Y,Z)$	=	$(3000,0,0)$ cm bzw $(30,0,0)$
$r$	=	3000 cm bzw 30 cm
$f$	=	1.2 Hz bzw 120 Hz
$N$	=	100 bzw 1
$a$	=	5 cm
$b$	=	5 cm bzw 10 cm
$d$	=	$8.74 \text{ \AA}$
$M$	=	$3^\circ$
$R$	=	100 %
$\alpha$	=	$0^\circ$

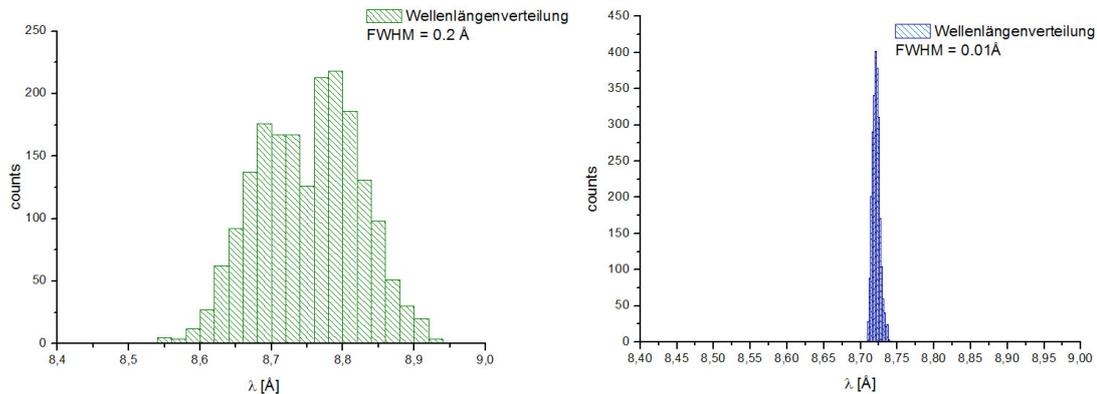
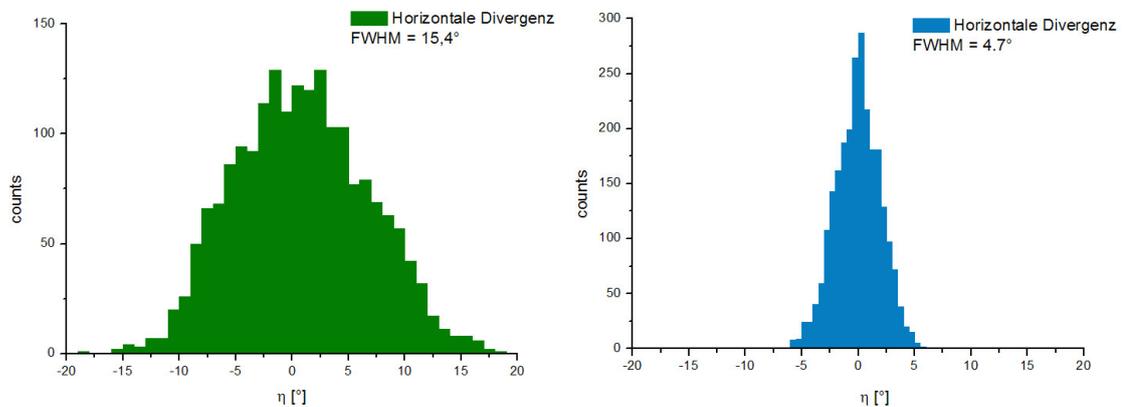
Abbildung 7.6: Positionen der transformierten Neutronen for einen kleinen ( $r = 30$  cm) bzw großen ( $r = 3000$  cm) Rotor.

gut die gekrümmte Trajektorie des Kristalls, welche sich dann in weiterer Folge auch auf die horizontale Divergenz des Strahls auswirkt.

Bei der Wellenlängenverteilung zeigt sich deutlich die Überlegenheit des größeren Rotors. Hier sollte angemerkt werden, dass die maximale Breite (FWHM) der Wellenlängenverteilung, welche durch die Eingangswellenlängenverteilung und die Rotorgeschwindigkeit gegeben, ist bei  $\Delta\lambda_{FWHM} = 0.24 \text{ \AA}$  liegt. Ebenso ist es bei horizontalen Divergenz.

Bei der vertikalen Divergenz ist der kleinere Rotor scheinbar besser. Das liegt aber daran, dass von oben her befüllt wird. Durch die schlechtere Akzeptanz des kleineren Rotors wird nur ein kleiner Teil der UCN reflektiert.

Mit einem Rotor mittlerer Größe ( $r = 300$  cm) wurde der Einfluss des Kristallneigungswinkels  $\alpha$  untersucht. Hierbei wurde auch von der Methode des "ray tracings", also des Zurückverfolgens der Neutronentrajektorien Gebrauch gemacht. Somit ist es möglich


 Abbildung 7.7: Spektrum für einen kleinen ( $r = 30$  cm) bzw großen ( $r = 3000$  cm) Rotor.

 Abbildung 7.8: Horizontale Divergenz für einen kleinen ( $r = 30$  cm) bzw großen ( $r = 3000$  cm) Rotor.

zu sehen, welche Anfangskoordinaten (im Phasenraum) die Neutronen haben müssen um transformiert zu werden.

Durch das horizontale Verkippen des Kristalls um den Winkel  $\alpha$  erzielt man eine Steigerung der Intensität. Diese resultiert daher, dass wenn man von der Rückstreubedingung  $\alpha = 0^\circ$  abgeht, ein größerer Eingangswellenlängenbereich akzeptiert wird. Aus der differenzierten Bragggleichung lässt sich errechnen, dass bei einem Winkel von  $\alpha = 5^\circ$  die Akzeptanz der Wellenlänge auf  $\Delta\lambda/\lambda = 30\%$  steigt.<sup>7</sup>

Die Breite der Ausgangswellenlänge verbreitert sich dadurch ebenfalls. Jedoch nur gering, da sich nur das schmale Eingangsspektrum um die 30% verbreitert hat. Das Gleiche gilt für die Divergenz. Es empfiehlt sich daher, ein wenig von der Rückstreubedingung abzugehen um so deutlich mehr Effizienz zu erzielen und dennoch nicht zu viel an Strahlqualität einzubüßen.

<sup>7</sup>Siehe Gl 4.1.

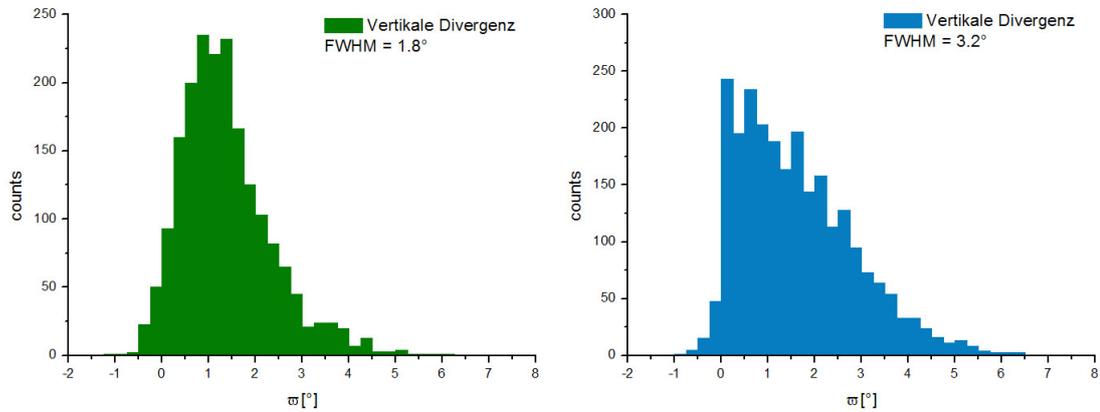


Abbildung 7.9: Vertikale Divergenz für einen kleinen ( $r = 30$  cm) bzw großen ( $r = 3000$  cm) Rotor.

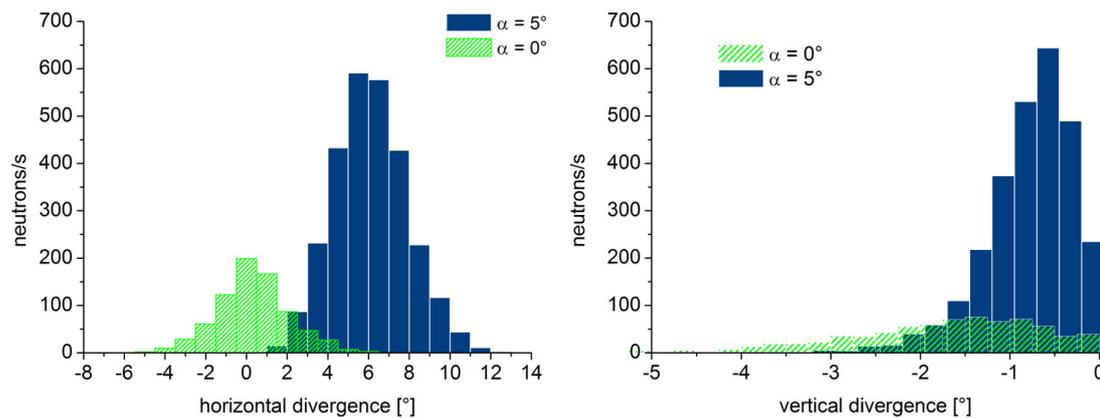


Abbildung 7.10: Vergleich der Divergenzen bei verschiedenen Kristallneigungswinkel.

Die x-Richtung verläuft parallel zur Kristalloberfläche. Hier wird die ursprüngliche Verteilung erhalten. Nur bei  $\alpha = 0^\circ$  ist eine Verminderung auszumachen. Dies liegt daran, dass diese Neutronen den höchsten Auftreffwinkel auf den Kristall haben.

Die Kristalle bewegen sich beim Eintritt in Transformationsregion in -y-Richtung. Das bedeutet, dass nur Neutronen, welche in Richtung der Kristalle fliegen, hier ausgedrückt durch negative Winkel, die Schwellengeschwindigkeit für die Reflexion erreichen. Neutronen, die sich in dieselbe Richtung wie die Kristalle bewegen, sind zu langsam, denn die Geschwindigkeitskomponente in y-Richtung wird nun abgezogen. Dies ist in Übereinstimmung mit der oben beobachteten Tatsache, dass die optimale Rotorgeschwindigkeit ein wenig kleiner ist als analytisch<sup>8</sup> berechnet.

<sup>8</sup>Siehe Gl 5.7.

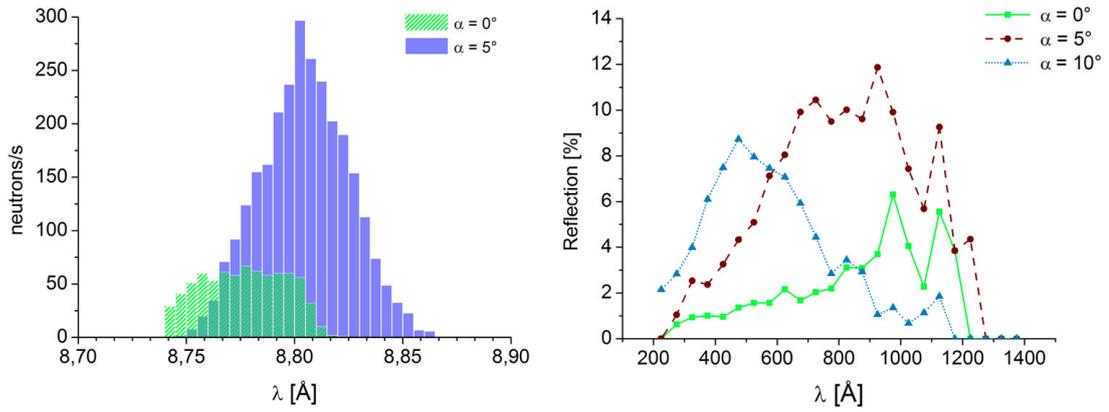


Abbildung 7.11: Ausgangs- und Eingangsspektren bei verschiedenen Kristallneigungswinkel.

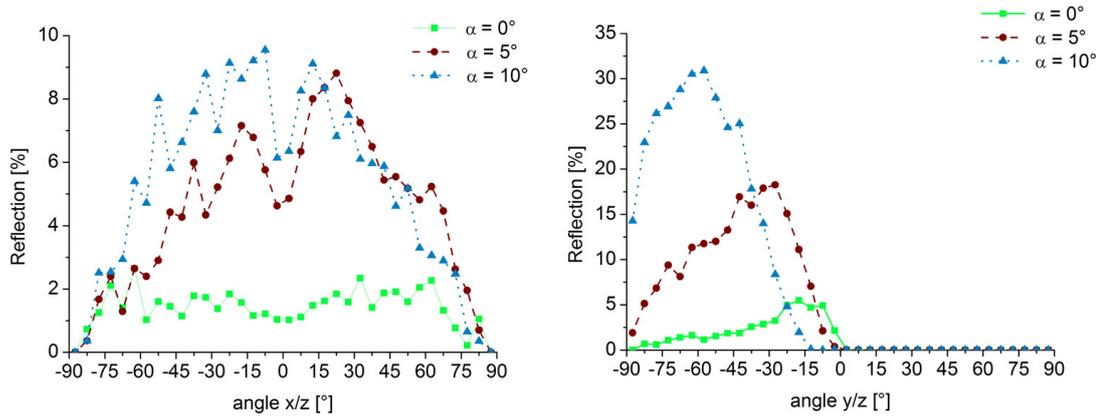


Abbildung 7.12: Akzeptanzen des PST bei verschiedenen Kristallneigungswinkel.

## 7.4 Doppellenker-PST

Für die Simulation des Doppellenkers wurde ein eigenes Modul ("pstdoubleaxes.exe") programmiert. Es wurde dabei ausgenutzt, dass die Bewegung des Doppellenkers eine Cosinusförmige ist. Dennoch ist der Rechenaufwand sehr hoch, da hier wiederum einige nichtanalytische Gleichungen numerisch gelöst werden müssen.

Tabelle 7.3: Parameterwerte für die Doppellenker-Simulationsreihe

$(X,Y,Z)$	=	$(30,0,0)$
$r$	=	30 cm
$f$	=	118 Hz
$N$	=	2
$a$	=	5 cm
$b$	=	5 cm
$d$	=	8.74 Å
$\Delta d(\text{FWHM})$	=	0.004 Å
$M$	=	5.5°
$R$	=	100 %
$\alpha$	=	0° bzw 6°

Der Wert für die Schwankungsbreite der Gitterkonstante wurde [40] entnommen.

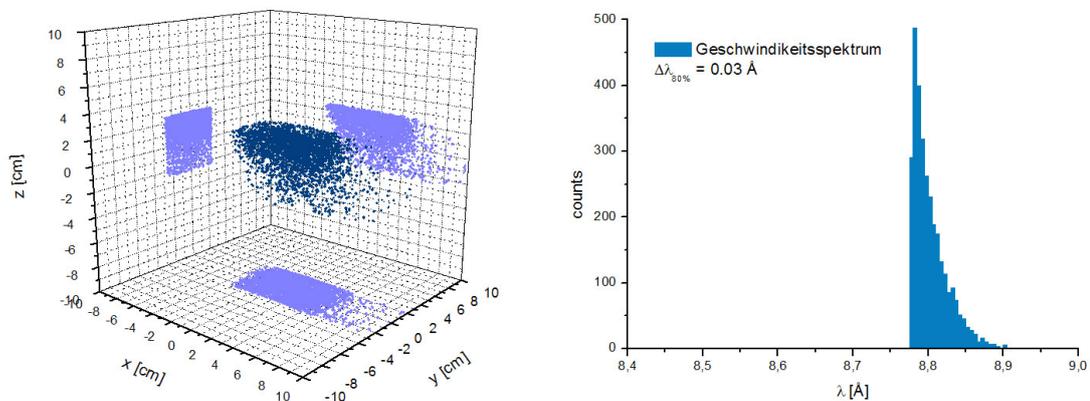


Abbildung 7.13: Positionen der transformierten Neutronen und Spektrum eines kleinen ( $r = 30 \text{ cm}$ ) Doppellenker-PST.

Als aller Erstes fällt gleich auf, dass man die volle Kristallbreite nützen kann, da es nun keinen Geschwindigkeitsgradienten über die Kristallbreite mehr gibt. Somit gewinnt man schon hier beachtlich an Effizienz. Die Breite<sup>9</sup> der Wellenlänge ist nur mehr  $\Delta\lambda_{80\%} =$

<sup>9</sup>Da die Verteilung der Wellenlängen bei dem Doppellenker nicht mehr gaußförmig ist, wurde als Breite  $\Delta\lambda$  jener Bereich gewählt in sich dem 80% der Neutronen befinden.

0.02 Å.

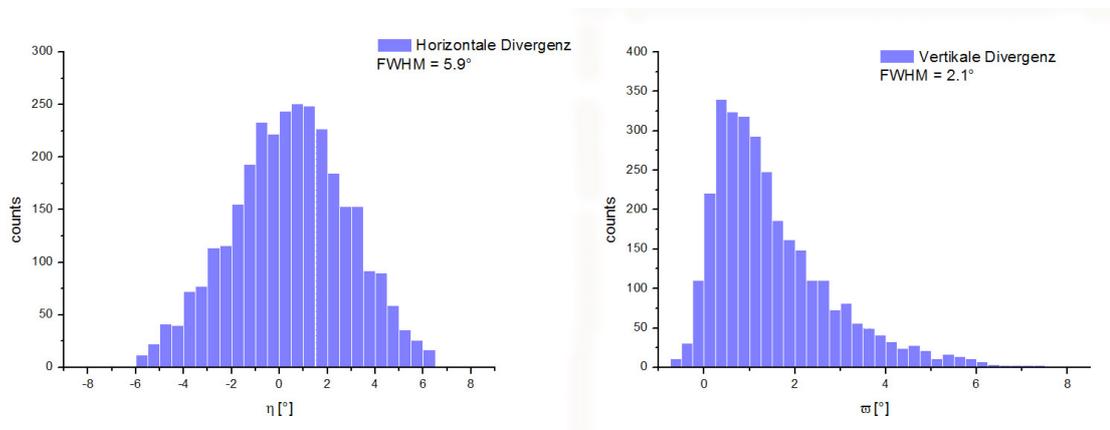


Abbildung 7.14: Horizontale und vertikale Divergenz eines kleinen ( $r = 30$  cm) Doppellenker-PST.

Ebenfalls deutlich überlegen ist der Doppellenker bei der horizontalen Divergenz. Der Kristall kippt nun nicht weg, sondern behält seine Ausrichtung im Raum bei. Durch Befüllung von oben wird die vertikale Divergenzkurve asymmetrisch.

#### 7.4.1 Abschätzung der Performance des PST

Die Effizienz, dh das Verhältnis von UCN zu transformierten Neutronen<sup>10</sup>, bei  $\alpha = 0^\circ$  ist 4.2% und bei  $\alpha = 6^\circ$  6.2%. Eine weitere interessante Information, die man aus der Simulation bekommen kann, ist, dass nur ein kleiner Teil der Neutronen überhaupt von den Kristallen getroffen wird. So werden bei einem PST der Größe  $r = 30$  cm nur ca 38% der Neutronen von den Kristallen getroffen. Die übrigen gehen einfach verloren.

Dh eine große Effizienzsteigerung kann durch Speicherung der UCN erzielt werden. Ein einzelner UCN-Spiegel auf der gegenüberliegenden Seite des Füllrohrs erhöht schon die Trefferquote auf 47%. Somit steigt die Effizienz auf 7.7%. Dies wurde durch eine Verdopplung der Kristallhöhe auf  $a = 10$  cm simuliert.

Als Optimum eines Doppellenkersystems mit UCN-Speicher kann eine Trefferquote von 90% und eine Effizienz von bis zu 30% erreicht werden.

<sup>10</sup>Siehe Gl 8.2.

## 7.5 Reales System

Mit den vorangegangenen Simulationen konnten viele wichtige Erkenntnisse über den PST gewonnen werden. Insbesondere beim Entwurf des simplen Rotor-PST waren die Simulationen von großem Nutzen. Mit der abschließenden Simulation soll der reale PST, so wie er von April bis Mai 2008 am ILL in Betrieb war, simuliert werden.

Durch den Geschwindigkeitsgradienten bedingt, kann bei dieser Rotorgröße eine Kristallbreite von ca 2 cm ausgenützt werden<sup>11</sup>. Die verwendeten Kristalle waren 2.5 cm breit. Die Mosaikbreite und Reflexionsvermögen der Kristalle ergibt sich aus dem Mittelwert der Mosaikbreiten<sup>12</sup> und Reflexionsvermögen der PST-Kristalle # 1,4,7,8.

Tabelle 7.4: Parameterwerte für die Simulationsreihe des realen Rotors

$(X,Y,Z)$	=	$(32.5,0,0)$
$r$	=	32.5 cm
$f$	=	110 Hz
$N$	=	2 bzw 4
$a$	=	5 cm
$b$	=	2.5 cm
$d$	=	8.74 Å
$M$	=	5.1°
$R$	=	78 %
$\alpha$	=	0° - 6°

Bei Intensitätsbetrachtungen wurde als integrierter Eingangsfluss  $\Phi_{UCN} = 3.42 \times 10^5 s^{-1}$  angenommen.<sup>13</sup>

### 7.5.1 Geschwindigkeits-Scans

Zuerst sollte die optimale Rotorgeschwindigkeit herausgefunden werden. Um die Verhältnisse an die Realität anzupassen, wurde ein virtueller Detektor in 63 cm Entfernung vom PST aufgestellt. Um die Effizienz des Detektors und den Verlust durch das CN-Fenster am Ausgang des PST zu berücksichtigen, wurde die errechnete Intensität um 10% nach unten korrigiert.

Das Maximum liegt bei 6680 U/min. Das entspricht einer Kristallgeschwindigkeit bei  $r = 0.325 m$  von  $v_k = 227.3 m/s$  und liegt somit 1 m/s über dem analytisch berechneten Wert<sup>14</sup>. Die Breite (FWHM) beträgt rund 440 U/min ( $\Delta v_k \approx 15 m/s$ ).

<sup>11</sup>Vgl Abb 7.6.

<sup>12</sup>Siehe Kap 9.1.3.

<sup>13</sup>Siehe Kap 12.8.

<sup>14</sup>Siehe Kap 5.3.

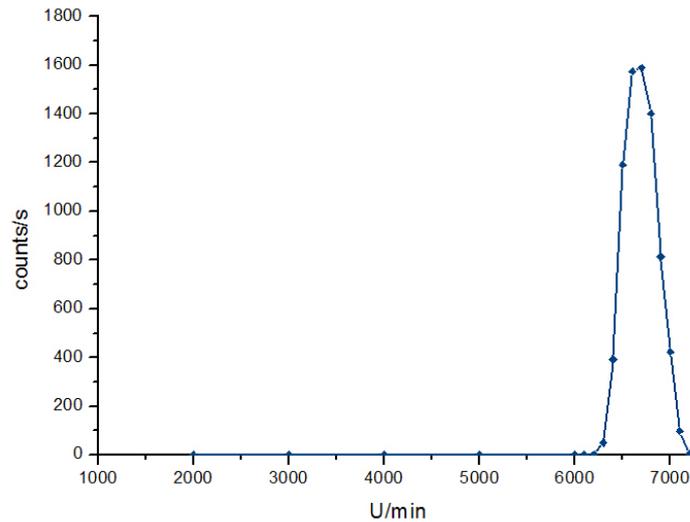


Abbildung 7.15: Simulierter Geschwindigkeits-Scan.

### 7.5.2 Zeitstruktur

Die Bestimmung der Zeitstruktur ist eine der rechenaufwendigsten Simulationen. Um eine genügend hohe Statistik bei einer sehr kleinen Zeitauflösung zu bekommen, bedarf es sehr vieler Eingangsneutronen. Es wurde die Zeitstruktur von einer Umdrehung (ca 9 ms) mit einer Auflösung von  $50 \mu\text{s}$  betrachtet.  $\alpha$  war  $0^\circ$ .

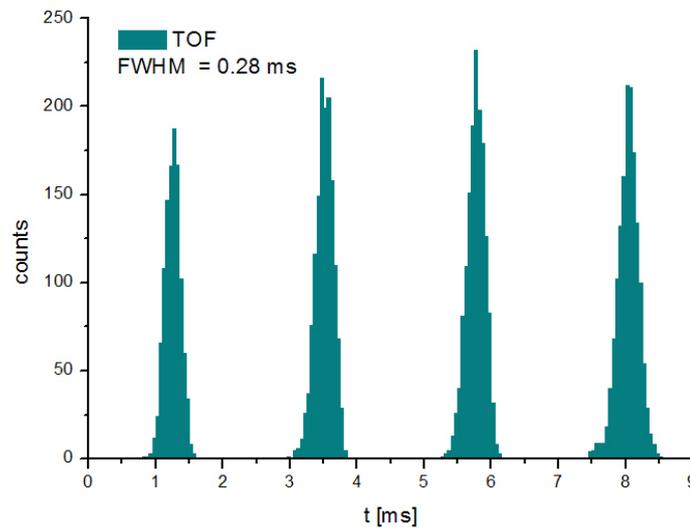


Abbildung 7.16: Zeitspektrum für eine Umdrehung des PST.

Der Abstand zwischen den 4 Pulsen (Abb 7.16) beträgt 2.27 ms. Die Breite (FWHM) eines Pulses beträgt  $\Delta t = 0.28 \pm 0.05$  ms.

### 7.5.3 Einfluss des Neigungswinkels des Kristalls

Es wurde eine Simulationsreihe durchgeführt, bei der der Parameter  $\alpha$  variiert wurde. Wellenlängenverteilung, horizontale und vertikale Divergenz des transformierten Strahls wurden betrachtet.

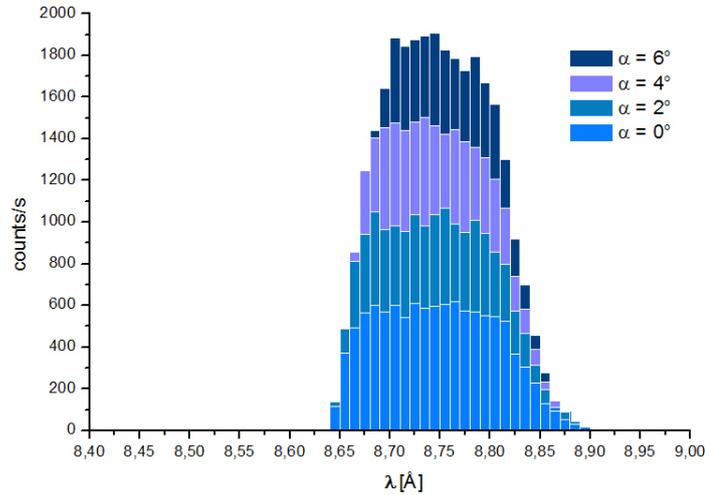


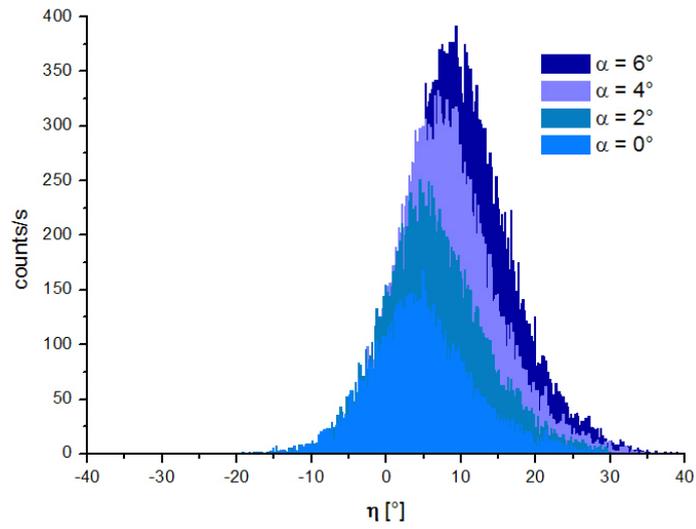
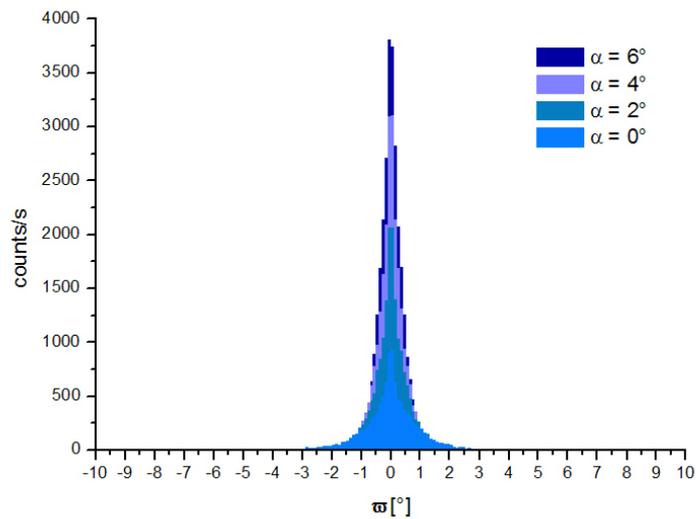
Abbildung 7.17: Wellenlängenverteilung für verschiedene Kristallwinkel  $\alpha$ .

Deutlich zu sehen ist der Intensitätsgewinn (Abb 7.17) bei größeren Winkeln. Die Breite der Wellenlängenverteilung (FWHM) wird hier sogar für größere Winkel geringer. Bei  $\alpha = 0^\circ$  beträgt  $\Delta\lambda = 0.19 \text{ \AA}$ , bei  $\alpha = 6^\circ$   $\Delta\lambda = 0.15 \text{ \AA}$  (Tab 7.5). Der Unterschied zu den Testsimulationen liegt darin, dass nun die Befüllung von der Seite her durchgeführt wird. Dadurch wird mit größerem  $\alpha$  die Geschwindigkeitskomponente in x-Richtung besser kompensiert. Dies führt zu einer höheren Akzeptanz und zu einem geringeren Wellenlängenunterschied der reflektierten Neutronen. Man erkennt bei größeren Winkeln eine leichte Verschiebung zu kleineren Wellenlängen.

Auch bei der vertikalen Divergenz  $\omega$  (Abb 7.18, 7.19) liefert ein größerer Winkel bessere Ergebnisse (Tab 7.5). Dies ist damit zu erklären, dass bei größerem  $\alpha$  auch schnellere Neutronen reflektiert werden können und somit durch die größere  $v_y$ -Komponente zu

Tabelle 7.5: Wellenlängenverteilung (FWHM), horizontale und vertikale Divergenz (FWHM) für verschiedene Kristallwinkel  $\alpha$ .

$\alpha$ [°]	$\Delta\lambda$ [Å]	$\Delta\lambda$ [Å]	$\eta$ [°]	$\omega$ [°]
0	8.75	0.19	13.9	1.2
2	8.75	0.17	14.2	0.8
4	8.75	0.16	14.3	0.7
6	8.75	0.15	14.5	0.6

Abbildung 7.18: Horizontale Divergenz für verschiedene Kristallwinkel  $\alpha$ .Abbildung 7.19: Vertikale Divergenz für verschiedene Kristallwinkel  $\alpha$ .

einer geringeren Divergenz beitragen. Dies sind Ergebnisse, die sich durch die spezielle Anpassung und Geometrie des Experiments ergeben.

#### 7.5.4 Abschätzung der Performance des PST

Auch hier wird, wie beim Doppellenker, nur ein kleiner Teil der Neutronen von den Kristallen getroffen. So haben bei 2 Kristallen überhaupt nur ca 40% der Neutronen die Chance reflektiert zu werden. Davon erfüllen dann 5.6% die Bedingungen für die Reflexion. Am Ende werden also nur ca 1.2% der eingehenden Neutronen transformiert. Bei 4 Kristallen werden schon ca 55% der UCN getroffen und somit ist eine Gesamteffizienz<sup>15</sup> von 3.1% bei  $\alpha = 0^\circ$  bzw 7.6% bei  $\alpha = 6^\circ$  zu erreichen. Das bedeutet, dass eine große Effizienzsteigerung erzielt werden kann, wenn man die UCN in einer UCN-Flasche speichern könnte und der PST sie aus dieser "herausschaufelt". Somit gäbe man ihnen eine höhere Chance von den Kristallen getroffen bzw reflektiert zu werden.

---

<sup>15</sup>Siehe Gl 8.2.

Bisher wurde von der theoretischen Phasenraumdichte ausgegangen. In Wirklichkeit wird diese Phasenraumdichte jedoch durch Verluste (= stochastische Prozesse!) verringert. Es ist daher sinnvoll eine effektive Phasenraumdichte zu definieren.

Die Verluste lassen sich durch zwei Verlustfaktoren ausdrücken:  $\varepsilon_q$ , die Quellenverluste und  $\varepsilon_{pst}$ , die Transformationsverluste.

$$n_{eff} = \varepsilon_q \varepsilon_{pst} n \quad (8.1)$$

Die Quellenverluste sind durch die Eigenschaften der entsprechenden UCN-Quelle vorgegeben. Hier werden alle Verluste berücksichtigt, die bis zur Transformation auftreten. Diese sollen hier iA nicht weiter behandelt werden, da sie mit den Eigenschaften der entsprechenden UCN-Quellen zusammenhängen.

### 8.1 Transformationsverluste

Die Transformationsverluste konnten aus den Monte-Carlo Simulationen<sup>1</sup> bestimmt werden. Der PST kann hierbei als eine "Blackbox" betrachtet werden bei der eine Anzahl UCN hineinfliegt und eine Anzahl an transformierten CN hinausfliegt. Somit lässt sich die Transformationseffizienz  $\varepsilon_{pst}$  definieren durch:

$$\varepsilon_{pst} = \frac{\Phi_{CN}}{\Phi_{UCN}}. \quad (8.2)$$

Bei der eigentlichen Transformation können zwei Hauptfaktoren unterschieden werden: Zum einen passieren die UCN das Transformationsvolumen ohne von einem Kristall getroffen zu werden, oder aber sie werden getroffen, dann aber nicht reflektiert.

---

<sup>1</sup>Siehe Kap 7.

### 8.1.1 Geometrische Verluste

Durch die Drehbewegung des Rotors kommt es zu Auffächerung des Strahls. Somit wird ein Teil der Neutronen unter sehr extremen Winkel abgestrahlt. Diese haben dann nur eine geringe Chance detektiert zu werden. Mit der Verwendung von Spacewindow-Modulen bei der MC-Simulation kann hier ein Intensitätsverlust von 15 - 20% für einen Detektor in 60 cm Entfernung vom PST angegeben werden.

### 8.1.2 Reflexionsvermögen

Naturgemäß reflektieren die Kristalle, welche für die Transformation benützt werden, nicht zu 100%. Das Reflexionsvermögen geht aber linear in die Gesamtperformance ein. 70 - 80% sind realistische Werte<sup>2</sup> für das Reflexionsvermögen von i-HOPG.

## 8.2 Abschätzung für das PST-Experiment

Bei dem geplanten Experiment wird von einem einfachen Modell ausgegangen: Jedes Neutron verlässt den UCN-Leiter und durchquert das Transformationsvolumen genau einmal. Sollte das Neutron nicht transformiert werden, so gilt es als verloren. Daher brauchen hier Verluste die durch sog "wall collisions", also die Streuung oder Absorption am UCN-Speicherbehälter, nicht berücksichtigt werden. In weiteren, verbesserten Experimenten wird dies aber ein wesentlicher Punkt zur Optimierung sein.

Aus Sicherheitsgründen muss das Vakuum der Steyerl-Turbine ( $10^{-6}$  mbar) von dem der Schleuderkammer durch eine 0.25 mm dünne Aluminiumfolie (Al 99.99 %) getrennt werden. Diese Folie absorbiert ca 4 % der UCN, vorwiegend aus dem niederenergetischen Teil  $v < 5$  m/s des Spektrums.

Die Neutronen müssen bevor sie vom Kristall getroffen werden, die Kassetten durchdringen. Daher wurde die Wand an der Vorderseite nur 2 mm dick ausgeführt. Man beachte, dass die Neutronen sowohl beim Eintreten als auch beim Austreten die Relativgeschwindigkeit  $v_k + v_{UCN}$  besitzen und daher nur eine geringe Wahrscheinlichkeit für die Absorption im Aluminium besteht. Daher kann der daraus resultierende Verlust mit  $< 1\%$  abgeschätzt werden.

### 8.2.1 Restgas

Dieser Bereich berührt gewissermaßen auch die Transformation. Solange das Neutron noch ultra-kalt ist, sind die Wirkungsquerschnitte für Absorption und Streuung bedingt durch die geringe Geschwindigkeit, sehr hoch. Für die Abschätzung des Einflusses des Restgases (Luft) kann die mittlere freie Weglänge  $L$  des Neutrons herangezogen werden

---

<sup>2</sup>Siehe Kap 9.1.3.

(vgl [99]).

$$L = \frac{1}{\varrho \sigma_t} \quad (8.3)$$

Hierbei ist  $\varrho$  die Teilchendichte und  $\sigma_t$  der Wirkungsquerschnitt. Dieser setzt sich aus den einzelnen Absorptions- ( $\sigma_a$ ) und Streuwirkungsquerschnitten ( $\sigma_s$ ) der in der Luft enthaltenen Gase zusammen.

$$\sigma_t = \sigma_s + \sigma_a \quad (8.4)$$

Ein Blick auf eine Streulängentabelle zB [3] zeigt, dass Stickstoff (ca 78 vol% der Luft) den höchsten Absorptionsquerschnitt ( $\sigma_a = 1.9 \text{ barn}$ )<sup>3</sup> besitzt. So ergibt sich für 1 mbar ( $\varrho \approx 10^{22} \text{ m}^{-3}$ ) eine freie Weglänge von  $L \approx 1.6 \text{ km}$ .

Dieses Ergebnis mag verblüffend erscheinen, da so gut wie alle UCN-Experimente im Hochvakuum durchgeführt werden. Dies hängt aber hauptsächlich damit zusammen, dass bei Speicherexperimenten die Oberflächen des UCN-Behälters frei von  $H_2$  und  $H_2O$  sein müssen [43]. Wenn also keine Reflexion der UCN von den Behälterwänden berücksichtigt werden braucht, so liegt der Intensitätsverlust durch das Restgas bei  $p < 1 \text{ mbar}$  unter 1%. Sobald die Neutronen einmal kalte bzw thermische Geschwindigkeiten erreicht haben spielt die Absorption bzw Streuung am Restgas schon gar keine Rolle mehr.

Unter Berücksichtigung aller Faktoren lässt sich somit eine Transformationseffizienz von  $\varepsilon_{pst} \approx 3 - 7\%$  angeben. Bei einem integrierten Eingangfluss von  $\Phi_{UCN} \approx 6.6 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$  [56] kann also ein Ausgangsfluss von  $\Phi_{CN} \approx 2000 \text{ s}^{-1}$  erwartet werden. Dies sollte ausreichen um eine Strahlcharakterisierung durchführen zu können.

---

<sup>3</sup>Die tabellierten Werte sind auf thermische Neutronen ( $v = 2200 \text{ m/s}$ ) bezogen und müssen daher über  $1/v$ -Beziehung auf UCN ( $v = 7.2 \text{ m/s}$ ) umgerechnet werden.

Teil II

Experimenteller Teil

## 9.1 Herstellung des i-HOPG

### 9.1.1 Charakterisierung der HOPG Kristalle

Es gibt derzeit 4 Hersteller von HOPG (highly oriented pyrolytic graphite): Optigraph<sup>1</sup>, Momentive Performance Materials<sup>2</sup>, Panasonic<sup>3</sup> und SPI Supplies<sup>4</sup>. Für unsere ersten Versuche verwendeten wir Proben von den ersten drei Herstellern bzw Proben unbekannter Herkunft<sup>5</sup>

Als erstes konnte Panasonic als Zulieferer für Ausgangsmaterial zum Interkalieren ausgeschieden werden. Alle interkalierten Proben zerfielen in dünne Plättchen. Dies ist auf den Produktionsprozess zurückzuführen, bei dem dünne Lagen aus Polycarbonat bei hohem Druck und hoher Temperatur gesintert werden.<sup>6</sup>

Optigraph und Momentive benützen nach unserem Wissensstand ähnliche Produktionsverfahren, bei denen pyrolytisches Graphitpulver bei hohem Druck und hoher Temperatur epitaktisch gewachsen werden. Qualitativ konnten wir kaum Unterschiede feststellen. Aufgrund der kürzeren Lieferzeiten wurden zuerst 2 teurere Kristalle (HOPG 50mm x 50mm x 2mm, mosaic spread  $[3.5\pm 0.5]^\circ$ ) bei Optigraph und weitere 2 Kristalle (HOPG 50mm x 50mm x 2mm, grade ZYH, flat, mosaic spread  $[3.5\pm 1.5]^\circ$ )<sup>7</sup> bei Momentive bestellt. Optigraph versieht seine Produkte nicht mit Seriennummern. Daher

---

<sup>1</sup>[www.optigraph.fta-berlin.de](http://www.optigraph.fta-berlin.de)

<sup>2</sup>[www.momentive.com](http://www.momentive.com)

<sup>3</sup>Keine Produktseite vorhanden; Kontakt über [matsumotos@us.panasonic.com](mailto:matsumotos@us.panasonic.com)

<sup>4</sup>[www.2spi.com](http://www.2spi.com)

<sup>5</sup>Es handelte sich hierbei wahrscheinlich um Proben von Union Carbide.

<sup>6</sup>Information Panasonic.

<sup>7</sup>Die vom Hersteller gemachten Angaben beziehen sich auf eine, wie sich zeigen sollte, nicht sehr verlässliche Messung mit Röntgenstrahlen.

wurden die Kristalle einfach durchnummeriert. Momentive weist hingegen jedem produzierten Kristall eine eindeutige Seriennummer zu. Diese wurde auch verwendet um die Kristalle in weiterer Folge zu bezeichnen. Während Optigraph so freundlich war, gleich 5 Kristalle zu liefern, von denen ich mir 2 aussuchen konnte, schickte Momentive zuerst 2 unbrauchbare Kristalle. Dann nochmals 2 Kristalle, von denen wiederum einer unbrauchbar war<sup>8</sup>. Schließlich wurde noch ein Kristall nachgeliefert.

Die quadratischen Proben (50 x 50 x 2-3 mm) wurden am T13A, ein thermisches Testinstrument (2-Achsendiffraktometer) charakterisiert. Da die Gitterkonstante von Graphit hinreichend bekannt ist ( $d = 3.35 \text{ \AA}$ ), wurden Rocking-Kurven am ersten bzw zweiten Reflex (002) aufgenommen. Die Halbwertsbreite dieser Kurven (FWHM) ergibt die Mosaikbreite (M). Da die Winkelverteilung der einzelnen Mosaikkristalle gaußförmig ist [71, 100], wurden die Rocking-Kurven mit einer Gaußkurve gefittet. Die Formel für die Fitkurve lautet:

$$y = y_0 + \frac{A}{\omega\sqrt{\pi/2}} \exp\left(-2\frac{x-x_c}{\omega}\right)^2 \quad (9.1)$$

Durch Vergleich der Werte für von  $y$  und  $1/2y$  erhält man

$$\frac{1}{2} = \exp\left(-\frac{x_0^2}{2\tau^2}\right) \quad (9.2)$$

$$\ln 2 = -\frac{x_0^2}{\tau^2} \quad (9.3)$$

$$(2 \ln 2)^{1/2}\tau = x_0 \quad (9.4)$$

$$1.18\tau = x_0 \quad (9.5)$$

und mit  $x_0 = \frac{\text{FWHM}}{2}$ , sowie  $\omega = 2\tau$  folgt

$$\omega = \frac{\text{FWHM}}{1.18} \quad (9.6)$$

Das heißt, dass  $\omega$  mit 1.18 multipliziert werden muss um die Halbwertsbreite (FWHM) zu erhalten.

Zur Überprüfung der Isotropie und der Homogenität der Mosaikbreite wurde der Kristall zuerst an einer willkürlich gewählten Seite gemessen (M1), dann um  $90^\circ$  gedreht (M2). Nun wurde die Rückseite gemessen (M3) und wiederum um  $90^\circ$  gedreht (M4).

Die Größe des Fehlers von M stammt nicht aus der Güte des Fits ( $\chi^2$ ), sondern wurde aus der Reproduzierbarkeit der Messkurven abgeleitet. Es wurden die Kristalle ausgewählt, die am besten den gewünschten Werten für die Mosaikbreite ( $M \approx 3 - 5^\circ$ )

---

<sup>8</sup>Siehe unten.

Tabelle 9.1: Parameterwerte der Messungen an T13A.

$$\begin{aligned} \lambda &= 1.78 \text{ \AA} \\ Dia_h &= 30 \text{ mm} \\ Dia_v &= 30 \text{ mm} \end{aligned}$$

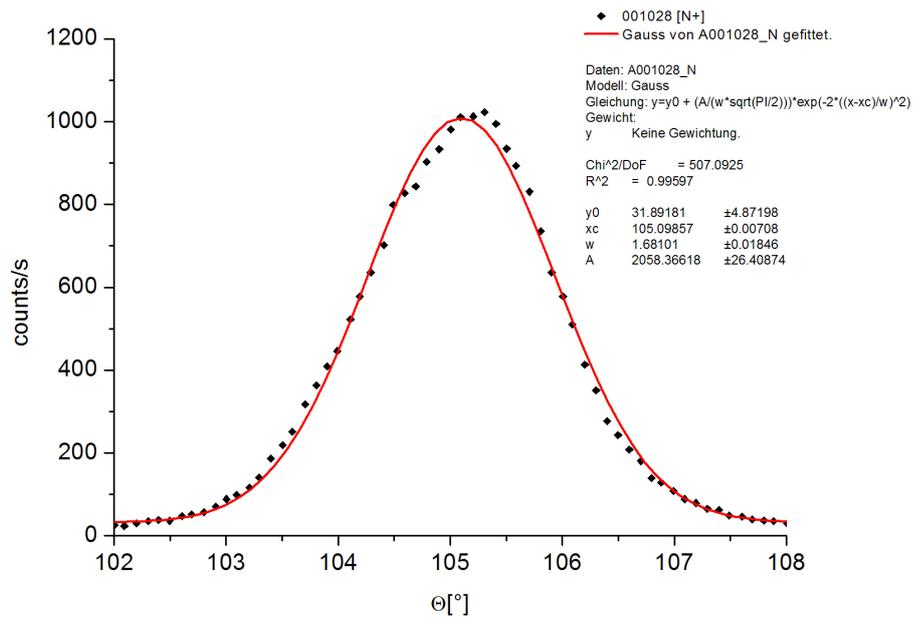


Abbildung 9.1: Typische Rocking-Kurve (Hier für OG001a).

entsprechen. Diese, gekennzeichnet durch Fettdruck in der Tabelle, sind: OG003, OG005, MP41317, MP41597. Die Messkurven der ausgewählten Kristalle finden sich im Anhang B.

Tabelle 9.2: Kristalle geliefert von Optigraph:

Bezeichnung	b [mm]	h [mm]	d [mm]	M1 [°]	M2 [°]	M3 [°]	M4 [°]
OG001	50.0	50.0	2.0	2.2	2.2	1.8	1.7
OG002	50.0	50.0	2.1	2.2	2.1	2.7	2.5
<b>OG003</b>	50.5	50.3	2.4	4.1	4.1	4.6	4.5
OG004	50.4	50.0	2.1	1.5	-	-	-
<b>OG005</b>	50.4	50.1	2.6	3.9	3.8	3.3	3.4

Tabelle 9.3: Kristalle geliefert von Momentive:

Bezeichnung	b [mm]	h [mm]	d [mm]	M1 [°]	M2 [°]	M3 [°]	M4 [°]
MP40789	50.0	50.0	2.0	1.4	1.4	1.5	1.5
MP40814	50.0	50.0	2.0	1.8	1.8	1.7	1.7
<b>MP41317</b>	50.0	50.0	2.0	5.1	5.9	6.0	5.2
MP41315	50.0	50.0	2.0	>8	>8	>8	>8
<b>MP41597</b>	50.1	50.0	2.0	3.1	3.2	3.3	3.5

Tabelle 9.4: Fehler Bilanz der Charakterisierung

$$\begin{aligned}\Delta\lambda &= 0.02 \text{ \AA} \\ \Delta M &= 0.2^\circ \\ Dia_v &= 30 \text{ mm}\end{aligned}$$

### 9.1.2 Interkalation

Es wurde die 2-Zonen-Dampfphasen-Methode<sup>9</sup> nach Herold [53] angewendet. Das Zellen-  
design wurde empirisch entwickelt. Schließlich wurde eine Form ähnlich der von Hérold  
gewählt. Eine genaue Zeichnung<sup>10</sup> findet sich im Anhang A3. Dieses Design bietet einen  
guten Kompromiss aus erreichbarem Temperaturgradient und ausreichender Beweglich-  
keit (kurzer Transportweg) des Kaliumdampfes. Die Interkalationszelle wurde aus Boro-  
silikatglas gefertigt.

Da die maximale Kristallgröße für die Interkalation bei ca 70 x 30 x 3 mm liegt,  
wurden die ursprünglichen 50 x 50 mm messenden Kristalle halbiert. Eine Hälfte wird  
mit "a" (zB MP41317a), die andere mit "b" bezeichnet. Geplant war, die beiden Stücke  
nach der Interkalation wieder zu einem exakt 50 x 50 mm messenden Kristall zusammen-  
setzen zu können. Aufgrund das geänderten Experiments<sup>11</sup> wurden dann die halbierten  
Kristalle (50 x 25 mm) verwendet.

Die HOPG Kristalle wurden zur Reinigung "gecleaved". Das bedeutet, die oberste  
Graphenlage wurde mit einem Klebeband abgezogen. Dies muss an allen Seiten des Kris-  
talls vollzogen werden. Dadurch entsteht eine saubere Oberfläche, frei von oberflächli-  
chen Verschmutzungen (zB Fett) und Einlagerungen (zB Sauerstoff). Gleich im Anschluss  
daran wurden die Kristalle in die Glaszellen geladen und diese zeitnah evakuiert. Hiebei  
wurde nur kurz auf einen Enddruck von ca  $10^{-4}$  mbar gepumpt. Dies ist ausreichend  
um die durch den Glasbläser eingebrachte Feuchtigkeit zu entfernen. In einem weiteren  
Pumpvorgang wurden dann die Zellen bei einer Temperatur von ca 200° C mittels eines  
Heizbandes ca 48 h ausgeheizt. Der Enddruck betrug schließlich ca  $10^{-6}$  mbar.

<sup>9</sup>Siehe Kap 5.3.3.

<sup>10</sup>CAD-Modell siehe Abb 5.2.

<sup>11</sup>Siehe Kap 6.3.

Mit dem Magneten wurde nun die Kaliumampulle (1 g)<sup>12</sup> aufgeschlagen und mit einer Heißluftpistole soweit erhitzt, dass sich das Kalium verflüssigte. Durch Klopfen und Schütteln wurde das flüssige Kalium in die Kaliumkammer der Zelle transferiert. An dieser Stelle muss darauf hingewiesen werden, dass bei diesem Transferprozess unterschiedlich viel Kalium in der Ampulle bzw dem Verbindungsrohr zurückbleibt. Dies kann bei sehr knapper Berechnung des Graphit/Kaliumverhältnisses zu einem Mangel an Kalium führen. In diesem Fall ist die gewünschte Stage möglicherweise nicht zu 100% zu erreichen. Daher wurde nach den ersten 4 Kristallen (alle Optigraph) das Design des Füllstutzens verbessert.

Als letzter Schritt wird der Füllstutzen (inkl Ventil und Flansch) abgeschmolzen. Dabei bleibt das Vakuum in der Zelle erhalten; ebenso im Füllstutzen.

Nun wurden Temperaturfühler<sup>13</sup> an den Zellen angebracht und diese in einen 3-Zonen-Rohrofen geladen. Typische Temperaturkurven während der verschiedenen Phasen der Interkalation sind unten zu finden.

So gut wie kein Kristall wurde gleich interkaliert. Dies ist zum einen mit den wechselnden Gegebenheiten (Verfügbarkeit der Öfen, Reproduzierbarkeit der Position und Temperatur im Ofen, etc), zum anderen damit zu begründen, dass die Herstellung der PST-Kristalle noch in die Versuchsphase des Interkalationsprojekts am ILL fiel. Daher werde ich nun im Folgenden über die Herstellung jedes einzelnen Kristalls gesondert berichten.

#### OG005a

Es wurde die stöchiometrische Methode<sup>14</sup> versucht: Ein Kristall der Dimension 50 x 25 x 2 mm besitzt eine Masse von 5.6 g. Dh, gemäß Stöchiometrie sollten 0.77 g Kalium ausreichen um 100% Stage-2 ( $KC_{24}$ ) zu erzeugen. Daher wurde eine 1 g Ampulle verwendet. Die Temperatur Differenz wurde zur Beschleunigung des Verfahrens gering ( $\Delta T = 30^\circ C$ ) gewählt.

Die Kaliumtemperatur ( $T_K$ ) sollte  $270^\circ C$ , die Graphittemperatur ( $T_C$ ) sollte  $300^\circ C$  betragen. Die Zelle wurde in einen 3-Zonen-Rohrofen<sup>15</sup> geladen. Dabei wurde das Mittelrohr mit Aluminiumoxidwolle so umwickelt, dass zwischen der Kaliumseite und der Graphitseite der Zelle keine Konvektion im Ofen stattfinden kann.

Nach ca 12 h war die Temperatur<sup>16</sup> auf  $T_K 272 \pm 2^\circ C$  und ( $T_C$ )  $301 \pm 2^\circ C$  stabilisiert. Insgesamt wurde der Kristall 66 h bei diesen Temperaturen interkaliert. Dann

<sup>12</sup>Alpha Aesar, Potassium, solid, 99.95% (metals basis), sealed under Argon, product#: 10299. <http://www.alfa-chemcat.com/>

<sup>13</sup>NI E-type PN:745690-E002; ausgelesen mittels National Instruments NI USB-9211A PN: 779436-01 an Windows PC (Hardware) und NI VI Logger Lite (Software). [www.ni.com](http://www.ni.com) .

<sup>14</sup>Es handelt sich hierbei um eine selbstentwickelte Variante der 2-Phasen-Dampf-Interkalation.

<sup>15</sup>Carbolite TZF 12/65/550; [www.carbolite.com](http://www.carbolite.com) .

<sup>16</sup>Der angegeben Fehler  $\pm 2^\circ C$  bezieht sich auf die Messgenauigkeit des Systems. Wenn der Ofen einmal korrekt eingestellt war, blieb die Temperatur innerhalb der Messgenauigkeit konstant.

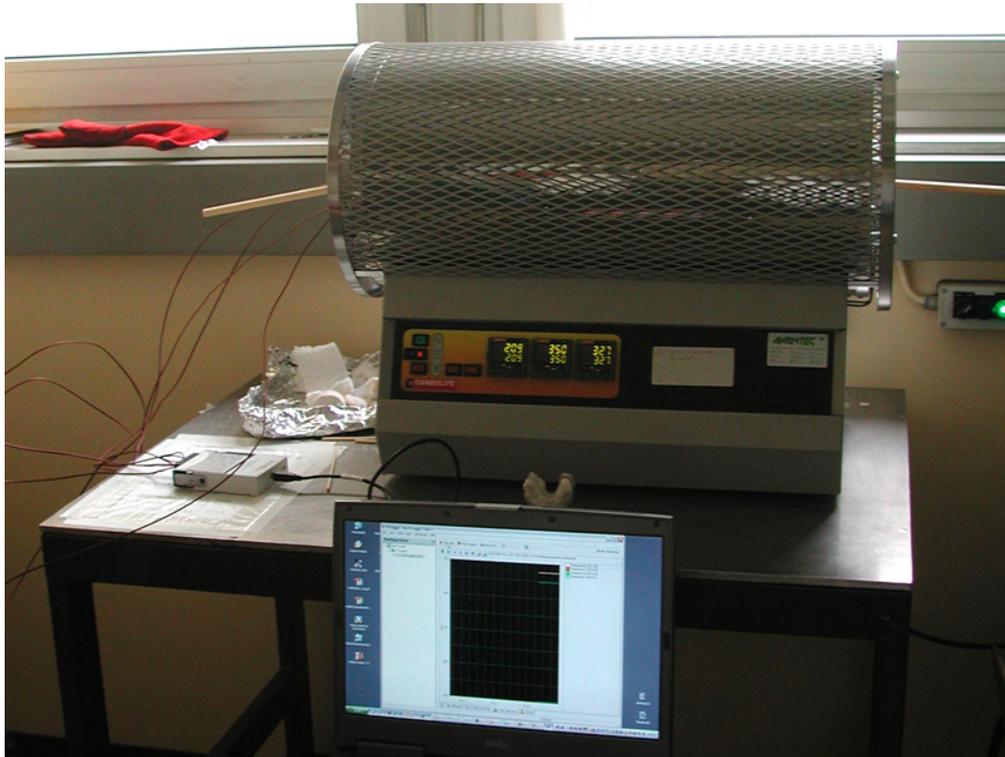


Abbildung 9.2: 3-Zonen-Rohröfen mit externem Temperaturmesssystem.

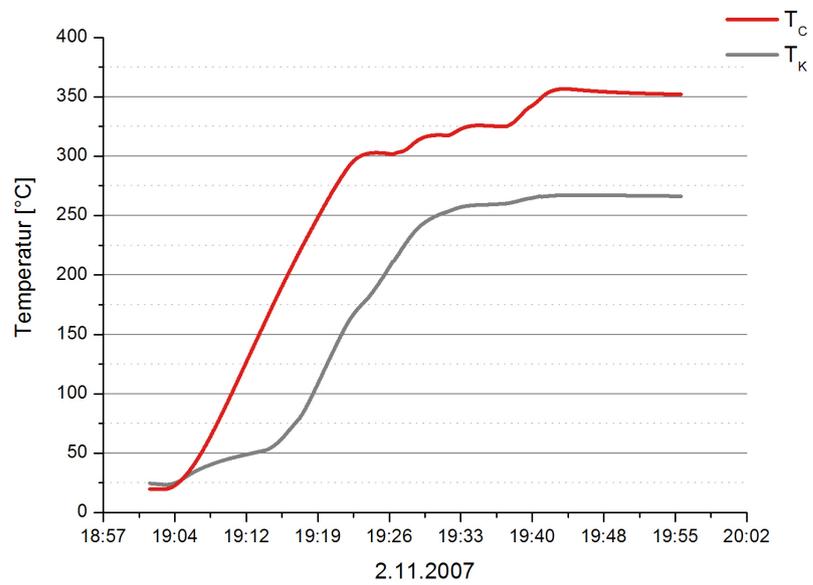


Abbildung 9.3: Typische Temperaturkurve während der Aufheizphase.

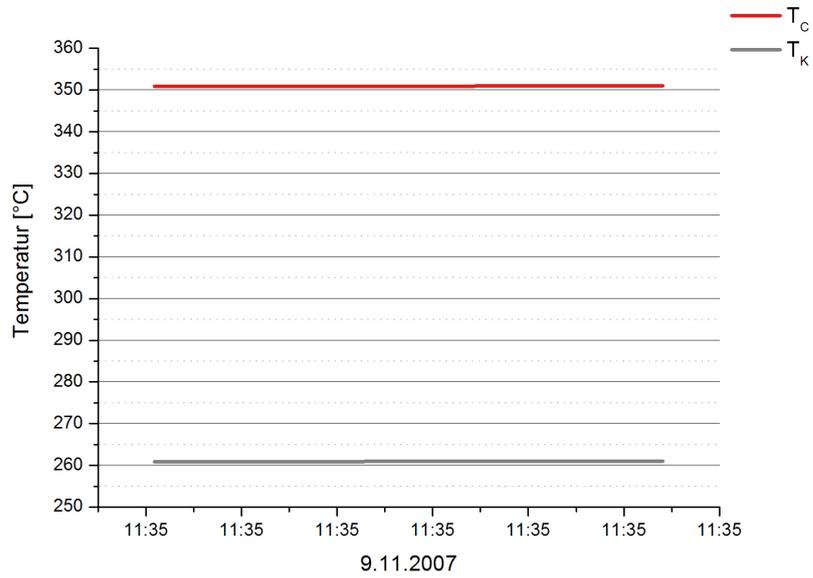


Abbildung 9.4: Typische Temperaturkurve während der Temperaturhaltung.

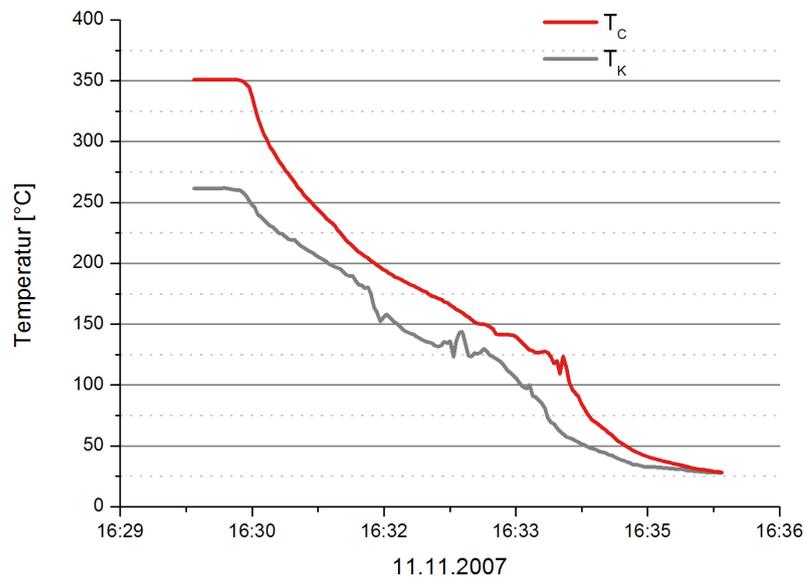


Abbildung 9.5: Typische Temperaturkurve während der Abkühlphase.

wurde der Kristall schrittweise aus dem Ofen genommen, wobei die Graphitseite noch solange im Ofen verblieb, bis die Kaliumseite auf ca 60° C abgekühlt war. Dies sollte ein Kondensieren des Kaliumdampfes am Kristall verhindern.

Der Kristall war durch und durch blau und hat deutlich an Dicke zugenommen. Es waren in der Zelle keine Kaliumreste mehr zu erkennen. Der Kristall wurde nun am T13A vermessen.<sup>17</sup>

#### *OG005b*

Der Kristall OG005b sollte analog dem Kristall OG005a hergestellt werden. Es wurde jedoch überprüft, ob bereits nach kürzerer Zeit ein zufrieden stellendes Ergebnis erzielt werden kann. Die Kaliumtemperatur ( $T_K$ ) sollte wiederum 270° C, die Graphittemperatur ( $T_C$ ) sollte 300° C betragen. Nach ca 2 Std war die Temperatur auf  $T_K$   $272\pm 2^\circ$  C und ( $T_C$ )  $300\pm 2^\circ$  C stabilisiert. Nach 24 Std wurde eine optische Kontrolle durchgeführt. Es war noch reichlich Kalium vorhanden und daher wurde weitere 20 Std bei unveränderter Temperatur interkaliert. Der Kristall war nun oberflächlich blau, nur zur Kaliumseite hin golden. Ein deutliches Aufblättern der Graphenlagen des Kristalls war zu beobachten.

Nach insgesamt 66 Std wurde auch hier die Interkalation beendet. Der Kristall war nicht ganz durch und durch blau. Es waren in der Zelle keine Kaliumreste mehr zu erkennen. Der Kristall wurde nun am T13A vermessen.<sup>18</sup> Obwohl das Ergebnis nicht ganz zufrieden stellend war, wurde auf eine weitere Interkalation verzichtet. Zum einen war in der Zelle kein Kalium mehr vorhanden, zum anderen könnte eine eventuelle Verbesserung in einer vernünftigen Zeit nicht mehr festgestellt werden, da zu diesem Zeitpunkt der Reaktor des ILL für einen längeren Zeitraum planmäßig heruntergefahren wurde.

#### *OG003a*

Auch der Kristall OG003a sollte analog dem Kristall OG005a hergestellt werden. Die Kaliumtemperatur ( $T_K$ ) sollte wiederum 270° C, die Graphittemperatur ( $T_C$ ) sollte 300° C betragen. Nach ca 2 Std war die Temperatur auf  $T_K$   $272\pm 2^\circ$  C und ( $T_C$ )  $300\pm 2^\circ$  C stabilisiert. Nach ca 40 Std war die Temperatur auf  $T_K$   $272\pm 2^\circ$  C und ( $T_C$ )  $296\pm 2^\circ$  C gefallen und musste nachkorrigiert werden.

Nach insgesamt 212 Stunden wurde die Zelle nach dem bewährten Prinzip<sup>19</sup> aus dem Ofen genommen. Der Kristall war durch und durch blau, stellenweise an der Oberfläche golden. Es waren in der Zelle keine Kaliumreste mehr zu erkennen. Der Kristall wurde am T13A vermessen.<sup>20</sup>

---

<sup>17</sup>Siehe Kap 9.1.3.

<sup>18</sup>Siehe Kap 9.1.3.

<sup>19</sup>Siehe oben.

<sup>20</sup>Siehe Kap 9.1.3.

*OG003b*

Da vorangegangene Versuche bessere Interkalationsergebnisse mit der Dampftransport-Methode<sup>21</sup> gebracht haben, wurde die Herstellung auf dieses Verfahren umgestellt, dh, der Temperaturgradient wurde erhöht: Die Kaliumtemperatur ( $T_K$ ) sollte nun 260° C, die Graphittemperatur ( $T_C$ ) sollte 370° C betragen. Nach ca 2 Std war die Temperatur auf  $T_K$  260±2° C und ( $T_C$ ) 370±2° C stabilisiert.

Nach insgesamt 120 Std wurde eine optische Überprüfung durchgeführt. Da der Kristall noch kaum bläulich erschien und nur wenig Kalium verbraucht worden war, wurde der Kristall wiederum in den Ofen geladen. Der Temperaturgradient wurde um 20° C verringert: Die Kaliumtemperatur ( $T_K$ ) sollte 260° C, die Graphittemperatur ( $T_C$ ) sollte nun 350° C betragen.

*MP41317*

Zwischenzeitlich wurde für das Interkalationsprojekt ein neuer Ofen angeschafft. Es handelt sich hierbei um einen Split-Horizontal-3-Zone-Furnace<sup>22</sup>. Dieser Ofen bietet den Vorteil, dass er aufklappbar ist und damit das Laden und Positionieren der Zellen sich einfacher gestaltet. Zudem ist der Innendurchmesser der Rohrs fast doppelt so groß. Damit ist es möglich mehrere Zellen nebeneinander im Ofen zu positionieren. Allerdings wurde eine falsche Steuerung (abhängige Zonen) bestellt, wodurch sich die Einstellung der Temperatur schwieriger gestaltete.

Aufgrund Zeitdrucks, aber auch aus wissenschaftlichem Interesse wurde nun versucht zwei Zellen gleichzeitig zu interkalieren. Dazu wurden jeweils 2 Temperaturfühler, einer an der Kaliumseite, der andere an der Kristallseite an jeder Zelle angebracht. Die Zellen wurden dann, Seite an Seite in den Ofen gelegt. Die beiden Zellenbereiche wurden wiederum mit Aluminiumoxidwolle getrennt.

Auch hier sollte mit der 2-Zonen-Dampftransport-Methode<sup>23</sup> gearbeitet werden. Die Kaliumtemperatur ( $T_K$ ) sollte nun 275° C, die Graphittemperatur ( $T_C$ ) sollte 350° C betragen.

Nach 143 Std wurde der Ofen geöffnet und die Zellen soweit aus dem Ofen gezogen, dass die Kaliumseite komplett außerhalb des Ofens lag. Es wurde nun gewartet bis die Kaliumtemperatur unter 60° C abgekühlt war, was nach ca 15 min eintrat.

Erstaunlicherweise zeigte ein Kristall (MP41317a) eine deutlich goldene Färbung an der Oberfläche, während der andere Kristall (MP41317b) homogen blau erschien. Da noch Kalium in den Zellen war, wurde bei den gleichen Temperaturen nochmals für weitere 20 Std interkaliert.

---

<sup>21</sup>Siehe Kap 5.3.3.

<sup>22</sup>Carbolite HZS 12/-/600; [www.carbolite.com](http://www.carbolite.com)

<sup>23</sup>Siehe Kap 5.3.3.

MP41317a wies weiterhin eine goldene Färbung auf, MP41317b war nun hingegen satt blau. Der optische Eindruck wurde von der Messung mit Neutronen bestätigt. Während MP41317a ca 30% Stage-1 und ca 70% Stage-2 aufwies, war MP41317b zu nahe 100% Stage-2. Daher wurde nun MP41317a wieder in den Ofen geladen und 21 Std weiterinterkaliert. Optisch war dennoch kein Unterschied festzustellen, dh die goldene Färbung an der Kristalloberfläche blieb. Somit konnte zumindest ausgeschlossen werden, dass der Unterschied mit Lage im Ofen in Verbindung steht.

MP41317a wurde ein letztes Mal in den Ofen geladen und weitere 38 Std bei einem größeren Temperaturgradienten ( $T_K = 260 \pm 2^\circ \text{ C}$ ,  $T_C = 351 \pm 2^\circ \text{ C}$ ) interkaliert. Die goldene Färbung nahm nun deutlich ab, war aber nicht vollständig wegzubekommen. Die Messung mit Neutronen zeigte aber, dass nun die Stage-1 Kontamination unter 10% lag.

#### *MP41597*

Wiederum wurden zwei Zellen (MP41597a und MP41597b) Seite an Seite in den Ofen geladen. Weiterhin sollte mit der 2-Zonen-Dampftransport-Methode<sup>24</sup> gearbeitet werden. Temperaturgradient blieb unverändert: Die Kaliumtemperatur ( $T_K$ ) sollte nun  $275^\circ \text{ C}$ , die Graphittemperatur ( $T_C$ ) sollte  $350^\circ \text{ C}$  betragen.

Nach 102 Stunden wurde ein Kristall (MP41597b) aus dem Ofen genommen und mit Neutronen vermessen. Der Kristall wies nur Stage-3 Peaks auf (Abb 9.9). Eigentlich eine kleine Sensation, aber in diesem Fall hatten wir nichts davon, weil wir Stage-2 erzeugen wollten.

Daher wurde der Kristall wieder in den Ofen geladen und die Graphittemperatur um  $10^\circ \text{ C}$  angehoben. Dh  $T_K = 275^\circ \text{ C}$ ,  $T_C = 360^\circ \text{ C}$ . Nach 65 Std wurden beide Kristalle aus dem Ofen genommen und gemessen. MP41597a war an der Oberfläche leicht golden, MP41597b war durchwegs bläulich.

#### *Zusammenfassung*

Es wurden 8 Kristalle hergestellt. Solange noch ausreichend Kalium in der Zelle war, wurde solange interkaliert, bis bei der Vermessung am T13A in den  $\Theta$ - $2\Theta$ -Kurven<sup>25</sup> ausschließlich Stage-2 Peaks auffindig gemacht werden konnten. Auf Grund der Genauigkeit des Instruments (Maximale Peakhöhe zu Untergrund  $\approx 10/1$ ) kann mit diesem Verfahren eine Stage-Reinheit von  $>90\%$  angegeben werden, sollten keine anderen Peaks mehr sichtbar sein. Diese maximale Reinheit wurde bei 7 Kristallen erreicht. Bei der Probe OG005b scheint beim Laden des Kaliums in die Zelle zu viel Kalium in der Ampulle verblieben zu sein. Daher war es nicht möglich einen reinen Stage-2 Kristall zu erzeugen.

---

<sup>24</sup>Siehe Kap 5.3.3.

<sup>25</sup>Siehe unten.

Die Kaliumtemperatur ( $T_K$ ) sollte nicht weniger als  $270^\circ\text{C}$  betragen. Das stöchiometrische Verfahren ist schneller, aber schwerer kontrollierbar. Die Reproduzierbarkeit ist dadurch eingeschränkt. Für die Dampftransport-Methode ist eine Interkalationsdauer von mindestens 120 Stunden zu empfehlen.

### 9.1.3 Charakterisierung der *i*-HOPG Kristalle

#### T13A

Das Instrument T13A diente während der Interkalation zur Qualitätskontrolle. Hier werden nur die endgültigen Messungen wiedergegeben. Dh nur die Kurven der Kristalle nach vollständiger Interkalation (nur Stage-2 Peaks). Eine Wiedergabe der zwischenzeitlichen Messungen während der Interkalation erschien mir nicht sinnvoll, weil es sich hierbei um schwer reproduzierbare Zwischenresultate handelte. Zu jedem Kristall wurde je eine  $\Theta$ - $2\Theta$ -Kurve (zur Bestimmung der Stages) und eine Rocking-Kurve (zur Bestimmung der horizontalen Mosaikbreite) aufgenommen.

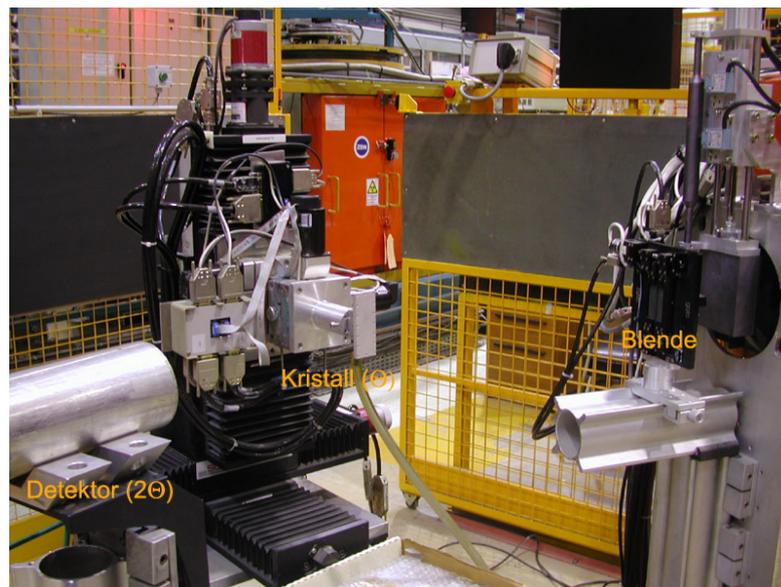


Abbildung 9.6: Vermessung eines Testkristalls am Instrument T13A.

Bei der  $\Theta$ - $2\Theta$ -Messung wird die Probe um den Winkel ( $\Theta$ ) verfahren, während der Detektor um den doppelten Winkel ( $2\Theta$ ) verfahren wird. Dabei wird nun der Reihe nach für die unterschiedlichen Ordnungen die Bragggleichung<sup>26</sup> erfüllt. Tabelle 9.5 gibt die entsprechenden Werte für die am T13A herrschenden Parameter wieder. Unterstützend dazu zeigt Grafik 9.7 die theoretischen zu erwartenden Peaks zwischen  $0$  und  $20^\circ$ .

Da sich die Kristalle bei der Messung noch in der Interkalationszelle befanden, war

<sup>26</sup>Siehe Gl 5.1.

Tabelle 9.5: Theoretische Peak-Positionen[° ] für  $\lambda = 1.78\text{\AA}$ .

n	Stage-0	Stage-1	Stage-2	Stage-3	Stage-4
d[Å] =	3.35	5.35	8.74	12.10	15.45
1	15.4	9.6	5.8	4.2	3.3
2	32.1	19.4	11.8	8.5	6.6
3	52.9	29.9	17.8	12.8	10.0
4	-	41.7	24.0	17.1	13.3
5	-	56.2	30.6	21.6	16.7
6	-	-	37.6	26.1	20.2
7	-	-	45.4	31.0	23.8
8	-	-	54.6	36.1	27.4
9	-	-	66.4	41.5	31.2
10	-	-	-	47.36	35.20

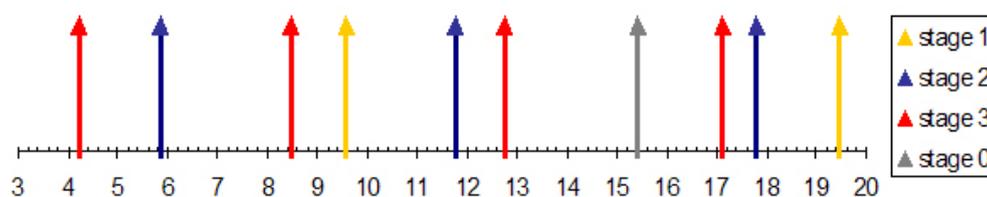


Abbildung 9.7: Diagramm zur schnellen Identifizierung der Peaks.

eine Drehung der Kristalle um deren Längsachse nicht möglich. Somit konnte auch keine vertikale Mosaikbreite bestimmt werden. Da die Interkalationszellen aus Borosilikatglas gefertigt wurden, war eine starke Absorption (durch das im Glas enthaltene Bor<sup>27</sup>) zu beobachten. Die unterschiedliche Höhe der Peaks hat keine physikalische Bedeutung, sondern ist Ergebnis der Justierung. Diese konnte immer nur auf einen Peak optimiert werden.

Tabelle 9.6: Parameter der  $\Theta$ - $2\Theta$  Messungen an T13A.

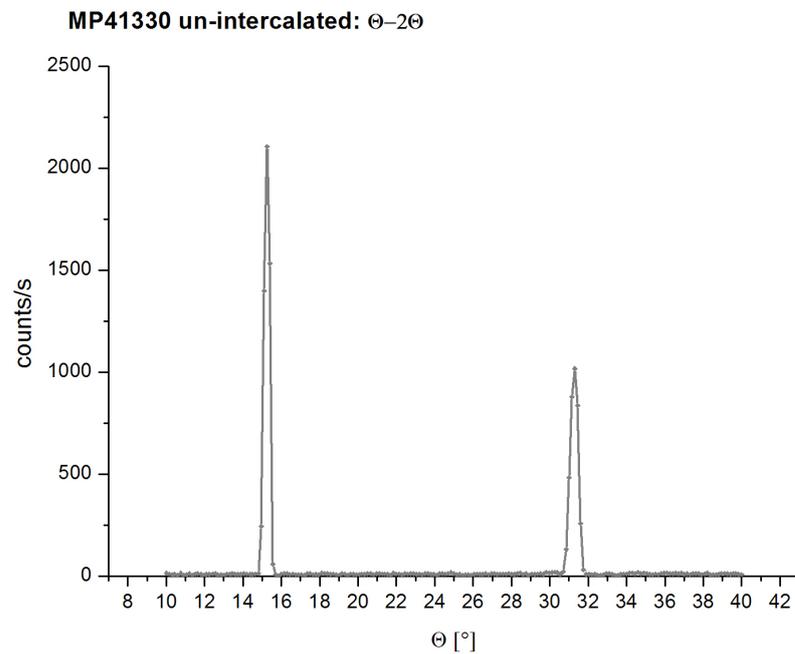
$\lambda$	=	1.78 Å
$StrahlDia_h$	=	2 mm
$StrahlDia_v$	=	50 mm
$DetektorDia_h$	=	1 mm
$DetektorDia_v$	=	50 mm

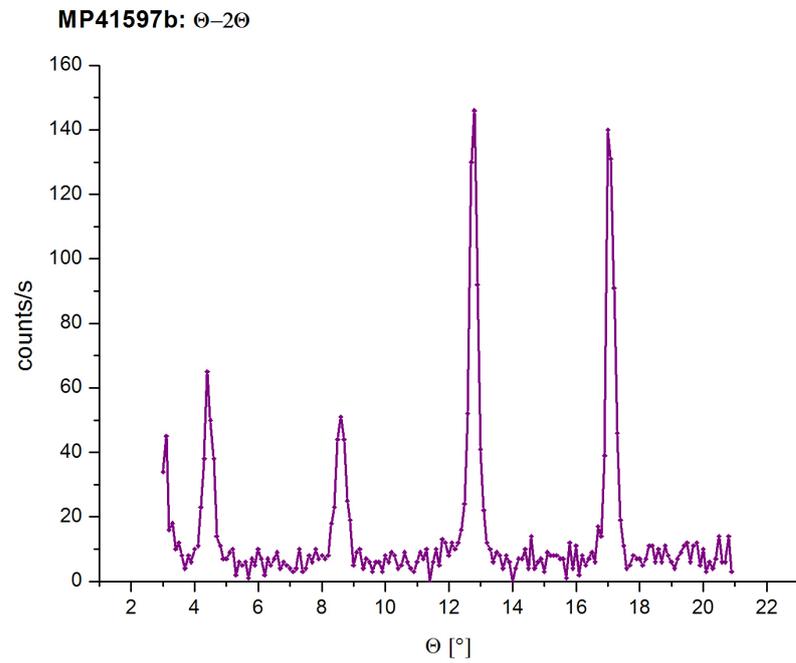
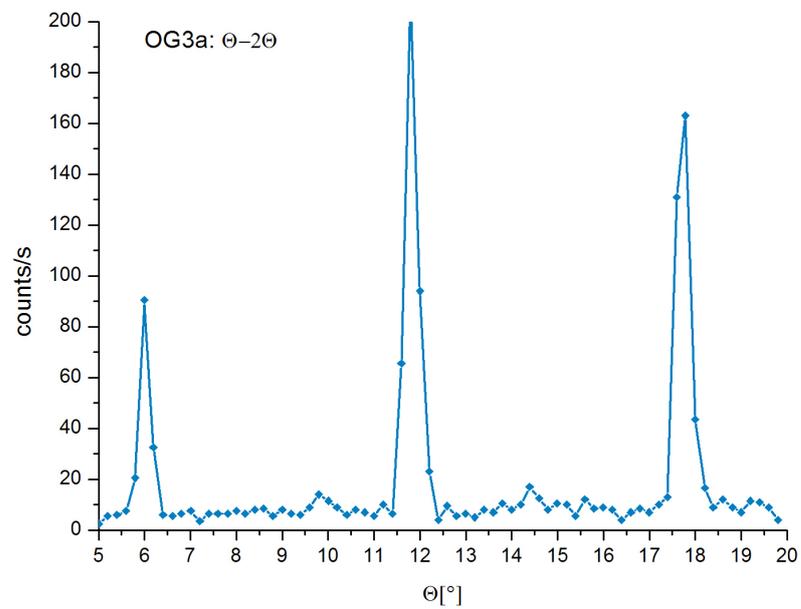
Die weiteren Messkurven finden sich im Anhang B.

<sup>27</sup>Bis 13% Boroxid ( $B_2O_3$ ) im Glas.

Tabelle 9.7: Ergebnisse der Messungen an T13A

Bezeichnung	SK [%]	$M_h$ [°]	Bemerkung
OG3a	>90 St-2	5.2	$\bar{M} = (M_{n=2} + M_{n=3})/2$
OG3b	>90 St-2	3.8	$\bar{M} = (M_{n=2} + M_{n=3})/2$
OG5a	>90 St-2	5.0	$\bar{M} = (M_{n=2} + M_{n=3})/2$
OG5b	$\approx 50$ St-2 $\approx 50$ St-3	-	M nicht bestimmbar
MP41317a	>90 St-2	6.9	$\bar{M} = (M_{n=2} + M_{n=3})/2$
MP41317b	>90 St-2	5.8	$\bar{M} = (M_{n=2} + M_{n=3})/2$
MP41597a	>90 St-2	3.2	-
MP41597b	>90 St-2	5.4	-

Abbildung 9.8:  $\Theta-2\Theta$ -Kurve vor der Interkalation. Man sieht die zwei Graphit-Peaks ( $d = 3.35 \text{ \AA}$ ). Der Kristall wurde ohne Probenhalterung gemessen.

Abbildung 9.9:  $\Theta-2\Theta$ -Kurve von MP41597 mit Stage-3 Peaks.Abbildung 9.10: Typische  $\Theta-2\Theta$ -Kurve (hier OG003a) nach erfolgreicher Interkalation.

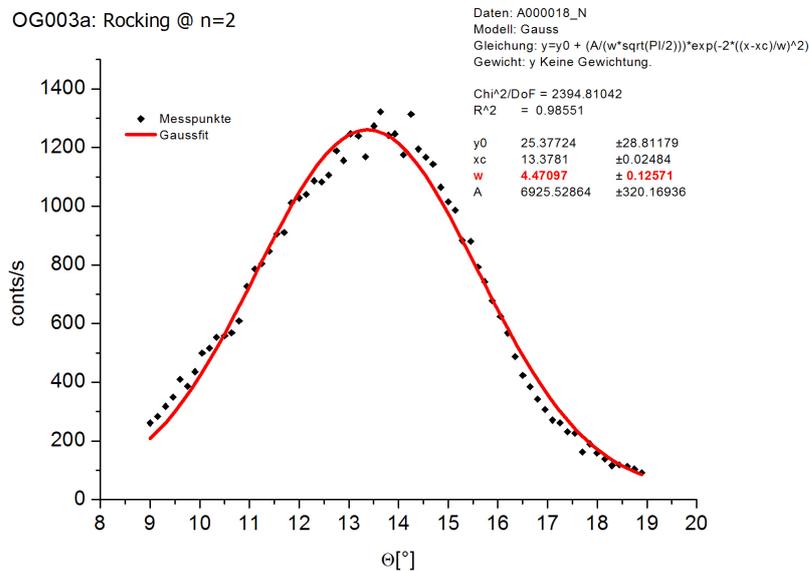


Abbildung 9.11: Typische Rocking-Kurve bei  $n=2$  von OG003a nach der Interkalation.

### IN12

Das IN12 ist ein kaltes 3-Achsen-Diffraktometer. Für die Vermessung der i-HOPG Kristalle wurde das Instrument jedoch nur als 2-Achser genutzt. Dh die 3. Achse, welche zur Wellenlängenanalyse (Energieanalyse) dient, wurde nicht verwendet. Das Instrument befindet sich 108 m von der kalten Quelle entfernt am kalten Neutronenleiter H142 des ILL. Es kommt ein HOPG Monochromator ( $d = 3.35 \text{ \AA}$ ) zum Einsatz. Die Grenzwellenlänge liegt geometriebedingt bei  $\lambda_G = 6 \text{ \AA}$ . Wegen der doppelten Krümmung des Neutronenleiters gibt es nur eine geringe  $\lambda/2$ -Kontamination für Wellenlängen unter  $4 \text{ \AA}$ . Bei größeren Wellenlängen wird ein 10 cm langer, mit flüssigem Stickstoff gekühlter, Berylliumfilter verwendet.[56]

Mittels eines Solnerkollimators, sowie einer Cd-Blende wurde der Strahl auf  $10''$  kollimiert. Dadurch ist es auch möglich, neben der Messung der Mosaikbreite und des Stagings, eine Messung des Reflexionsvermögens in Transmissionsgeometrie durchzuführen. Zeit bedingt konnten nur zwei Proben gemessen werden.

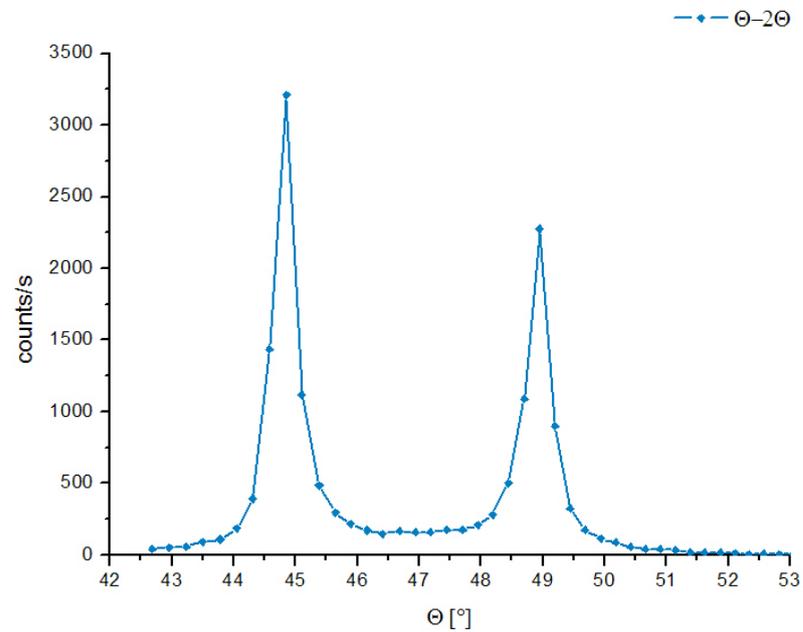
Hier nur soll beispielhaft eine  $\Theta$ - $2\Theta$ -Kurve (Abb 9.12) gezeigt werden. Diese ist besonders interessant, weil man hier neben dem Stage-2 Peak (leider) auch einen Stage-3 Peak sehen kann. Die übrigen Messkurven finden sich im Anhang B.2.2. Die Ergebnisse der Messungen an IN12 sind in Tab 9.9 zusammengefasst.

Tabelle 9.8: Parameter der Messungen an IN12

$\lambda$	=	5.9 Å
Kollimation <sub>v</sub>	=	10"
StrahlDia <sub>h</sub>	=	2 mm
StrahlDia <sub>h</sub>	=	2 mm
StrahlDia <sub>v</sub>	=	50 mm
DetektorDia <sub>h</sub>	=	1 mm
DetektorDia <sub>v</sub>	=	50 mm

Tabelle 9.9: Ergebnisse der Messungen mit IN12

#	Stages	$M_{h,6.0}$ [°]	Ref. [%]
OG005a	>90% St2	5.0	68
OG005b	60% St-2; 40% St-3	4.2	70


 Abbildung 9.12:  $\Theta-2\Theta$ -Kurve von OG005b nach der Interkalation.

*MIRA*

MIRA ist ein Reflektometer/Diffraktometer für lange Wellenlängen (8-20 Å). Es befindet sich am Neutronenleiter NL6b des Forschungsreaktors München II (FRM-II). Weitere Details finden sich auf der Webseite des Instruments<sup>28</sup>.

Das Instrument wurde zum einen wegen der verfügbaren Wellenlängen, zum anderen wegen des weiten Verfahrbereichs von Probenisch ( $\Theta$ ) und Detektor ( $2\Theta$ ) ausgewählt.

Es wurden die 8 PST-Kristalle<sup>29</sup> bei verschiedenen Wellenlängen vermessen. Dazu wurden Rocking-Kurven zur Bestimmung der Mosaikbreite (M) und inverse Rocking-Kurven zur Bestimmung des Reflexionsvermögens (peak reflectivity, R) aufgenommen. Leider konnten aus Zeitgründen nicht alle Kristalle bei verschiedenen Wellenlängen gemessen werden.

Tabelle 9.10: Staging der Kristalle

#	Bezeichnung	Stages [%]
PST1	OG5a	>90 St-2
PST2	OG5b	~ 40 St-3
PST3	OG3b	>90 St-2
PST4	OG3a	>90 St-2
PST5	MP41317a	>90 St-2
PST6	MP41317b	>90 St-2
PST7	MP41597a	>90 St-2
PST8	MP41597b	>90 St-2

Die Mosaikbreiten wurden jeweils bei der 1. Ordnung gemessen. Der Detektor ( $2\Theta$ ) wurde dabei auf die Position mit der höchsten Zählrate (des reflektierten Strahls) gestellt. Die genauen Instrumentenparameter, ebenso wie die einzelnen Messkurven finden sich im Anhang B.2.3. Die Messwerte werden in Tab 9.13 und Abb 9.14 dargestellt. Hier sei exemplarisch die Messkurve für die PST-Kristall # 1 bei  $\lambda = 8.9 \text{ \AA}$  abgebildet.

Der Fehler der Mosaikbreite ( $\Delta M$ ) ergibt sich aus:

- Fehler des Probenwinkels:  $\Delta\Theta = 0.05^\circ$
- Fehler der Wellenlänge:  $\Delta\lambda = 0.2 \text{ \AA}$
- Fehler des Fits:  $\approx 0.1^\circ$

Die Messung des Reflexionsvermögens (peak reflectivity, R) wurde in Transmissionsgeometrie durchgeführt. Dazu wurde der Detektor in einer Linie mit dem einfallenden Neutronenstrahl ausgerichtet. Zudem wurde der Strahl eng kollimiert ( $d = 2 \text{ mm}$ ). Dann

<sup>28</sup><http://www.frm2.tum.de/wissenschaft/diffraktometer/mira/index.html>

<sup>29</sup>Siehe Kap 9.10.

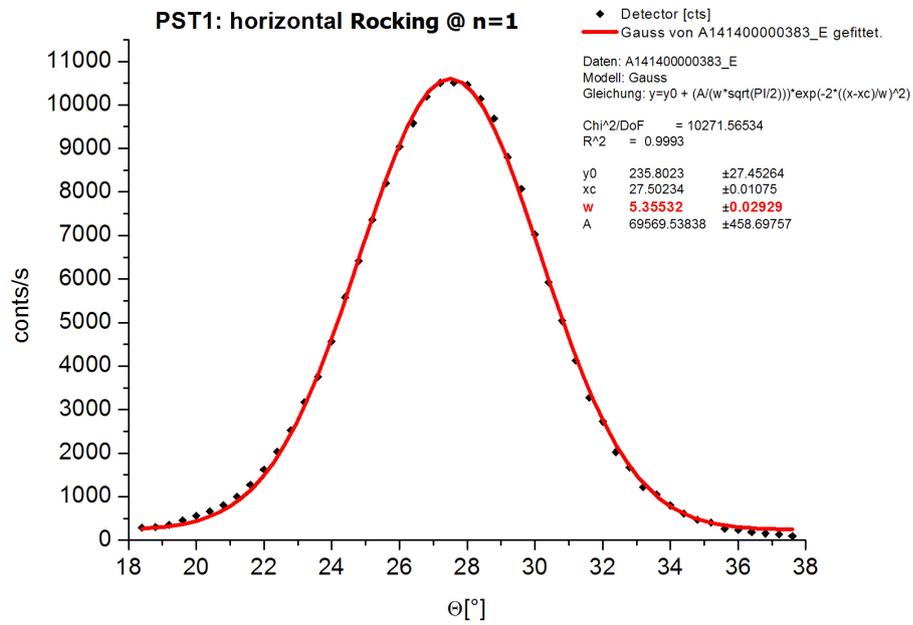


Abbildung 9.13: Horizontale Rocking-Kurve von PST1 bei  $\lambda = 8.9 \text{ \AA}$ .

Tabelle 9.11: Mosaikbreiten der PST-Kristalle

#	$M_{wi}$ [°]	$M_{1.8}$ [°]	$M_{h,8}$ [°]	$M_{v,8}$ [°]	$M_{h,8.9}$ [°]	$M_{h,10.3}$ [°]	$M_{h,12.3}$ [°]
PST1	3.6	5.0	5.5	4.2	6.4	5.9	5.5
PST2	3.6	-	5.2	4.3	-	5.1	-
PST3	4.3	3.8	5.9	5.0	-	5.8	-
PST4	4.3	5.2	5.2	5.0	-	5.6	-
PST5	5.6	6.4	7.8	7.7	-	9.6	-
PST6	5.6	5.8	7.0	7.0	-	7.9	-
PST7	3.3	3.2	4.1	4.9	3.8	3.8	3.7
PST8	3.3	5.4	4.7	6.0	6.5	6.3	4.8

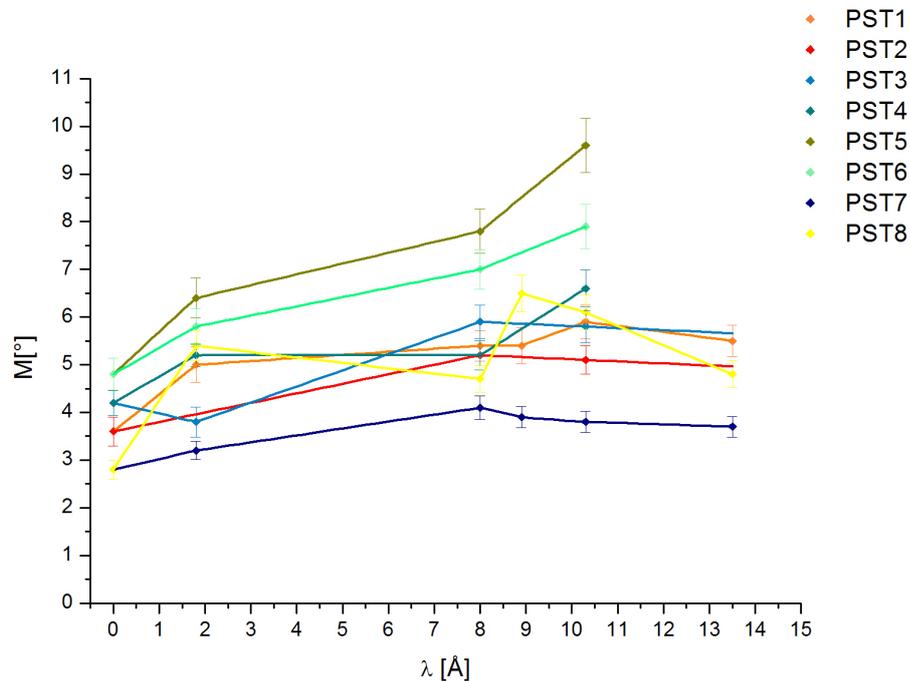


Abbildung 9.14: Überblick der gemessenen Mosaikbreiten in Abhängigkeit von der Wellenlänge. Unter  $\lambda = 0 \text{ \AA}$  sind die bei  $\lambda = 1.8 \text{ \AA}$  vermessenen Ausgangskristalle (HOPG) eingetragen.

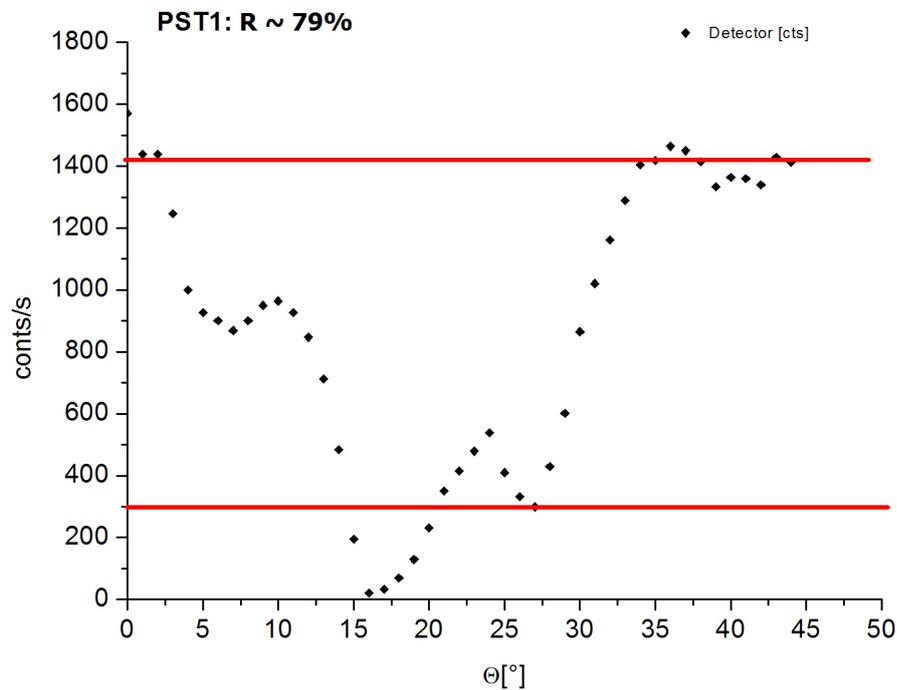
wurde wie bei einer gewöhnlichen Rocking-Kurve die Probe durch den Bragg-Peak gedreht. Dabei erhält man eine inverse Rocking-Kurve aus deren Tiefe man das Reflexionsvermögen ableiten kann. Wichtig bei Messungen in Transmissionsgeometrie ist, dass der gesamte Strahl auf die Probe auftrifft und somit die Chance hat herausreflektiert zu werden. Ist dies nicht gewährleistet, so wird das Reflexionsvermögen unterschätzt.

Die Auswertung der Messungen bei kleineren Wellenlängen gestaltete sich etwas schwieriger, da hier die Indiumdichtung der Kassetten aufgrund des kleinen Winkels in den Strahl ragte. Da Indium ein guter Neutronenabsorber ist, hatte dies eine Verfälschung des Signals, wie in Abb B.71 gezeigt, zur Folge. Da jedoch bekannt ist bei welchem Winkel sich der Bragg-Dip befindet, ist dieser leicht identifiziert.

Die Reflexionsvermögenen wurden jeweils bei der 1. Ordnung gemessen. Die genauen Instrumentenparameter, ebenso wie die einzelnen Messkurven finden sich im Anhang B.2.3. Die Messwerte werden in Tab 9.12 wiedergegeben

Der Fehler des Reflexionsvermögens ( $\Delta R$ ) ergibt sich aus:

- Fehler der Nullline: 1%
- Breite der Wellenlänge:  $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \approx 3\%$
- Geometrischer Fehler:  $< 1\%$


 Abbildung 9.15: Reflexionsvermögensmessung von PST1 bei  $\lambda = 8 \text{ \AA}$ .

Die Messungen der Reflexionsvermögenen bei höheren Wellenlängen stehen unter Vorbehalt. Während der Messung sah es schon so aus, als ob die Monochromatorwerte für die angegebenen Wellenlängen nicht stimmen. Es steht der Verdacht im Raum, dass bei höheren Wellenlängen nicht nur eine Wellenlänge von dem Monochromator (Multilayer) reflektiert wird. Es kann also durchaus sein, dass je nach Strahlposition verschiedene Wellenlängen auf die Probe auftreffen. Dies macht dann eine Bestimmung des Reflexionsvermögens unmöglich (zB bei 8.9 und 10.3  $\text{\AA}$ ). Bei der Bestimmung der Mosaikbreite sind solche großen Abweichungen von der Wellenlänge hingegen nicht relevant. Dort geht nur die Linienbreite in den Fehler ein.

Tabelle 9.12: Reflexionsvermögenen der PST-Kristalle

#	$R_{h,8}$ [%]	$R_{h,8.9}$ [%]	$R_{h,10.3}$ [%]	$R_{h,12.3}$ [%]
PST1	79	64	73	75
PST2	84	-	-	-
PST3	79	-	-	-
PST4	80	-	70	-
PST5	69	-	-	-
PST6	77	-	-	-
PST7	77	72	-	82
PST8	78	30?	50?	69

## 9.2 Kristallkassetten

Da i-HOPG Kristalle niemals mit Luft in Kontakt geraten dürfen, werden spezielle gasdichte Kassetten benötigt. Diese müssen durchsichtig für Neutronen sein und den hohen Rotationskräften standhalten. In der Vergangenheit<sup>30</sup> haben sich 2-teilige Aluminiumkassetten bewährt, welche mit einer Indiumdichtung gedichtet werden.

Als Dichtung wurde ein Indiumdraht<sup>31</sup> (Reinheit: 99.99%,  $d = 2$  mm) verwendet.

### 9.2.1 Testkassette

Für den Zentrifugentest<sup>32</sup> musste eine Kristallkassette gefertigt werden, die einen ausreichend (ca 20 x 40 x 3 mm) großen Testkristall aufnehmen kann, jedoch noch in dem Edelstahlzentrifugenbecher Platz findet.

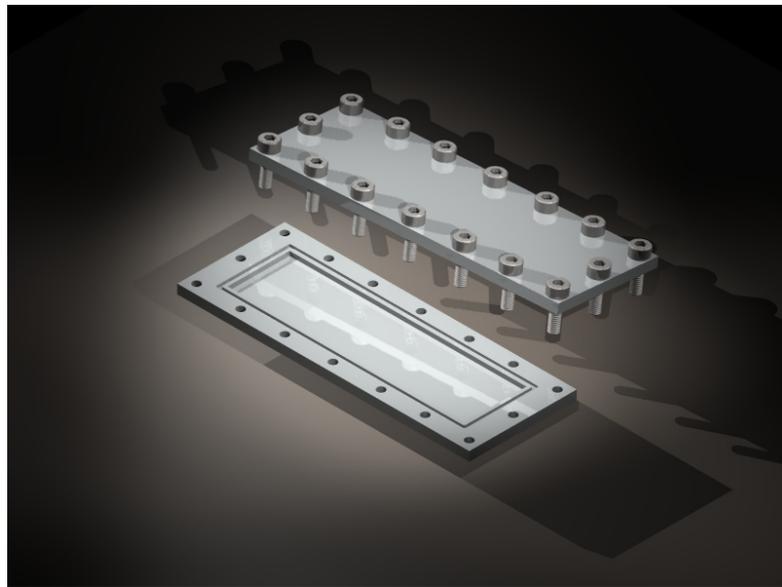


Abbildung 9.16: CAD-Modell der Testkassette.

Es wurde daher eine 91 x 36.4 x 5 mm große Aluminiumkassette (Teilnummer: kb12v1; Material: EN-AW6060) gefertigt<sup>33</sup>. Besonders wichtig bei der Nut für die Indiumdichtung ist, dass die Ecken abgerundet (zB  $r = 0.5$  mm) sind. Hier besteht nämlich die Gefahr, dass der Draht an der Kante abgedrückt wird.

<sup>30</sup>Vgl zB [71] p 99f.

<sup>31</sup>Geliefert von der Firma: Haines & Maassen Metallhandelsges. GmbH, Pützchens Chaussee 60 D-53227 Bonn, [www.haines-maassen.com](http://www.haines-maassen.com)

<sup>32</sup>Siehe Kap 10.1.

<sup>33</sup>Werkszeichnung siehe Kap C.

### 9.2.2 PST-Kassette

Aus dem endgültigen Rotordesign ergab sich auch die Form der Kristallkassetten. Sie sollten die 50 x 25 x 3-4 mm messenden Kristalle und die Indiumdichtung aufnehmen, aber ansonsten so klein und leicht wie möglich sein. Wieder wurde ein 2-teiliges Design, bestehend aus Boden und Deckel gewählt. Die PST-Kassetten (Teilnummer: R064 770.101) messen 75 x 58 x 8 mm. Sie wurden von der Firma Mitech<sup>34</sup> aus einer hochfesten Aluminiumlegierung (EN-AW7075) gefertigt<sup>35</sup>. Das Passmaß für den Zapfen betrug 8 h6.

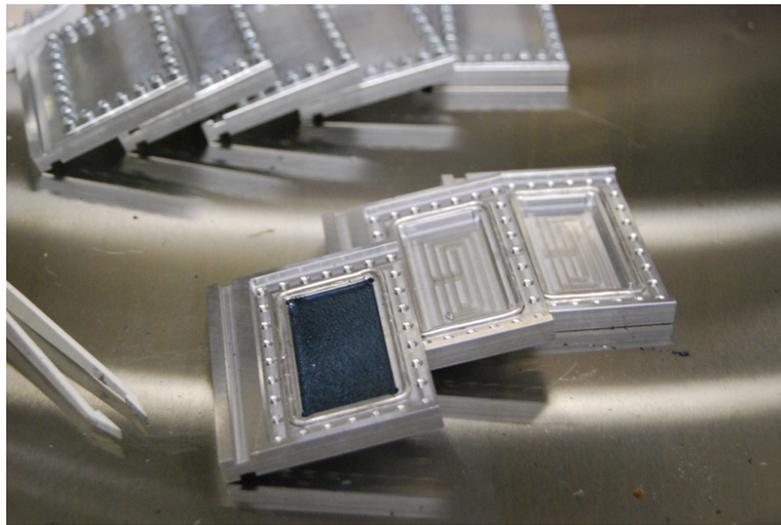


Abbildung 9.17: PST-Kassetten in der Glovebox. Im Vordergrund: Kassetten während der Beladung; Deutlich zu erkennen: Die bereits eingesetzte Indiumdichtung; im Hintergrund bereits verschlossene Kassetten.

Außerhalb der Glovebox wurde die Indiumdichtung in die Kassetten eingesetzt. Dann wurden die Kristalle in der Glovebox behutsam in die Vertiefungen der Kristallkassetten gedrückt. Da die Kristalle unterschiedliche Dicken aufwiesen, wurde die Vertiefung für die Kristalle 4 mm tief ausgefräst. Den dünneren Kristallen (MP41317 & MP41597) wurden Aluminiumfolienstücke (EN-AWA199.5) beigelegt um die 4 mm völlig auszufüllen. Schließlich wurden die Kassetten mit jeweils 28 Zylinderkopfschrauben (M3x8 DIN912/8.8)<sup>36</sup> verschraubt.

<sup>34</sup>Mitech Werkzeugbau und Fertigungstechnik GmbH, Canavesegasse 21 A-1230 Wien, [www.mitech.at](http://www.mitech.at)

<sup>35</sup>Werkszeichnung im Kap C.

<sup>36</sup>Geliefert von Haberkorn Ulmer GmbH, 6961 Wolfart.

Tabelle 9.13: Belegungsplan der PST-Kassetten

#	Bezeichnung	m [g]	Bemerkung
PST1	OG5a	53.16	
PST2	OG5b	49.19	
PST3	OG3b	51.65	
PST4	OG3a	51.45	
PST5	MP41317a	51.13	2 x 20 $\mu$ Al
PST6	MP41317b	52.56	2 x 20 $\mu$ Al
PST7	MP41597a	52.35	1 x 20 $\mu$ Al
PST8	MP41597b	52.00	1 x 20 $\mu$ Al

### 9.3 PST-Rotor

Der PST-Rotor wurde nach unseren Vorgaben von Schenck-RoTec konstruiert und von einem Unterlieferanten von Schenck-RoTec gefertigt. Der Rotor besteht aus 15 Teilen (alle EN-AW7075) und 36 Schrauben (alle Edelstahl). Hauptteil ist eine 600 mm im Durchmesser messende und 75 mm hohe Scheibe (Teilnummer: R064 766.101)<sup>37</sup>, in welcher Halterungen für die Kristallkassetten ausgespart sind. Den Rotor aus einem massiven Stück hochfesten Aluminium (EN-AW7075) zu fertigen, bietet folgende Vorteile: Durch das hohe Massenträgheitsmoment ist guter Gleichlauf gewährleistet. Bezüglich geringen Massenunterschieden bei den Kristallkassetten besteht eine Unwuchtverträglichkeit von ca 1gcm. Der Rotor richtet sich auf Grund der Kreiselmomente immer horizontal aus.

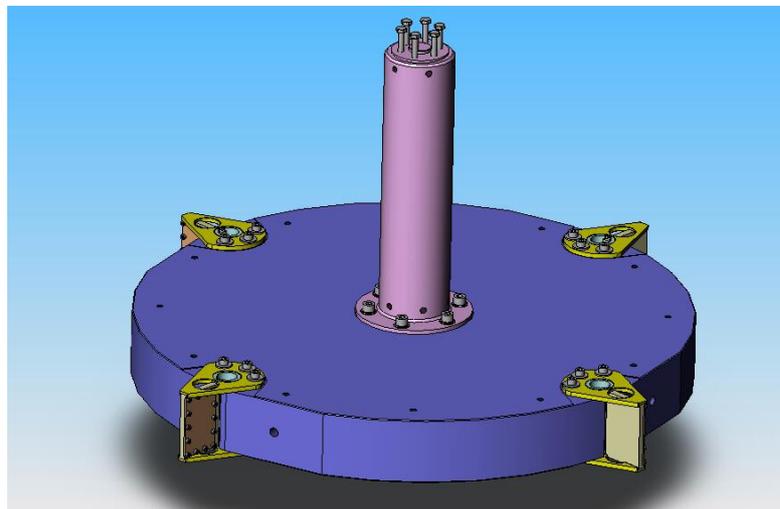


Abbildung 9.18: CAD-Modell des PST-Rotor, zusammengesetzt aus: Rotorscheibe (blau), Welle (lila), Hülsen (cyan), Einstellscheiben (gelb), Kristallkassetten (ocker).

<sup>37</sup>Werkszeichnung siehe Anh C.

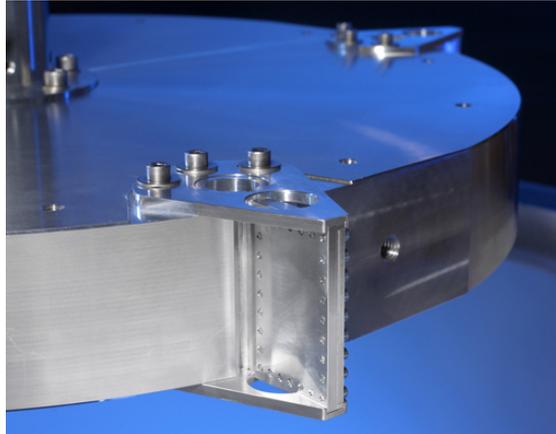


Abbildung 9.19: Detailaufnahme des PST-Rotors mit Kristallkassette. Foto: Artechnique.

Weitere Teile des Rotors sind die Rotorwelle (Teilnummer: R064 767.101), ein 315 mm langer Zylinder; die Fanglagerzapfen (Teilnummer: R064 768.101) und die Kristallaufnahmen. Diese bestehen aus jeweils einer Hülse (Teilnummer: R064 774.101) sowie zwei Einstellscheiben (Teilnummer: R064 769.101), mit welchen man den Winkel der Kristallkassetten zwischen  $-6^\circ$  und  $+6^\circ$  fixieren kann.

Tabelle 9.14: Kenndaten des PST-Rotors.

Durchmesser der Rotorscheibe	$d = 600 \text{ mm}$
Höhe der Rotorscheibe	$h = 75 \text{ mm}$
Masse des Rotors	$m = 53 \text{ kg}$
Auslegungsgeschwindigkeit	$v_{max}$ (bei $r = 300 \text{ mm}$ ) = $250 \text{ m/s}$
Anzahl der Kristallaufnahmen:	$N = 4$
Winkelbereich der Kassetten:	$\alpha = -6^\circ \dots +6^\circ$
Material:	EN-AW7075

Der Rotor wurde von Schenck-RoTec montiert und gewuchtet. **Achtung:** Der Rotor sollte nicht mehr in seine Einzelteile zerlegt werden, da sonst ein neuerliches Wuchten notwendig wäre.

## 9.4 Modifikation des BI 3 U

Obwohl der Schleuderstand bereits fast alle notwendigen Eigenschaften für einen PST enthielt<sup>38</sup>, mussten noch zwei Eingriffe vorgenommen werden: Die UCN-Zuleitung und das Ausgangsfenster für die kalten Neutronen. Zudem wurde das Vakuumsystem noch verbessert<sup>39</sup>.

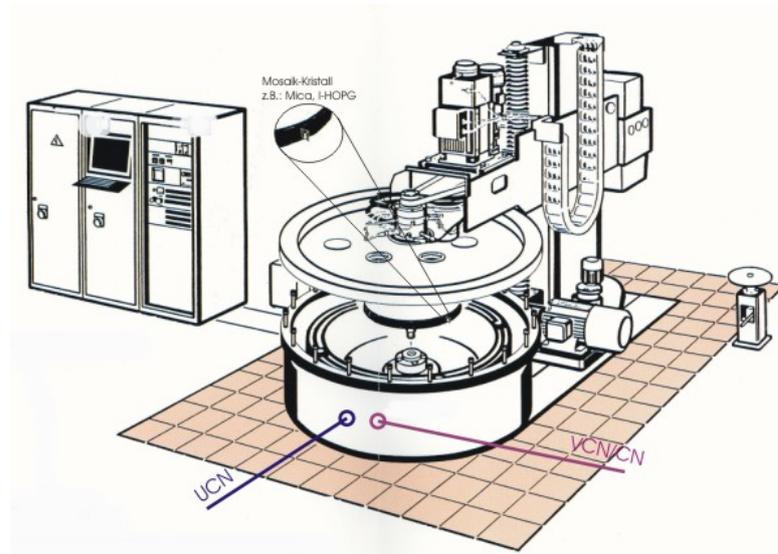


Abbildung 9.20: Skizze: Modifikationen am Schleuderstand. Quelle: Schenck RoTec.

Da die Festigkeitsberechnungen nur einen Berstschutzring fordern<sup>40</sup>, wurde nur der äußerste Berstschutzring ( $d = 830 \text{ mm}$ ) im Schleuderstand belassen. Bei diesem wurden an entsprechenden Positionen<sup>41</sup> Durchbrüche gesetzt.

Die Pläne zu den Modifikationen befinden sich im Anhang C.

Aufgrund des sehr kurzen Kabelstrangs ( $l \approx 3 \text{ m}$ ) zwischen Schleuderstand und Schaltkästen wurde noch eine Kabelverlängerung bei Schenck-RoTec bestellt. Diese bestand aus 5 m Kabelstrang und einem kleineren Schaltschrank in dem die Verbindungsklemmen untergebracht waren.

### 9.4.1 UCN-Zuleitung

Am PF2 werden standardmäßig elektropolierte Edelstahlrohre mit einem Außendurchmesser von  $d_a = 87 \text{ mm}$  verwendet. Diese werden mit Wilson-Dichtungen[120] Stoß auf Stoß verbunden. Als Eingangsflansch wurde daher ebenfalls eine Wilson-Dichtung

<sup>38</sup>Siehe Kap 6.1.1.

<sup>39</sup>Siehe Kap 11.5.2.

<sup>40</sup>Siehe Kap 6.6.

<sup>41</sup>Siehe unten.



Abbildung 9.21: Durchbrüche im Schutzring.

gewählt. Der Eingang wurde auf der Stirnseite des Schleuderstands positioniert. Somit kann eine optimale Ausschöpfung des UCN-Strahls erzielt werden. Der Eingang sollte so liegen, dass er horizontal und vertikal auf die PST-Kassetten zentriert ist. Die optimale Höhe wäre die Höhe des UCN-Leiters ( $H = 435$  mm gemessen von Plattformboden), so wie er horizontal aus der Turbine kommt.

Da aber sonst die PST-Rotorwelle zu lang geworden wäre, musste der Eingang 200 mm höher, dh  $H = 635$  mm, positioniert werden. Wie aus Gl 9.9 ersichtlich ist, ist die daraus resultierende Verschiebung des Eingangsspektrums sehr gering. Es wurde hierbei von einem Schwerpunkt des Spektrums bei 7.2 m/s ausgegangen.

$$v'_{ucn} = \sqrt{v_{ucn}^2 + 2 g_e \Delta h} \quad (9.7)$$

$$v'_{ucn} = \sqrt{7.2^2 + 2 \times 9.81 \times 0.2} = 7.468 \text{ m/s} \quad (9.8)$$

$$\Delta v = v'_{ucn} - v_{ucn} \approx 0.3 \text{ m/s} \quad (9.9)$$

Es wurde auf den Schleuderstand ein 5 cm langes Rohr ( $d = 90$  mm) angeschweißt. Auf dieses wurde eine Wilson-Dichtung (Teilnummer: R066 539.101<sup>42</sup>) geschweißt. In den ersten Schutzring ( $d_a = 1000$  mm,  $D = 25$  mm, Teilnummer: R051 858.101<sup>43</sup>) wurde eine runde Öffnung mit  $d = 94$  mm geschnitten.

<sup>42</sup>Werkszeichnung siehe Anhang C.

<sup>43</sup>Werkszeichnung siehe BI 3 U Dokumentation Teil III S 1659.



Abbildung 9.22: Angeschweißter Wilson-Flansch mit Blindflansch. Links daneben UCN-Leiter mit Wilson-Dichtung.

#### 9.4.2 CN-Fenster

Die Position des Neutronenausgangs ergibt sich aus der Position UCN-Eingangs und der des Rotors. Eine weitere wichtige Zwangsbedingung ist dadurch gegeben, dass der BI 3 U nur im Uhrzeigersinn drehen kann<sup>44</sup>. Somit muss der Neutronenausgang links (in Neutronenflugrichtung) vom UCN-Eingang liegen.

Da der Schleuderstand nach seiner Verwendung als PST wieder in seiner ursprünglichen Verwendung weiter benutzt werden sollte, musste das Ausgangsfenster schräg zur gedachten Neutronenstrahlrichtung gesetzt werden (Abb 9.23.). Dies bot den Vorteil, dass nur ein kreisförmiges und nicht elliptisches Loch in die Schleuderkammer geschnitten werden musste. An dieses Loch wurde ein ISO-K 250 Rohrsflansch ( $l = 100$  mm) geschweißt.

Als Fenster wurde hier einfach ein ISO-K 250 Flansch gewählt. Es wurde ein handelsüblicher ISO-K 250 Blindflansch aus Aluminium<sup>45</sup> modifiziert. Dazu wurde in den Blindflansch eine 9 mm tiefe kreisförmige ( $d = 200$  mm) Aussparung gefräst<sup>46</sup>. Somit blieb ein 3 mm dickes Fenster stehen (Abb 9.24). Diese Mindestdicke musste aus Stabilitätsgründen belassen werden. Denn die Druckdifferenz zwischen den beiden Fensterseiten beträgt ca 1 bar.

<sup>44</sup>Dies hat damit zu tun, dass die Notschmierung und Kühlung von der Schwunghenergie des Rotors betreiben wird. Der Ölfluss im Hydrauliksystem ist aber nur in eine Richtung möglich. Daher ist eine einfache Umkehr der Drehrichtung beim BI 3 U nicht möglich, sondern bedarf einer umfangreichen Modifikation des gesamten Systems.

<sup>45</sup>Geliefert von VST Vakuum- und Systemtechnik GmbH, Hohenauergasse 10 A-1190 Wien, [www.vst-vacuum.at](http://www.vst-vacuum.at)

<sup>46</sup>Werkszeichnung siehe Anhang C.

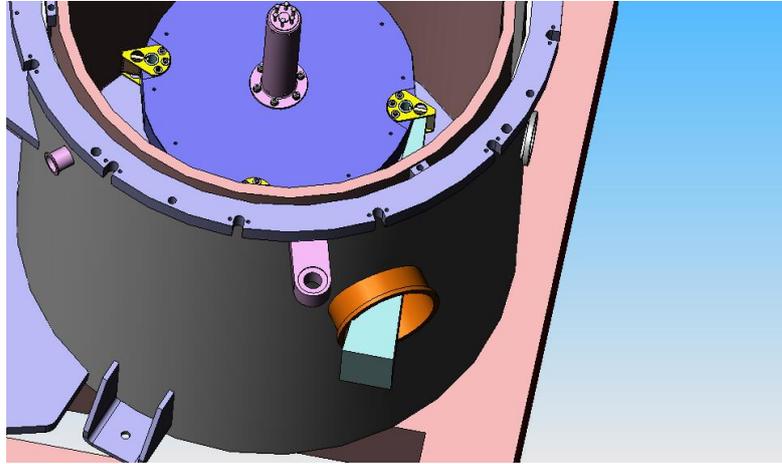


Abbildung 9.23: CAD Zeichnung des Ausgangsfensters mit Modell des Strahls.

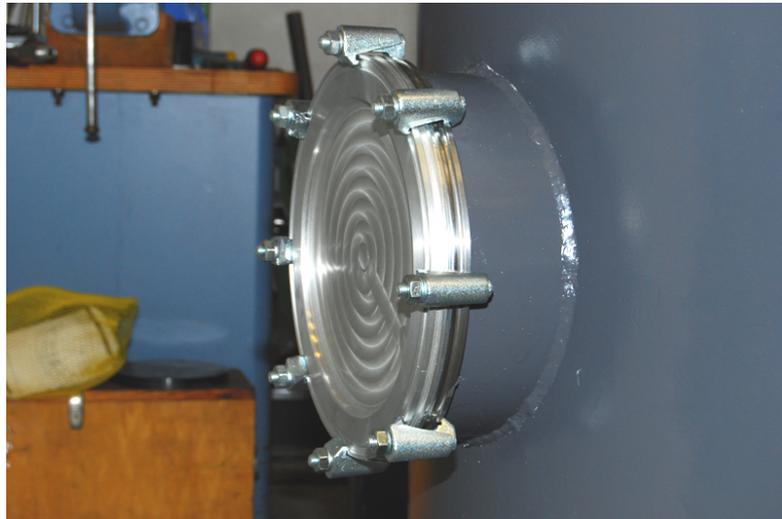


Abbildung 9.24: Fenster für kalte Neutronen, ausgangsseitig.

## 9.5 Kristallspektrometer

Es wurde eine Kristallkassette (70 x 70 x 10 mm) mit einem Stage-2 i-HOPG<sup>47</sup> (45 x 25 x 3 mm,  $d = 8.74 \text{ \AA}$ ,  $M = 1.8^\circ$ ) mittig auf einen Goniometertisch<sup>48</sup> montiert. Als Antrieb wurde ein ISEL-Schrittmotor, gesteuert mit dem C10 Controller, verwendet (4 Steps entsprechen  $0.01^\circ$ ). Die Positionierungsgenauigkeit dieses Systems betrug  $\Delta\Theta = 0.02^\circ$ .

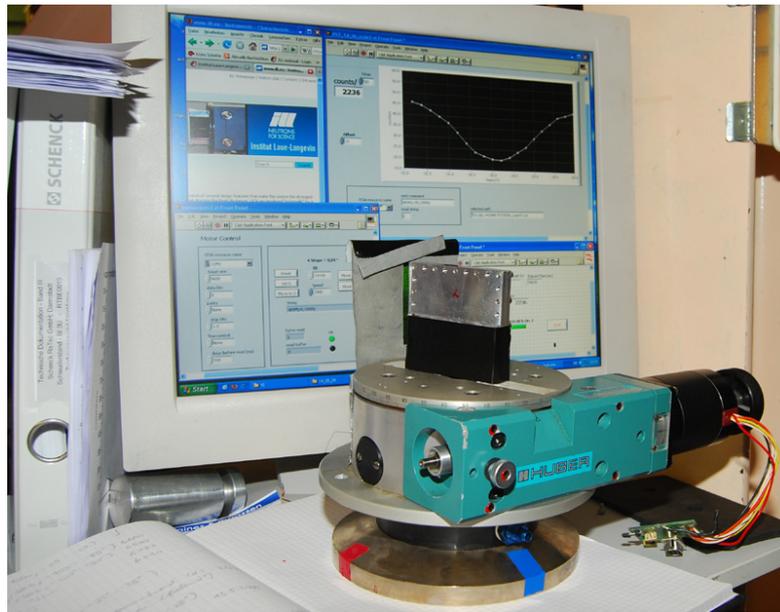


Abbildung 9.25: Kristallspektrometer bestehend aus: Kristallkassette, Huber Goniometer, Cd-Blende.

Da in Transmissionsgeometrie gemessen wurde, musste gewährleistet werden, dass der Strahl nicht am Kristall vorbei geht. Dazu wurde eine Cd-Blende (5 x 50 mm) direkt am festen Teil des Goniometers befestigt. Der leere, untere Teil der Kristallkassette wurde mit Borgummi abgedeckt.

<sup>47</sup>Es handelte sich hierbei um einen Kristall der für den GRANIT-Monochromator am ILL produziert wurde. Der Kristall trägt die Bezeichnung MP41348.

<sup>48</sup>Huber Goniometer 410, [www.xhuber.de](http://www.xhuber.de)

### 10.1 Materialtests mit einer Tischzentrifuge



Abbildung 10.1: Tischzentrifuge Sigma 3K30. Quelle: SIGMA Laborzentrifugen GmbH

Die Umfangsgeschwindigkeit des Rotors soll bis zu 250 m/s betragen. Bei einem Radius von 0.3 m ergibt dies eine Zentrifugalbeschleunigung von ca  $21\,000g_e$ !<sup>1</sup>

Da keine genauen Informationen über die (makroskopische<sup>2</sup>) Beständigkeit von interkalierten Kristallen bei so hohen Zentrifugalbeschleunigungen vorlagen, beschlossen wir diese entscheidende Fragestellung mittels eines Vorabtests zu klären. Schwerefelder von mehreren tausend  $g_e$  können in modernen Tischzentrifugen erzeugt werden. Das Schleudervolumen in einer Tischzentrifuge ist jedoch beschränkt.

<sup>1</sup>Um einer Verwechslung mit der Masseneinheit Gramm vorzubeugen, wurde die Konstante der Erdbeschleunigung mit  $g_e$  bezeichnet. ( $g_e \approx 9.81 \text{ m/s}^2$ )

<sup>2</sup>Es gibt zB Untersuchungen zum Druckabhängigen Staging von interkalierten Graphit [20]. Aus diesen lässt sich jedoch nur schließen, dass es aufgrund des Drucks an der Außenkante des Kristalls zu keiner Stage-Umwandlung kommen wird.

Für unsere Vorabtests wurde eine Tischzentrifuge vom Typ Sigma 3K30 (Nr 10725) mit Rotor Nr 12159 verwendet.<sup>3</sup> Das maximale Schleudervolumen beträgt hierbei 6 x 85 ml.



Abbildung 10.2: Testkassette in Zentrifugenbecher.

Um eine Beschädigung des Rotors auszuschließen, wurden anstatt Plastik-Edelstahlzentrifugenbecher (Nr 13085) verwendet. Die Zentrifugenbecher besitzen einen Innendurchmesser von 36 mm und eine nutzbare Höhe von 85 mm. Zusätzlich musste das Maximalgewicht von 250 g pro Rotorplatz beachtet werden. Da ein Zentrifugenbecher bereits 119 g wiegt, durfte die Kristallkassette nur 131 g wiegen. Daher wurden verkleinerte Kristallkassetten (Werkszeichnung siehe Anh C) aus handelsüblichen Aluminiumflachstangen<sup>4</sup> gefertigt<sup>5</sup>, die passgenau in die Becher eingesetzt werden können. Die Masse betrug rund 58 g.

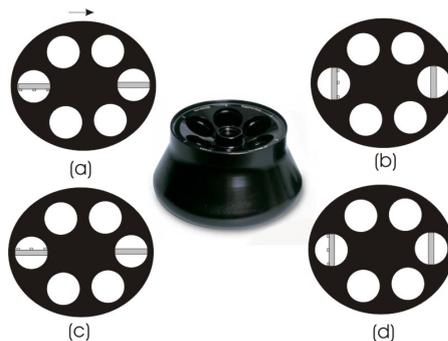


Abbildung 10.3: Schema des Schleudertests.

Alle Tests folgten dem gleichen Schema: Bei einem Schwerefeld von  $22\,000g_e$  wurden die

<sup>3</sup>Dr. Seiboth, Inst. f. Verfahrenstechnik, Umwelttechnik und Techn. Biowissenschaften.

<sup>4</sup>EN AW-6060 T66 (AlMgSi<sub>0,5</sub> F22), Schiekmetall Handels-GmbH, Albert Schweitzer-Gasse 9, 1140 Wien

<sup>5</sup>Siehe Kap 9.2.1.

Kassetten jeweils 10 min in den 4 verschiedenen Positionen (a) - (d) geschleudert. Diese Vorgehensweise simuliert bis zu einem gewissen Grad auch die Kräfte die im Doppellenkerrotor auftreten.

Zunächst wurden leere Kassetten geschleudert um die Auswirkung auf die Indiumdichtung zu testen. Dabei wurde festgestellt, dass die Vertiefung für die Dichtung keine scharfen Kanten aufweisen darf, da sonst die Dichtung an der Kante abgedrückt würde.

Ein i-HOPG Kristall wurde unter inerter Atmosphäre<sup>6</sup> in die Testkassette<sup>7</sup> transferiert. Anschließend wurde der Kristall am Testinstrument T13A (ILL, Grenoble) vermessen. Ein Foto der Messanordnung ist in Kap 9.1.3 (Abb 9.6) zu finden. Die Kassette wurde nun nach dem oben beschriebenen Schema geschleudert und der Kristall nochmals vermessen. Bei beiden Messungen wurden die Einstellungen gem Tab 10.1 verwendet.

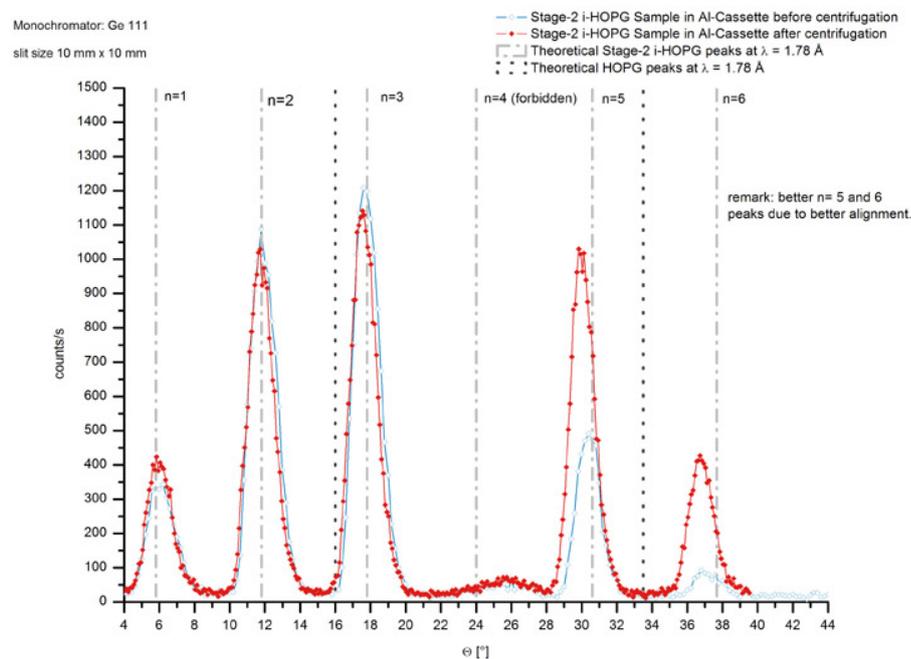


Abbildung 10.4:  $\Theta$ - $2\Theta$ -Kurve des Testkristalls am T13A.

Man sieht, dass es zu keiner Veränderung der Peak-Struktur und damit der Gitterkonstante gekommen ist. Daraus kann geschlossen werden, dass durch die auftretenden G-Kräfte keine irreversiblen Schäden am Kristall aufgetreten sind. Auch die Integrität der Indiumdichtung ist weiterhin gegeben.

<sup>6</sup>Eine Argon-gefüllte Glovebox vom Typ MBraun,  $O_2 < 0.1 \text{ ppm}$ ,  $H_2O < 0.1 \text{ ppm}$ .

<sup>7</sup>Anfertigung siehe Kap 9.2.1.

Tabelle 10.1: Parameterwerte der  $\Theta$ - $2\Theta$  Messungen an T13A

$\lambda$	=	1.78 Å
<i>StrahlDia<sub>h</sub></i>	=	2 mm
<i>StrahlDia<sub>v</sub></i>	=	50 mm
<i>DetektorDia<sub>h</sub></i>	=	2 mm
<i>DetektorDia<sub>v</sub></i>	=	50 mm

## 10.2 Test des modifizierten Schleuderstands

Bevor der gesamte Aufbau an das ILL nach Grenoble verbracht wurde, musste die einwandfreie mechanische Funktion des PST sichergestellt werden. Im Hause Schenck RoTec (Darmstadt) wurde die Funktion des Rotors und des modifizierten Schleuderstands BI 3U wie folgt demonstriert:

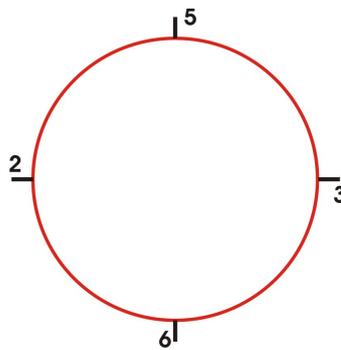


Abbildung 10.5: Anordnung der PST-Kristalle (# 2, 3, 5, 6) bei den Tests.

Test auf Erreichen der erforderlichen Drehzahl mit

- 4 Testkassetten bei  $\alpha = 0^\circ$  in 2000 U/min Schritten bis 8000 U/min; Dies entspricht einer Geschwindigkeit von 251.3 m/s am Umfang des Rotorkörpers und 270.2 m/s an der Kristallmitte.
- 4 PST-Kassetten (Anordnung gem Abb 10.5) bei  $\alpha = +6^\circ$  in 2000 U/min Schritten bis 8000 U/min;
- Dauertest für 30 min bei 8000 U/min mit 4 Kristallkassetten bei  $\alpha = 0^\circ$  Winkel;
- Dauertest für 5 min bei 8800 U/min mit 4 Kristallkassetten, dh 10% Überdrehzahl, bei  $\alpha = 0^\circ$ ; Dies entspricht einer Geschwindigkeit von 276.5 m/s am Umfang des Rotorkörpers ( $r = 300$  mm) und 297.2 m/s an der Kristallmitte ( $r = 325$  mm).

Der Rotor besitzt (mindestens)<sup>8</sup> eine Eigenschwingung, die, wie man bei Abb 10.6 er-

<sup>8</sup>Weitere Eigenschwingungen werden jenseits der Auslegungsdrehzahl vermutet.

kennt, bei ca 80 U/min auftritt. Die beiden Spitzen treten jeweils beim Durchfahren des Resonanzbereiches beim Beschleunigen bzw beim Verzögern auf. Bei der Auslegungsdrehzahl (8000 U/min) beträgt die Schwingungsamplitude ca 12%. Dies entspricht ca 30  $\mu\text{m}$  und ist ein guter Wert.

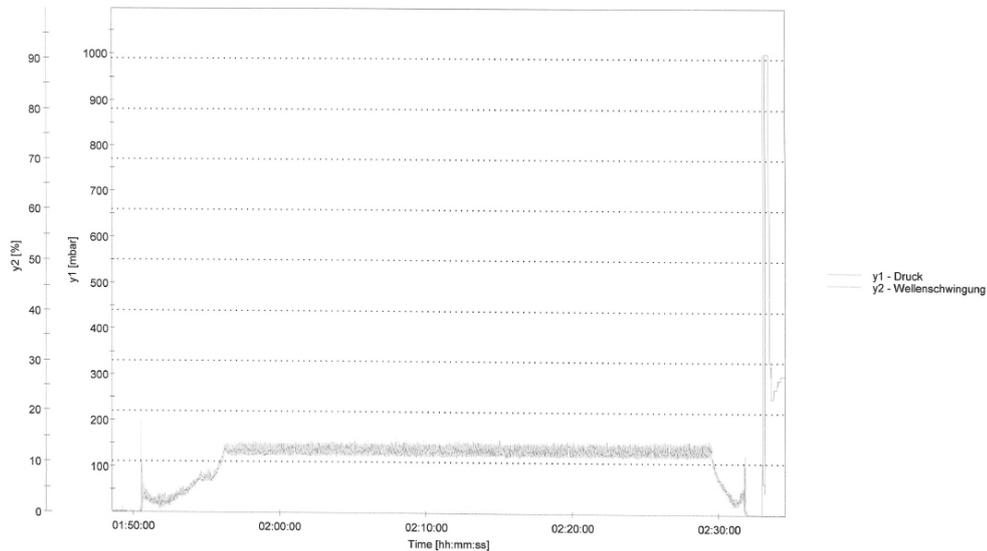


Abbildung 10.6: Schwingungskurve des Dauertests.

Bei den ersten beiden Tests wurde noch mit allen 3 Berstschutzringen und den Blindflanschen gefahren. Danach wurde auf die endgültige Konfiguration (dh 1 Berstschutzring, ISO-K 250 Al-Fenster, UCN-Leiter-Blindflansch<sup>9</sup>) umgerüstet.

Alle Tests wurden erfolgreich absolviert. Nun wurden die PST-Kassetten demontiert, der Rotor wieder ausgebaut und der Schleuderstand für den Transport vorbereitet.

<sup>9</sup>Siehe Kap 9.4.



Abbildung 10.7: Testanordnung bei Schenck RoTec in Darmstadt.

---

## Aufbau und Inbetriebnahme der Anlage

---

### 11.1 Transport und Aufstellung

Mit dem großen Polarkran wurde zuerst der Schaltschrank neben die PF2 Plattform gehoben. Auf die endgültige Position wurde der Schaltschrank mit Handhubwagen manövriert. Dann wurde der Schleuderstand direkt auf die Plattform (die Aluminiumtrittbleche waren bereits entfernt) gehoben. In einem weiteren Schritt wurden 2 schwere Stahlplatten (1500 x 200 x 15 mm) untergelegt. Dies war notwendig um für die 3 Fixatoren (Abb 11.1) genügend Auflagefläche auf der Plattform zu haben.

Mittels Gewindestangen ( $d = 12$  mm) wurde der Schleuderstand an den 3 Auflagepunkten mit der Plattform verschraubt. Die Gewindemuttern wurden doppelt gesichert.

Danach wurde die elektrische Installation des Schleuderstands von Schenck RoTec durchgeführt.

### 11.2 Montage des Rotors

Nach erfolgreicher Inbetriebnahme der Anlage wurde ein Funktionstest mit einem Testrotor (Zylinder mit  $d = 150$  mm,  $l = 400$  mm) durchgeführt. Die Anlage arbeitete einwandfrei. Es wurden bis zu 10000 U/min gefahren.

Da kein Platz für den Montagedorn neben dem Schleuderstand zur Verfügung stand, musste eine andere Methode zur Montage des PST-Rotors angewendet werden: Der Deckel des Schleuderstands wurde zur Seite geschwenkt und auf den Berstschutzring wurden zwei gepolsterte Aluminiumprofilträger gelegt. Mit dem Polarkran wurde nun der PST-Rotor auf die beiden Profilträger gesetzt. Dann wurde der Deckel wieder zurückgeschwenkt und ein wenig abgesenkt. Nun konnte der PST-Rotor bequem mit der Antriebswelle verschraubt werden.



Abbildung 11.1: Fixator.

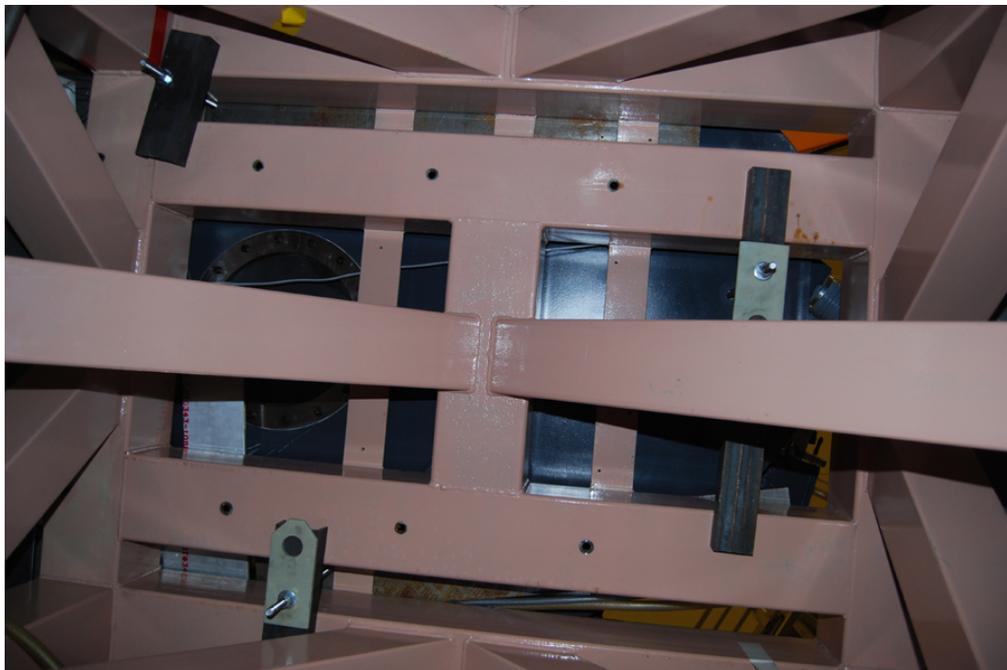


Abbildung 11.2: Verschraubung des Schleuderstands mit der Plattform.

Es wurden die PST-Kristalle # 2, 3, 5, 6 (gleich wie bei dem Test<sup>1</sup> in Darmstadt) montiert. Nun wurde ein weiterer Test mit dem PST-Rotor durchgeführt. Es wurden bis zu 8000 U/min gefahren.

### 11.3 Montage und Winkeleinstellung der PST-Kassetten

Zur Montage der PST-Kassetten wurden die beiden Aluminiumprofilträger auf den Berstschutzring gelegt und der PST-Rotor mittels des Deckelhubwerks vorsichtig abgesetzt. Die PST-Kassette (Teilnummer: R064 770.101) wird nun in die Hülse (Teilnummer: R064 774.101) gesteckt. Dann wird auf die Unterseite von Hülse und PST-Kassette eine Einstellscheibe (Teilnummer: R064 769.101) gesteckt. Manchmal musste dabei mit einem Gummihammer nachgeholfen werden. Die Baugruppe wurde von unten in die dafür vorgesehene Stelle in den PST-Rotor gesteckt. Die Einstellscheibe wurde nun mit 3 Zylinderkopfschrauben (M8 x 30, DIN 912) inkl Beilagscheiben (8,4 DIN 125) am PST-Rotor befestigt (Anziehmoment  $T = 5 \text{ Nm}$ ). Schließlich wurde auf die Oberseite eine zweite Einstellscheibe gesteckt. Die Einstellscheibe wurde ebenfalls mit 3 Zylinderkopfschrauben (M8 x 30, DIN 912) inkl Beilagscheiben (8,4 DIN 125) am PST-Rotor befestigt (Anziehmoment  $T = 5 \text{ Nm}$ ).

Die Demontage der PST-Kassetten wurde analog der Montage in umgekehrter Reihenfolge durchgeführt.

Zur Einstellung des Winkels wurden die 6 Zylinderkopfschrauben an den Einstellscheiben wieder gelöst. Dann wurde an einem Winkelnonius (Einstellgenauigkeit  $0.1^\circ$ ) der gewünschte Winkel eingestellt und fixiert. Dabei galt es zu beachten, dass die Einstellfläche am PST-Rotor mit dem Tangentenpunkt an der PST-Kassettenhalterung einen Winkel von  $15^\circ$  einschloss. Das bedeutet, dass für  $\alpha = 0^\circ$ , dh Kassetten in Rückstreuposition und Normal auf den PST-Rotor, ein Winkel von  $75^\circ$  am Nonius eingestellt werden musste.  $\alpha = +6^\circ$  entspricht dann  $81^\circ$ . Nun wurde der Nonius an die Einstellfläche des PST-Rotors und der Rückseite der PST-Kassette gelegt und die Kassette somit in die richtige Position gedrückt. Die Schrauben wurden wieder angezogen (Anziehmoment  $T = 5 \text{ Nm}$ ) und das Ergebnis nochmals mit dem Nonius kontrolliert.

### 11.4 UCN-Zuleitung

Am Beamport "UCN" der Steyerl-Turbine ist standardmäßig ein Shutter angeschlossen. Dieser dient sowohl zum Abschalten der UCN-Strahls auch wie zum Absperren des Vakuumsystems. 194 mm hinter dem Shutter befindet sich eine  $25 \mu\text{m}$  dicke Aluminiumfolie. Diese ist eine Sicherheitseinrichtung und dient dem Schutz des Hochvakuums in der Turbine ( $p \approx 2.0 \times 10^{-6} \text{ mbar}$ ). Der Zwischenraum zwischen dem Shutter und der

---

<sup>1</sup>Siehe Kap 10.2.

Folie wurde mit einer weiteren Pumpe ebenfalls abgepumpt. Eine Sicherheitsschaltung verhinderte das Öffnen des Shutters falls das Vakuum im Zwischenraum schlechter als  $p \approx 2.0 \times 10^{-2} \text{ mbar}$  ist.



Abbildung 11.3: UCN-Zuleitung.

Bei den UCN-Leitern handelte es sich, wie bereits erwähnt, um innen elektropolierte Edelstahlrohre ( $d_i = 87 \text{ mm}$ ). Diese wurden Stoß auf Stoß mit Manschetten und Wilson-Dichtungen[120] verbunden. Hinter der Al-Folie wurde gleich das erste Winkelrohr ( $l_1 = 145 \text{ mm}$ ,  $\beta = 20^\circ$ ,  $l_2 = 145 \text{ mm}$ ) montiert. Danach folgte ein 590 mm langes gerades Rohr. Mit dem 2. Winkelrohr, welches gleich dem ersten war, wurde wieder eine horizontale Rohrleitung hergestellt. Somit war der Höhenunterschied<sup>2</sup> von 200 mm zwischen Turbinenausgang und Schleuderstandeingang überwunden. Das letzte Rohr war 970 mm lang und reichte 115 mm in den Schleuderstand hinein. Das letzte Rohr wurde ebenfalls mit einer Wilson-Dichtung mit dem Schleuderstand<sup>3</sup> verbunden und mit einer Rohrschelle gesichert. Der Abstand des Rohrs zum PST-Rotor maß 15 mm. Dieser Sicherheitsabstand wurde gewählt um im Falle einer unbeabsichtigten Verschiebung des Rohrs oder einer Schlingerbewegung des PST-Rotors eine Berührung der beiden Komponenten zu vermeiden.

---

<sup>2</sup>Siehe Kap 9.4.1.

<sup>3</sup>Ebenda.

## 11.5 Vakuumsystem

### 11.5.1 Standardvakuumsystem

Der Schleuderstand war bereits ab Werk mit einem Vakuumsystem ausgestattet. Dieses diente allerdings nur dazu den Luftwiderstand für Schleuderversuche zu eliminieren. Dazu reichte ein Restdruck von  $p = 1 \text{ mbar}$ . Das von Schenck-Rotec bereitgestellte Vakuumsystem bestand im Wesentlichen aus:

- Leybold Trivac D 65 B (Pumpe)
- Leybold Thermovac Transmitter TTR 91 (Druckmesssonde)
- Leybold Center One (Druckanzeige)
- Überdruckventilen, Belüftungsventilen, Rohrbauteilen etc.

Das Vakuumsystem hatte eine Rohrverbindung (ISO KF-45) an der rechten Rückseite der Schleuderkammer. Weitere Details können dem 8. Kapitel des Handbuchs des BI 3 U [95] entnommen werden. Der Auspuff der Pumpe wurde vorschriftsmäßig mit dem Abluftsystem der Reaktorhalle verbunden.

Es zeigte sich, dass das System bereits nach einer Pumpzeit von ca 30 min einen Restdruck von  $p \approx 4 \times 10^{-1} \text{ mbar}$  erreichen konnte. Nach mehrmaligen Pumpen (zur Beseitigung der Verunreinigungen) und einer längeren Pumpzeit (ca 30 Std) wurde ein Enddruck von  $p \approx 1.4 \times 10^{-1} \text{ mbar}$  erreicht. Später wurde dieser Enddruck sogar nach bereits 10 min erreicht. Wie bereits in Kap 8.2.1 gezeigt, ist dieser Druck ausreichend gering für dieses Experiment. Es wurde daher vorerst von einer weiteren Optimierung des Vakuumsystems abgesehen.

### 11.5.2 Optimierung

Da die meisten Experimente<sup>4</sup> mit UCN bei Drücken von  $p < 10^{-3} \text{ mbar}$  durchgeführt werden, war es interessant ob man mit diesem System diesen Druck erreichen kann. Als Erstes wurde versucht direkt am UCN-Leiter zu pumpen. Dazu wurde die letzte Manschette, welche das 2. Winkelstück mit dem letzten Rohr verbindet, durch eine Manschette mit KF-Flansch ersetzt. Diese Spezialmanschette besitzt eine durchlaufende Einfräsung an der Stelle, wo die beiden Rohre aufeinander stoßen. An den Auslassflansch wurde mit einem Stahlflexschlauch, ein T-Stück angeschlossen. An die eine Seite des T-Stücks wurde eine Druckmesssonde (Alcatel) auf die andere, ein Ventil, ein konisches Rohr mit einer Turbopumpe (Typ: Alcatel ATP100). Als Vorpumpe wurde eine Trockenpumpe vom Typ Alcatel ACP32 verwendet. Vor die Vakuumpumpe des Standardsystems wurde ein Absperrventil (VAT) eingebaut.

<sup>4</sup>Gerade wenn es um die Speicherung geht ist ein niedriger Druck notwendig.

Nachdem das System mit der Standardkonfiguration ein Vakuum von  $p \approx 1.4 \times 10^{-1} \text{ mbar}$  erreicht hatte, wurde das Ventil vor der Turbopumpe geöffnet und mit dem zweiten System parallel gepumpt. Danach wurde die Standardpumpe durch Schließen des Absperrventils vom System getrennt. Es kam zu einem Einbruch des Vakuums. Es gab zwei Erklärungsmöglichkeiten: Die Pumpleistung über die Ausfräsung in der Manschette war nicht ausreichend um das große System zu pumpen, oder aber es gab ein Leck in der Nähe der Standardpumpe. Wie sich herausstellte, war beides gewissermaßen zutreffend.

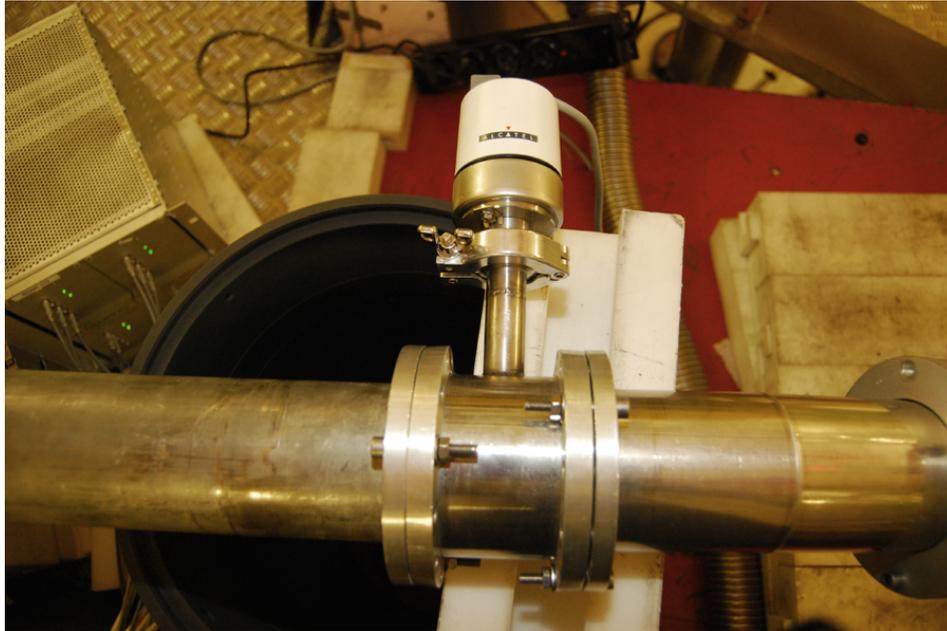


Abbildung 11.4: Druckmesssonde an Spezialmanschette.

In einem weiteren Schritt wurde daher nur die Messsonde an die Spezialmanschette angeschlossen. Somit konnte der Druck des Standardsystems an zwei Stellen gemessen werden. Wiederum legten die Messwerte den Verdacht nahe, dass im Vakuumsystem außerhalb des Schleudervolumens ein Leck sein könnte. Daher wurde nun an die Position der Standardvakuummesssonde ein Lecksuchgerät (Typ: Alcatel ASM 122D) angeschlossen und mit dem Prüfgas  $^3\text{He}$  die einzelnen Komponenten und auch die Schleuderkammer besprüht. Dabei zeigte sich, dass die Überdruckschutzklappe undicht war. Dieser Teil wurde daher gegen einen Blindflansch getauscht. Dies war zulässig, da bei den Versuchen ein Bersten und anschließendes Explodieren des Rotors nicht vorkommen kann.

Nun wurde erneut mit dem Standardsystem gepumpt und bereits nach 30 min waren  $p \approx 7.1 \times 10^{-2} \text{ mbar}$  erreicht; nach 60 min sogar  $p = 4.6 \times 10^{-2} \text{ mbar}$ .

In einem weiteren Schritt wurde nun direkt am Deckel des Schleuderstands die Turbopumpe angebracht. Dazu wurde der Blindflansch des vordersten Deckelfensters entfernt

und durch einen Adapterflansch<sup>5</sup> ersetzt. An diesen Adapterflansch wurde ein 300 mm langes ISO-K 100 Vakuumrohr geklammert. Auf das Rohr wurde ein druckluftgesteuertes Schiebeventil ( $d = 100$  mm, Typ VAT) montiert. Darauf schließlich die Turbopumpe (Typ: Alcatel ATP 100) montiert. Somit ist die Turbopumpe direkt, ohne Einschränkung des Querschnitts, mit dem Schleudervolumen verbunden. Als Vorpumpe kam wieder die Trockenpumpe vom Typ Alcatel ACP32 zum Einsatz, deren Auspuff ebenfalls mit der Reaktorabluft verbunden wurde.



Abbildung 11.5: Turbopumpe und Schiebeventil (grün) am Deckel des Schleuderstands.

Zuerst wurde mit dem Standardsystem gepumpt bis ca ein Druck von  $p \approx 8.0 \times 10^{-2}$  mbar erreicht war. Dann wurde das Schiebeventil geöffnet, wobei nur die Vorpumpe in Betrieb war. Gleich darauf wurde die Turbopumpe zugeschaltet und mittels Absperrventil die Standardpumpe vom System getrennt. Nach ca 120 min Pumpzeit war ein Druck von  $p_1 = 3.5 \times 10^{-4}$  mbar am UCN-Rohr und  $p_2 = 5.5 \times 10^{-3}$  mbar am Ausgang des Standardvakuumsystems erreicht. Die Messwerte der beiden Positionen werden in weiterer Folge immer mit  $p_1$  und  $p_2$  bezeichnet werden.

Zur Belüftung des Systems wurde zuerst das Schiebeventil geschlossen, dann wieder das Absperrventil vor der Standardpumpe geöffnet und die Turbopumpe gestoppt. Somit war das System wieder in seiner Standardkonfiguration und konnte somit im normalen Verfahren belüftet werden.

<sup>5</sup>Deckelfenster auf ISO-K 100. Gefertigt von Th. Brenner (ILL).

---

## Messungen mit dem PST

---

### 12.1 Messung Nr 1

Obwohl nicht alle Messparameter richtig eingestellt waren - es gab ja noch keine Neutronen um den Detektor richtig einzustellen - möchte ich hier dennoch die erste Messung mit dem PST wiedergeben. Denn sie zeigte schon gleich zu Beginn das Funktionieren des PST.

Tabelle 12.1: Parameter der 1. Messung.

Detektorspannung $V_{det}$	=	1300 V
Verstärkung: Croase Gain	=	20
Verstärkung: Fine Gain	=	2.5
Discriminator: Low Level	=	0.40 V
Discriminator: High Level	=	9.0 V

Ein zylindrischer ( $d = 5$  cm,  $l = 16$  cm)  ${}^3He$ -Detektor<sup>1</sup> wurde mittig und horizontal vor das CN-Fenster des PST gelegt. Er war an eine Vorverstärker/Splitter-Box<sup>2</sup> angeschlossen. Diese hatte einen Signalausgang (BNC), sowie einen Eingang (BNC) für die Hochspannung und 2 weitere Eingänge (BNC) für die Versorgungsspannung (+ und - 12 V). Der Ausgang (BNC) war mit einem Oszilloskop (Typ Tektronix TDS220) verbunden. Dieses wiederum mit einem System zur Aufzeichnung des Pulshöhenspektrums<sup>3</sup> und einem Signalverstärker (Ortec 855 Dual Spec Amplifier).

Nach wie vor waren die PST-Kristalle # 2, 5, 3, 6 (im Uhrzeigersinn) mit  $\alpha = 0^\circ$

---

<sup>1</sup>Der Detektor wurde von A. Strelkov (JINR) gebaut und V. Nesvizhevsky (ILL) ausgeliehen.

<sup>2</sup>Es handelte sich hierbei um einen Eigenbau des ILL.

<sup>3</sup>Siehe unten.

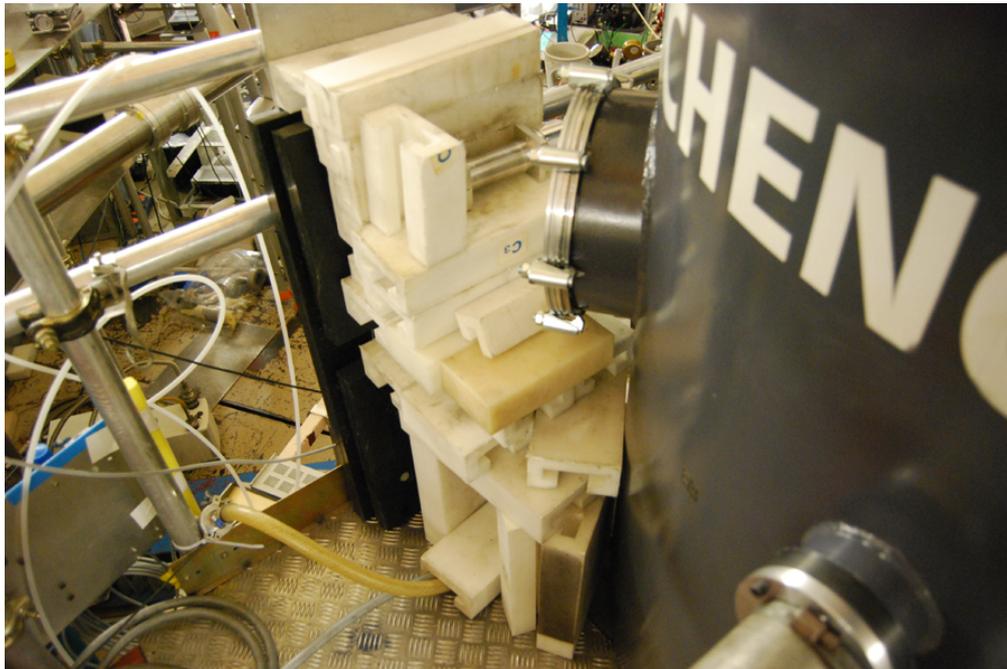


Abbildung 12.1:  $^3\text{He}$ -Detektor in Paraffinziegelburg.

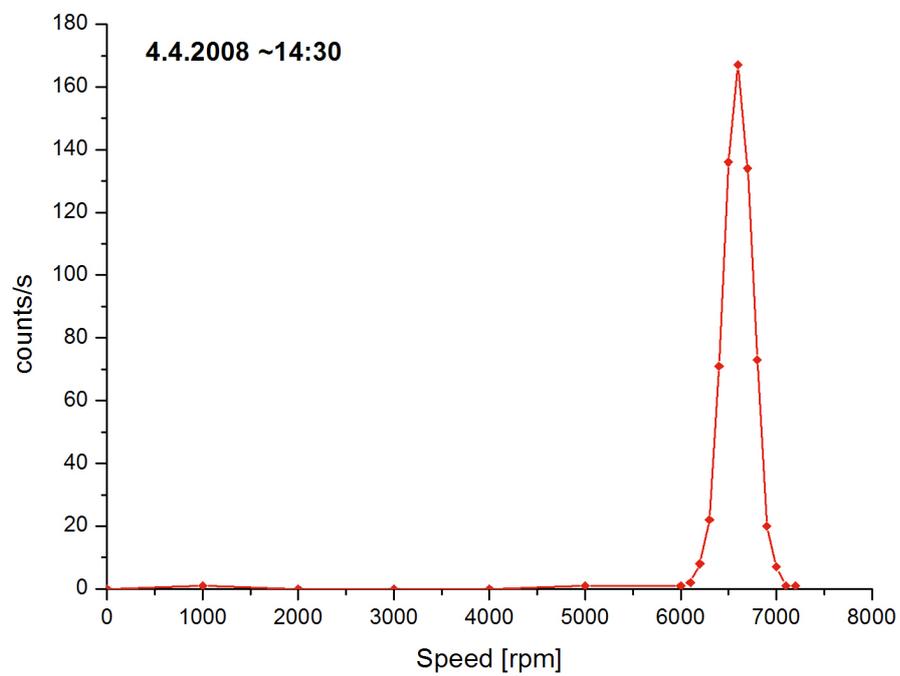


Abbildung 12.2: 1. Messung mit dem PST.

montiert. Der Restdruck in der Schleuderkammer betrug  $p \approx 2.0 \times 10^{-1} \text{ mbar}$ . Nun wurde erstmals der PST mit Neutronen in Betrieb genommen. Der Shutter wurde geöffnet und die Drehzahl wurde schrittweise erhöht. Dabei konnte der erwartete Effekt, dass bei der richtigen Geschwindigkeit<sup>4</sup> die ultra-kalten Neutronen transformiert (dh beschleunigt) werden, erstmals gezeigt werden.

Wie man bei Abb 12.2 sieht, liegt die optimale Geschwindigkeit bei 6600 U/min, dh  $v_{r=0.325m} = 224.6 \text{ m/s}$ .

## 12.2 Geschwindigkeits-Scans

Der Aufbau für die weiteren Messungen war gleich denen der Messung Nr 1. Jedoch wurde mit Hilfe des Pulshöhenspektrums (Abb 12.3) die optimalen Werte für die Detektorelektronik bestimmt (Tab 13.2).

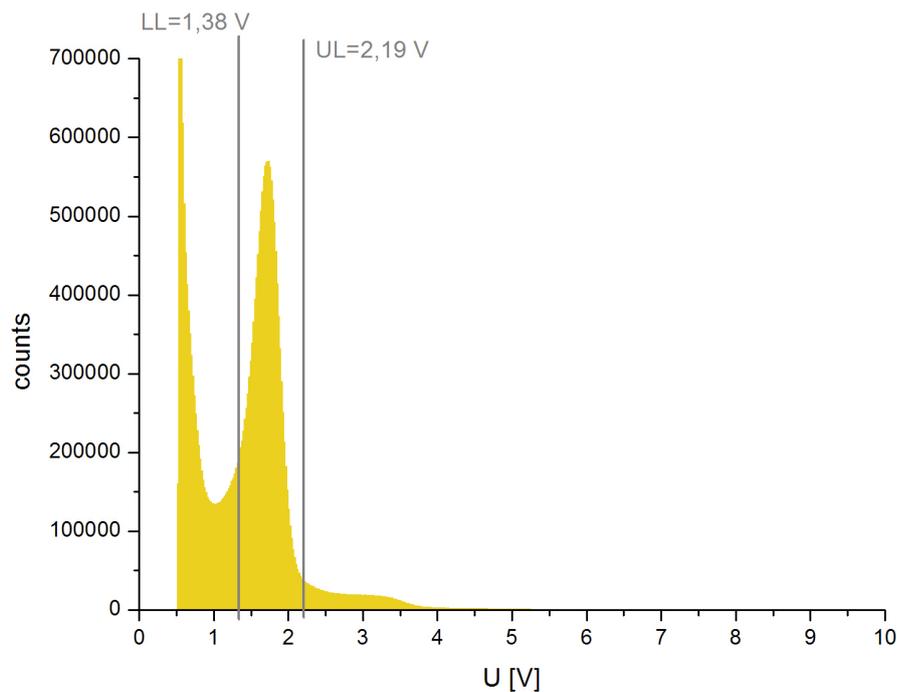


Abbildung 12.3: Pulshöhenspektrum MCS-PCI, 512 Kanäle.

Man erkennt an den Kurven bei Abb 12.4 sehr gut den Effekt der horizontalen Verkipfung der Kristalle. Die Breite des Peaks nimmt zu, wenn man von der Rückstreustellung ( $\alpha = 0^\circ$ ) abgeht. Dies lässt sich durch die nun weniger strenge Bedingung der differentiellen Bragggleichung erklären.<sup>5</sup> Zudem nimmt die Intensität zu.

<sup>4</sup>Siehe Gl 5.7.

<sup>5</sup>Siehe Gl 4.1.

Tabelle 12.2: Optimale Parameter für die Detektorelektronik.

Detektorspannung $V_{det}$	=	1400 V
Coarse Gain	=	100
Fine Gain	=	2.5
Low Level 1	=	0.98 V
High Level 1	=	8.92 V
Low Level 2	=	1.38 V
High Level 2	=	2.19 V
Gate Delay	=	12.1 $\mu s$

Tabelle 12.3: Potentiometerwerte der Steuerung des BI 3 U für eine schnelle Drehzahlwahl.

Drehzahl .[U/min]	Pot.	Drehzahl .[U/min]	Pot.
1000	132	6500	823
2000	258	6600	837
3000	383	6700	849
4000	509	6800	861
5000	636	6900	873
6000	761	7000	886
6100	773	7100	899
6200	784	7200	911
6300	798	7300	923
6400	811	7400	936

Der geringe Intensitätsunterschied zwischen 2 und 4 Kristallen ist mit der Ausschöpfung des UCN-Volumens zu erklären. Es können nicht mehr UCN transformiert werden, als nachfließen.<sup>6</sup> Weiters erkennt man, dass die 2. Garnitur an Kristallen (# 1, 4, 7, 8) eine höhere Intensität liefern. Dies steht im Einklang mit den vorangegangenen Reflexionsvermögensmessungen<sup>7</sup>.

Ebenfalls sehr schön ist bei Abb 12.5 & 12.6 der Stage-3 Peak bei ca 4900 U/min zu erkennen. Da anscheinend im i-HOPG immer eine geringe Stage-3 Kontamination auftritt, ist auch die Gitterkonstante ( $d = 12.10 \text{ \AA}$ ) vorhanden und kann somit für eine Transformation bei einer geringeren Geschwindigkeit ( $v \approx 170 \text{ m/s}$ ) genützt werden. Die zeitaufgelösten Messungen werden weitere Aufschlüsse geben.

---

<sup>6</sup>Siehe Kap 5.5.

<sup>7</sup>Siehe Kap 9.1.3.

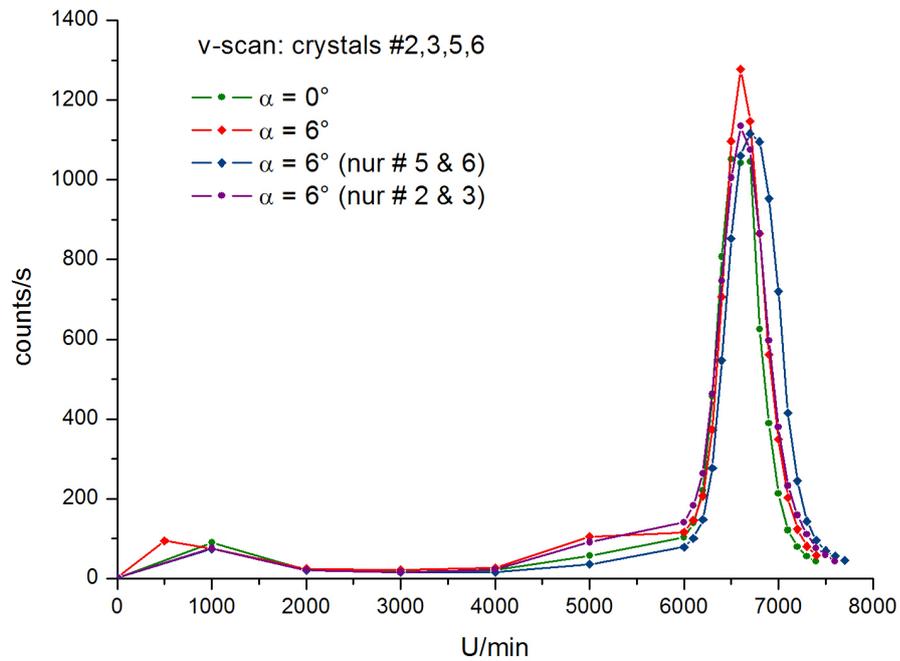


Abbildung 12.4: Geschwindigkeits-Scans mit PST-Kristallen # 2, 5, 3, 6.

Tabelle 12.4: Analyse der Peaks.

PST-K#	$\alpha [^\circ]$	Pos. [U/min]	$I_{max}$ [cps]	FWHM [U/min]
2,3,5,6	0	$6585 \pm 10$	1044	$530 \pm 17$
2,3,5,6	6	$6720 \pm 10$	1115	$640 \pm 14$
2,3	6	$6625 \pm 10$	1134	$573 \pm 13$
1,4,7,8	0	$6550 \pm 10$	1653	$667 \pm 20$
1,4,7,8	6	$6620 \pm 10$	2419	$764 \pm 39$

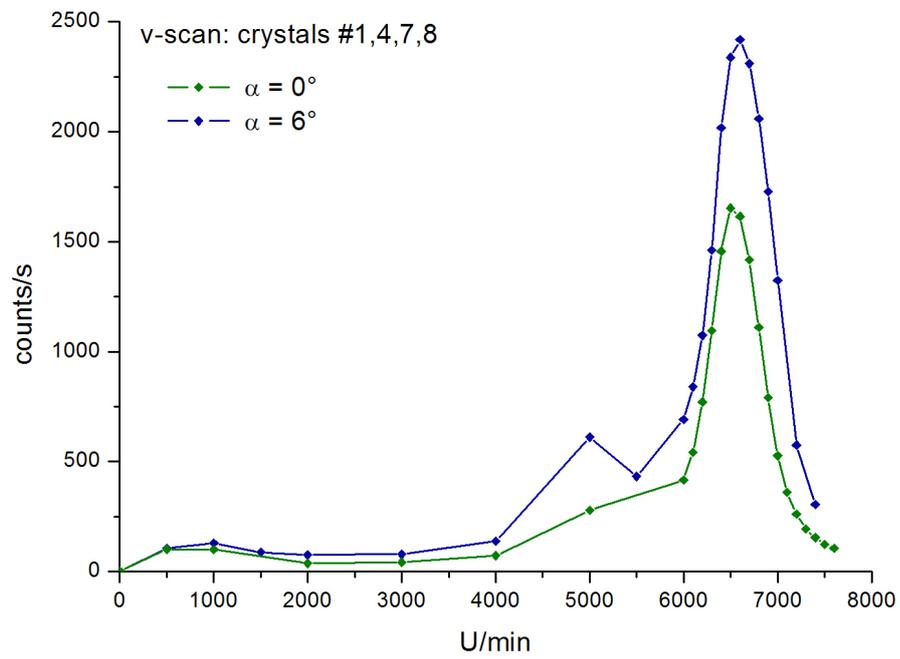


Abbildung 12.5: Geschwindigkeits-Scans mit PST-Kristallen # 1, 7, 4, 8.

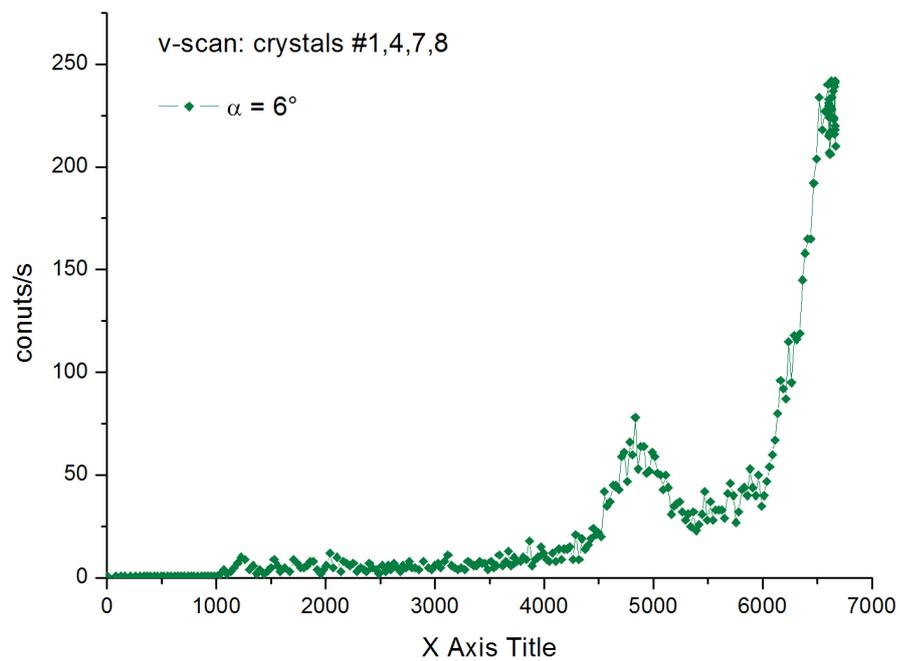


Abbildung 12.6: Geschwindigkeit-Scans mit PST-Kristallen # 1, 7, 4, 8.

### 12.3 Zeitaufgelöste Messungen

Eine TOF-Messung mit einem Chopper war nicht möglich, da nicht ausreichend Platz für eine genügend lange Flugstrecke vorhanden war. Aus der Auflösungsformel für eine TOF-Messung<sup>8</sup>, wo  $b$  die Breite der Chopperöffnung,  $r$  der Radius der Scheibe und  $f$  die Frequenz ist, kann man die Mindestlänge  $l$  des Abstands Chopper-Detektor errechnen.

$$\frac{\Delta v}{v} = \frac{v b}{2\pi r l} \quad (12.1)$$

$$l = \frac{v^2 b}{2 \pi r \Delta v} \quad (12.2)$$

Für eine Auflösung von 2 m/s, eine solche sollte man für eine Sinnhaftigkeit der Messung mindestens haben, benötigt man mit den üblichen Werten für einen Chopper (zB  $f = 100 \text{ Hz}$ ,  $b = 1 \text{ mm}$ ,  $r = 250 \text{ mm}$ ) eine Flugstrecke von mindestens 11 m. Überdies würde eine Synchronisierung von PST-Rotor und Chopper einen erheblichen Aufwand darstellen.

Eine andere sehr aufschlussreiche zeitaufgelöste Messung war aber möglich. Es wurde das TTL-Ausgangssignal des Drehzahlmessgeräts des Schleuderstands (Stroboskopausgang) als Trigger-Signal für eine Ortec MCS-pci Karte verwendet. Das Drehzahlmessgerät liefert 1/8 Impulse, dh 8 Impulse pro Umdrehung. Das Signal wurde mit einem einseitigen BNC-Kabel am Klemmblock des Kabelverlängerungsschrank abgenommen. Das Detektorsignal wurde gleich wie in den vorangegangenen Messungen aufbereitet und dann ebenfalls mittels BNC-Kabel in die Ortec MCS Karte geleitet.

Nun wurde die Kanalbreite (bin width) und die Wiederholungsrate (sample rate) so eingestellt, dass die Aufzeichnung der einzelnen Umdrehungen möglich war. Dh jeder 8. Impuls wurde als Trigger verwendet. Bei einer Drehfrequenz von 6600 U/min = 110 Hz beträgt die Umdrehungsdauer 9.09 ms. Es standen 1000 Kanäle zur Verfügung. Daher wurde eine Kanalbreite von 8.9  $\mu\text{s}$  gewählt. Somit konnten die einzelnen Impulse der PST-Kristalle aufgelöst werden. Damit ein Durchgang beendet ist bevor das nächste Triggersignal kommt, musste die Gesamtkanalbreite < 9.09 ms sein. Um eine gute Statistik zu bekommen wurde über 10000 Umdrehungen (dh  $\approx 89 \text{ s}$ ) summiert.

Da bei jeder neuen Messung auf einen anderen TTL-Puls getriggert wird, ist auch die absolute Position der einzelnen Kristalle im Zeitspektrum immer anders. Daher lassen sich nicht ohne weitere Informationen den Pulsen einzelne PST-Kristallen zuordnen. Die Abfolge der Kristalle ist jedoch durch die Montage bekannt<sup>9</sup>. Mit den zusätzlichen Informationen aus der Charakterisierung<sup>10</sup> der Kristalle lassen sich die Pulse daher iden-

<sup>8</sup>Vgl [71] S 101.

<sup>9</sup>Es gilt zu beachten, dass der Rotor sich im Uhrzeigersinn dreht. Die Kristalle kommen daher in der Reihenfolge gegen den Uhrzeigersinn an!

<sup>10</sup>Siehe Kap 9.1.3.

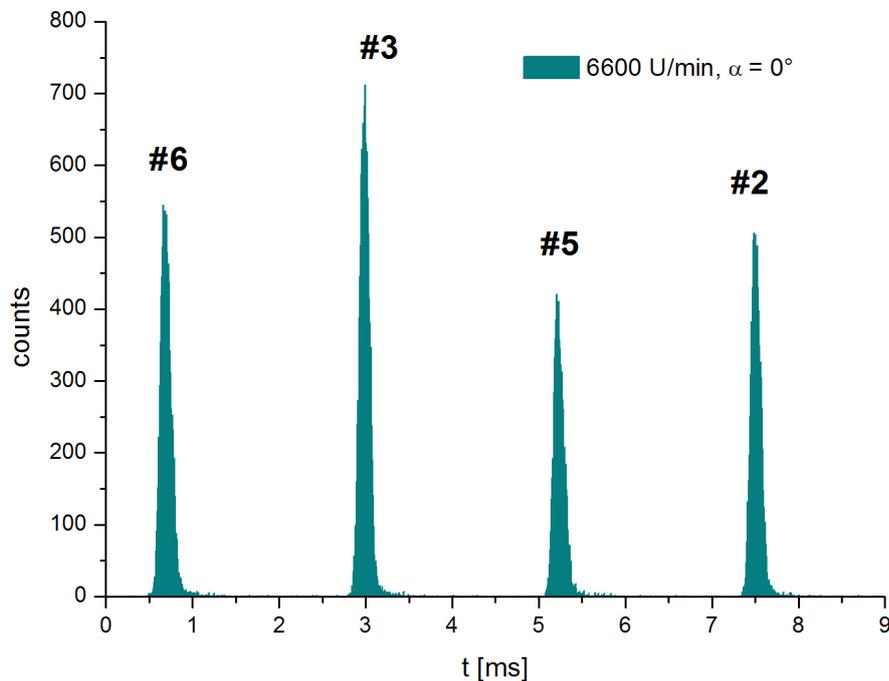


Abbildung 12.7: Zeitaufgelöste Messung bei 6600 U/min mit PST-Kristallen # 2, 5, 3, 6.

tifizieren (Abb 12.7). Eine weitere Möglichkeit ist eine Differenzialmessung. So wurden zuerst mit den PST-Kristallen # 5 und 6 (Abb 12.10), dann mit den PST-Kristallen # 2 und 3 (Abb 12.9) gemessen.

Man erkennt sehr gut, dass nicht alle Kristalle gleich gut reflektieren. Besonders schön zu sehen ist der hohe Stage-3 Anteil bei PST-Kristall # 2 in Abb 12.8, der hier wesentlich zum Signal bei 5000 U/min beiträgt. Wird die PST-Kristall # 2 mit dem hohen Stage-3 Anteil ausgebaut, so ist bei 5000 U/min fast kein Peak mehr auszumachen (Abb 12.10).

Die Pulshöhen korrelieren nicht direkt mit den gemessen Reflexionsvermögen. Da es sich hierbei um Spitzen-Reflexionsvermögen<sup>11</sup> (peak reflectivity) handelt, wo hingegen bei der Transformation das integrierte Reflexionsvermögen eine Rolle spielt. Das Spitzen-Reflexionsvermögen ist  $iA$  bei größeren Mosaikbreiten geringer.

Durch genaue Analyse der einzelnen Peaks (siehe zB 12.13), können weitere Informationen gewonnen werden. Der Abstand zwischen den Pulsen beträgt bei 6600 U/min 2.3 ms. Die Pulsbreite (FWHM) bei 6600 U/min beträgt im Mittel  $0.13 \pm 0.01$  ms, bei 5000 U/min  $0.19 \pm 0.01$  ms. Aus Abbildung 12.14 kann man ableiten, dass die Pulsbreite von der Umfangsgeschwindigkeit dominiert wird. Dh die Pulsbreite ist im Wesentlichen jene Zeit, die der Kristall benötigt, um durch das UCN-Gas ( $l \approx 5$  cm) hindurchzufliessen. Durch die hohe Monochromazität des Strahls kommt es zu keiner messbaren Pulsver-

<sup>11</sup>Also des Reflexionsvermögens im Maximum der inversen Rocking-Kurve.

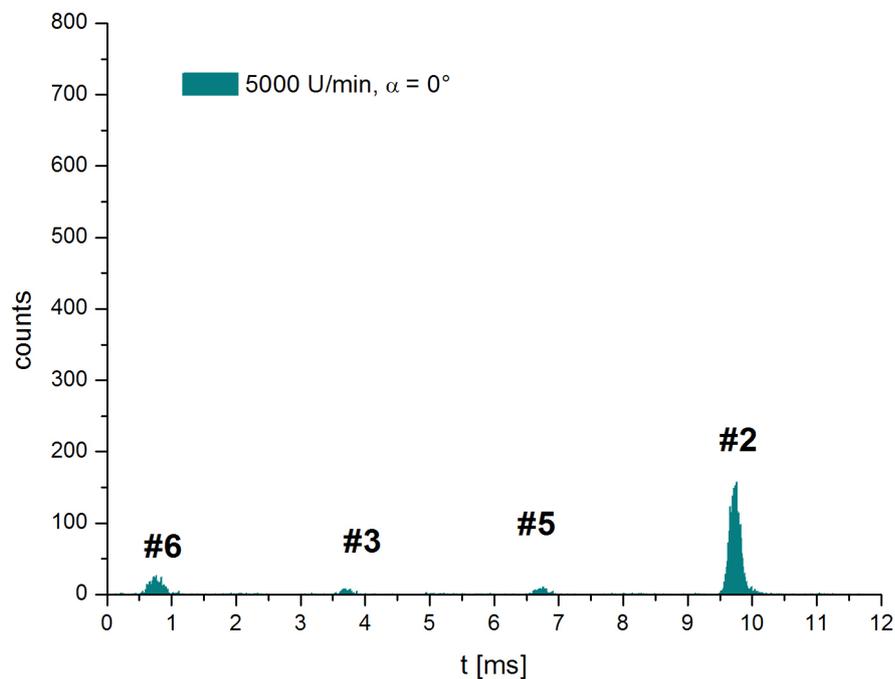


Abbildung 12.8: Zeitaufgelöste Messung bei 5000 U/min mit PST-Kristallen # 2, 5, 3, 6.

breiterung am Ort des Detektors. Der Abstand zwischen einem Kristall bei  $0^\circ$ , dh der Quelle, und Detektor betrug 580 mm.

Zudem fällt auf, dass nicht alle Pulse gleich breit sind, sondern dass eine Schwankung von bis zu 0.03 ms auftreten kann. Dies ist damit zu erklären, dass größere Mosaikbreiten bei größeren Winkeln des Kristalls noch Reflexion zulassen und somit die Transformationsregion vergrößern. Bei den Messungen mit einer Blende verringert sich daher die Schwankung auf nur 0.005 ms.

Auch bei dem zweiten Set der Kristalle (# 1, 4, 7, 8) konnte eine doch recht hohe Stage-3 Kontamination festgestellt werden. Bei der Charakterisierung mit T13A nicht aufgefallen, aber MIRA<sup>12</sup> schon deutlich zu sehen, scheint PST-Kristall # 8 einen hohen Anteil an Stage-3 aufzuweisen (Abb 12.15).

<sup>12</sup>Siehe Abb B.84 im Anh B. Das Fragezeichen markiert den Stage-3 Dip.

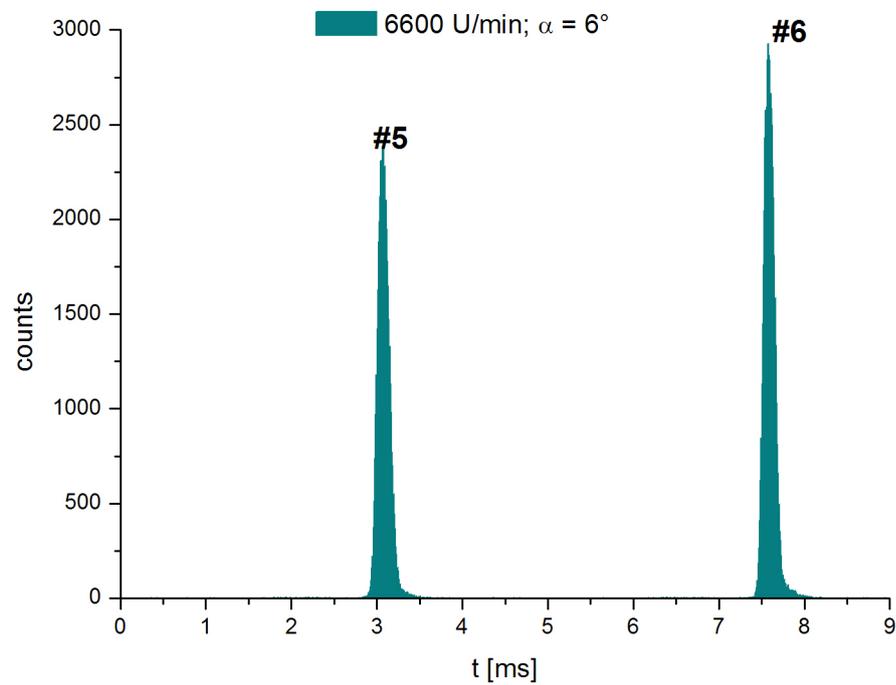


Abbildung 12.9: Zeitaufgelöste Messung bei 6600 U/min,  $\alpha = 6^\circ$  mit PST-Kristallen # 5, 6.

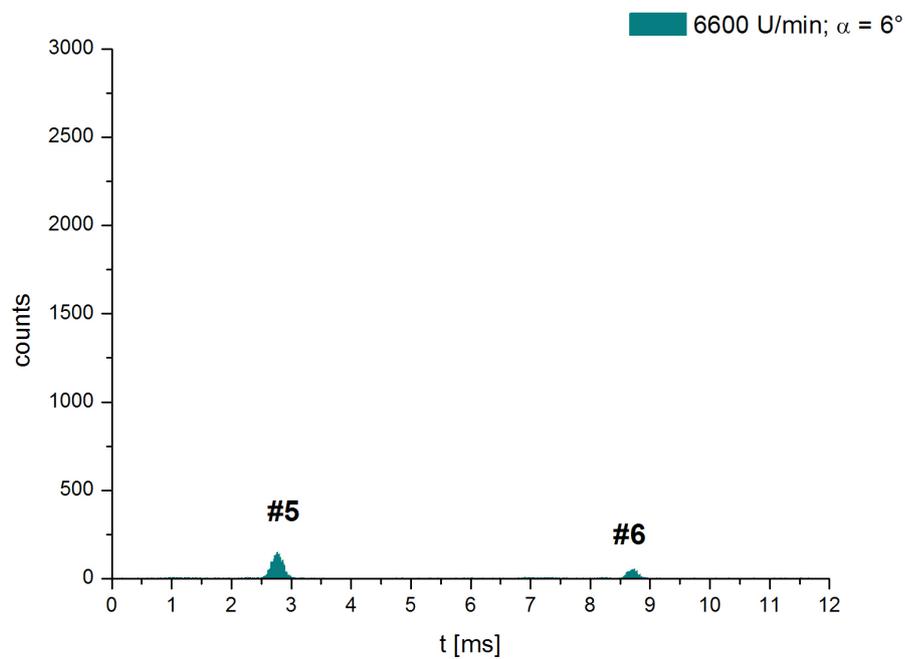


Abbildung 12.10: Zeitaufgelöste Messung bei 5000 U/min mit PST-Kristallen # 5, 6.

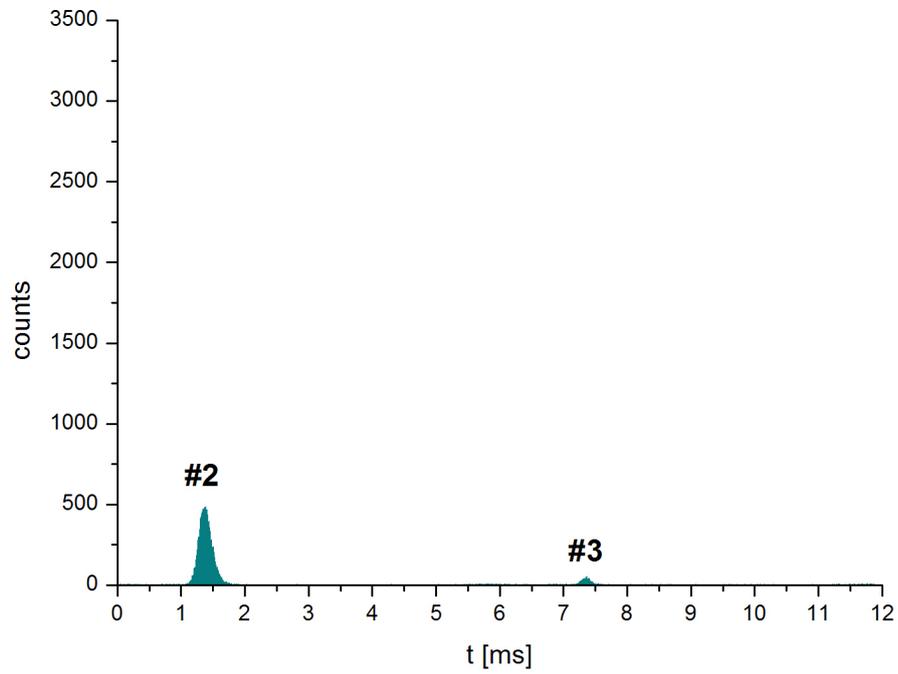


Abbildung 12.11: Zeitaufgelöste Messung bei 5000 U/min mit PST-Kristallen # 2, 3.

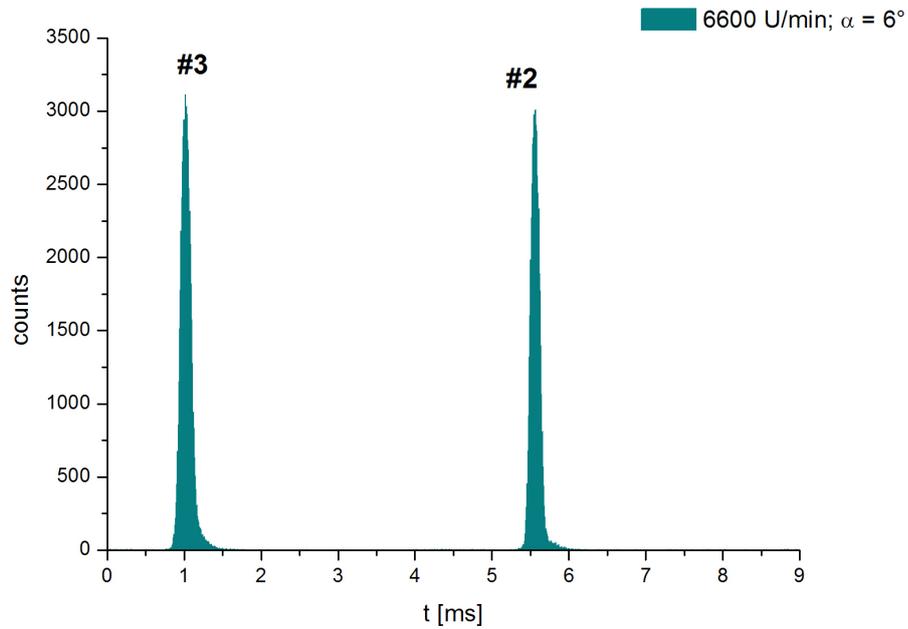


Abbildung 12.12: Zeitaufgelöste Messung bei 6600 U/min mit PST-Kristallen # 2, 3.

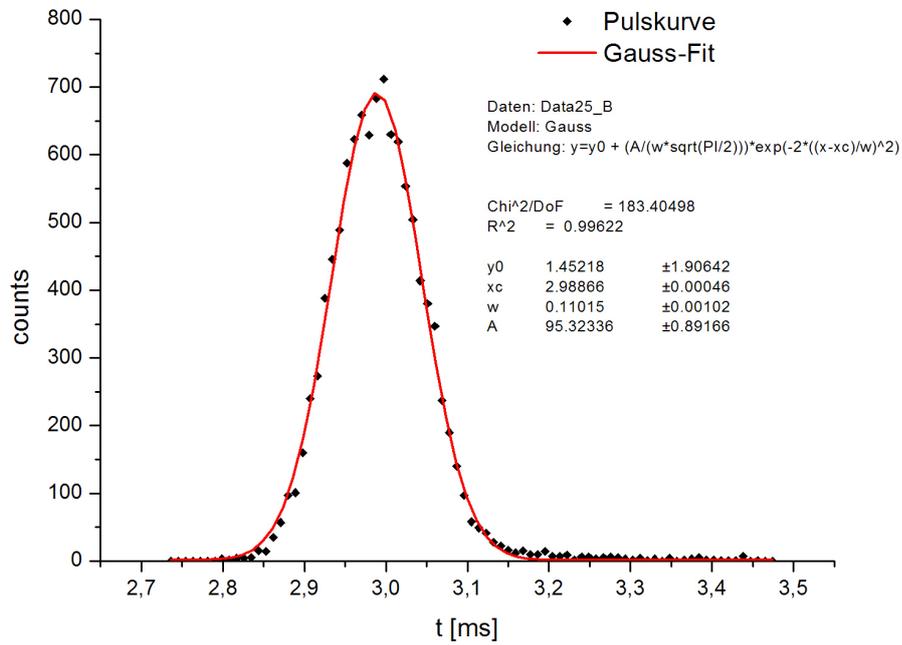


Abbildung 12.13: Detail eines Peaks der Messung von Abb 12.7.

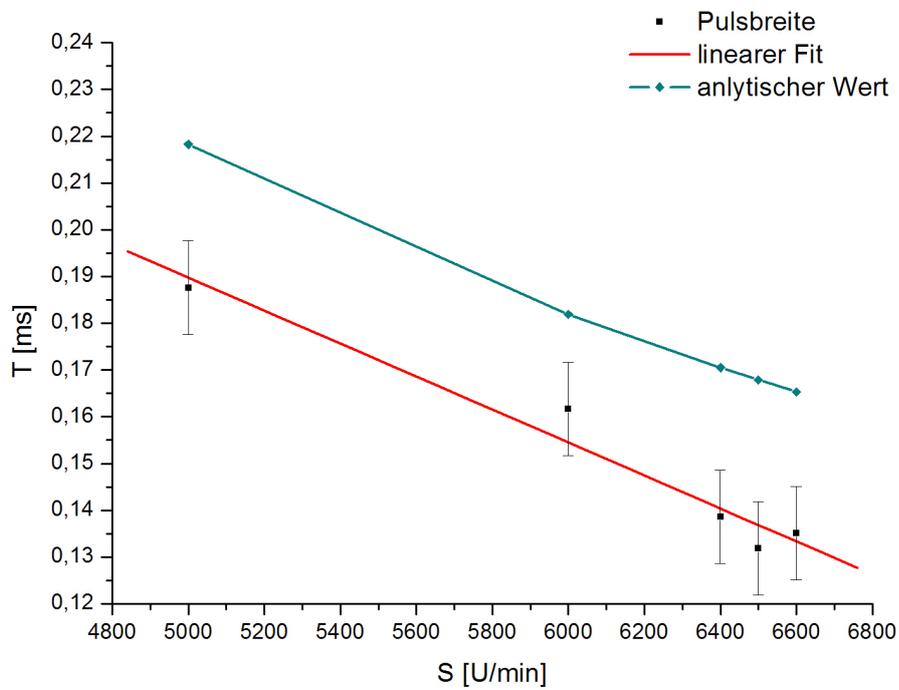


Abbildung 12.14: Pulsbreiten in Abhängigkeit von der Drehzahl.

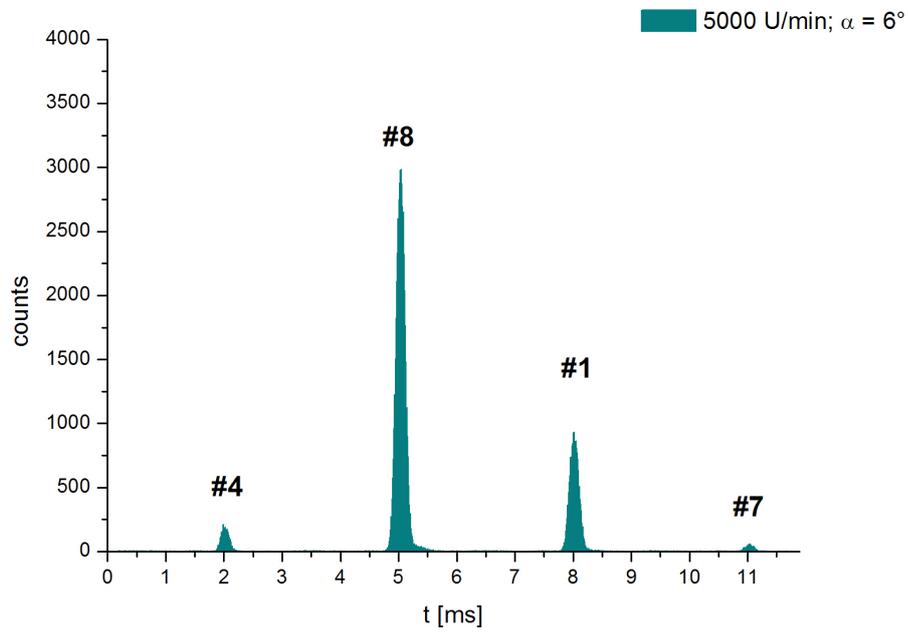


Abbildung 12.15: Zeitaufgelöste Messung bei 5000 U/min mit PST-Kristallen # 1, 4, 7, 8.

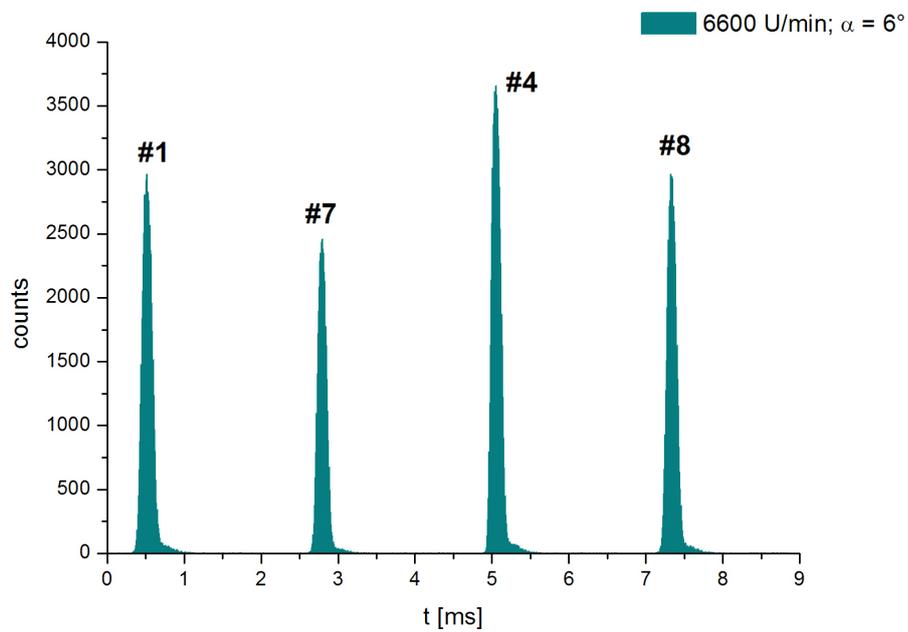


Abbildung 12.16: Zeitaufgelöste Messung bei 6600 U/min,  $\alpha = 6^\circ$  mit PST-Kristallen # 1, 4, 7, 8.

Eine weitere wichtige Kenngröße bei zeitaufgelösten Messungen mit gepulsten Neutronen ist die Frameoverlap-Distanz. Da in dem Strahl Neutronen mit verschiedenen Geschwindigkeiten vorhanden sind, ist es möglich, dass die langsamen Neutronen am Ende eines Pulses von den schnellen Neutronen vom Anfang des nächsten Pulses nach einer gewissen Distanz eingeholt werden (Abb 12.17). Steht nun ein Detektor außerhalb der Frameoverlap-Distanz, so kommen Neutronen aus verschiedenen Pulsen zu gleichen Zeit an. Man spricht dann von einem Frameoverlap.

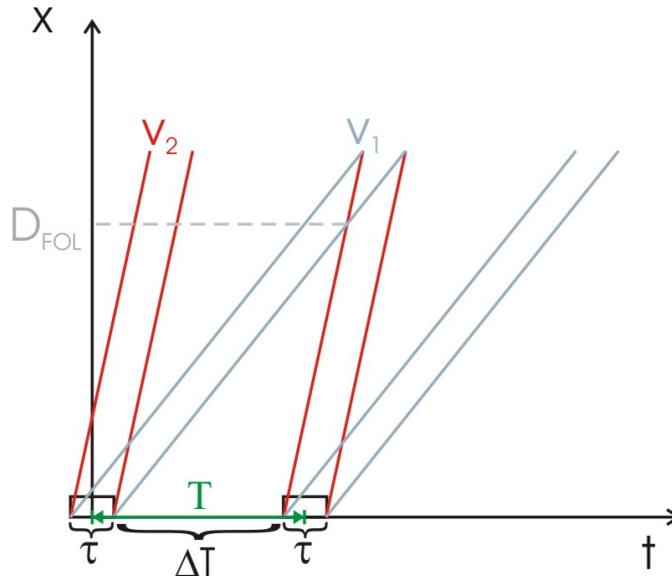


Abbildung 12.17: Schematische Darstellung zweier Pulse im  $xt$ -Koordinatensystem.

Aus Abb 12.17 kann man eine einfache geometrische Beziehung für die Frameoverlap-Distanz ( $D_{FOL}$ ) ableiten. Dazu betrachtet man die Gerade ( $x_1$ ) für die langsamsten Neutronen ( $v_1$ ) am Ende des 1. Pulses und die Gerade ( $x_2$ ) für die schnellsten Neutronen ( $v_2$ ) am Beginn des 2. Pulses. Die Länge eines Pulses ( $\tau$ ) ist durch die Länge ( $l$ ) der Transformationsregion<sup>13</sup> und der Rotorgeschwindigkeit bestimmt.

$$x_1(t) = 0 + v_1 t \quad (12.3)$$

$$x_2(t) = -\Delta T v_2 + v_2 t \quad (12.4)$$

Bei der Frameoverlap-Distanz schneiden sich die beiden Geraden, dh:

$$x_1(t) = x_2(t). \quad (12.5)$$

<sup>13</sup>Siehe Kap 5.5.

$$t = \frac{\Delta T v_2}{v_2 - v_1} \quad (12.6)$$

Durch Einsetzen von  $t$  in die Geradengleichung  $x_1(t)$  erhält man schließlich:

$$D_{FOL} = \frac{\Delta T v_1 v_2}{v_2 - v_1}. \quad (12.7)$$

$\Delta T$  errechnet sich aus der Zeit zwischen den beiden Pulsen, von der man 2 halbe Pulsbreiten abziehen muss. Es ergibt sich daher in diesem Fall:  $\Delta T = 2.1 \text{ ms}$ . Die durchschnittliche Neutronengeschwindigkeit beträgt  $v \approx 455 \text{ m/s}$  und Breite der Geschwindigkeitsverteilung ist  $\Delta v \approx 12 \text{ m/s}$ <sup>14</sup>. Somit ist  $v_1 = 449 \text{ m/s}$  und  $v_2 = 461 \text{ m/s}$ . Setzt man diese Werte in Gl 12.7 ein, erhält man  $D_{FOL} \approx 36 \text{ m}$ .

## 12.4 Divergenz

Die Messung der Divergenz wurde auf zwei Arten durchgeführt: y-Scan mit einem verfahrenbaren Detektor, welche in diesem Abschnitt besprochen wird und mit dem BiDim26 Detektor. Diese Messungen werden im nächsten Abschnitt diskutiert. Alle Messungen wurden, sofern nicht anderes angegeben, mit den PST-Kristallen # 1, 4, 7, 8 durchgeführt.

Der yz-Linearschlitten (Abb 12.18) wurde angetrieben mit ISEL-Schrittmotoren und gesteuert mit einem CNC Controller Typ ISEL C10<sup>15</sup>. Damit konnte der Detektor mit einer hinreichenden Genauigkeit von  $\Delta y < 0.05 \text{ mm}$  positioniert werden. Die y-Achse des Roboters war parallel zum UCN-Guide und stand somit normal auf den ausgehenden Strahl. Der Abstand PST-Kristall - zentrale Detektorposition  $\overline{KD}$  ( $y = 13 \text{ cm}$ ) betrug 693 mm.

Man erkennt bei Abbildung 12.19 sehr gut wie die Veränderung des PST-Kassettenwinkels  $\alpha$  um  $2^\circ$  den "footprint" um ca 2 cm verschiebt ( $\Delta y = \tan \alpha \overline{KD}$ ).

Bedingt durch die Drehbewegung der PST-Kassetten wird der Strahl aufgefächert. Hierdurch wird die horizontale Divergenz scheinbar vergrößert. Man kann sich diesen Sachverhalt vorstellen, wie einen Laser der auf einer rotierenden Scheibe montiert ist. Obwohl nun der "footprint" des Lasers zu einem Strich wird, bleibt die geringe Divergenz erhalten. Es wurde daher eine Cd-Blende (5 x 50 mm) 130 mm vor den Detektor montiert um die Auffächerung möglichst zu unterdrücken. Auf den Detektor wurde eine Blende der Größe 2 x 80 mm montiert.

Es gibt daher 2 Methoden zur Bestimmung der Divergenz. Bei der einen nimmt man die Breite (B) bzw Höhe (H) des Strahlprofils ("footprint") und zieht davon die Breite (b) bzw Höhe (h) des Kristalls ab. Den Differenzbetrag setzt man nun in die

<sup>14</sup>Siehe unten.

<sup>15</sup>iselautomation GmbH: [www.isel.com](http://www.isel.com)



Abbildung 12.18: yz-Linear Schlitten am Ausgangsfenster des PST.

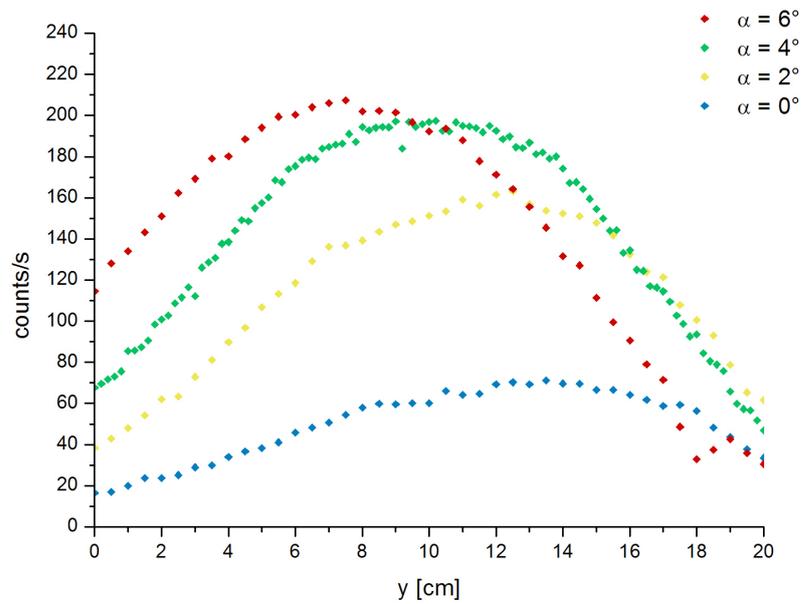


Abbildung 12.19: "Footprint" bei unterschiedlichen PST-Kassettenwinkeln  $\alpha$ .

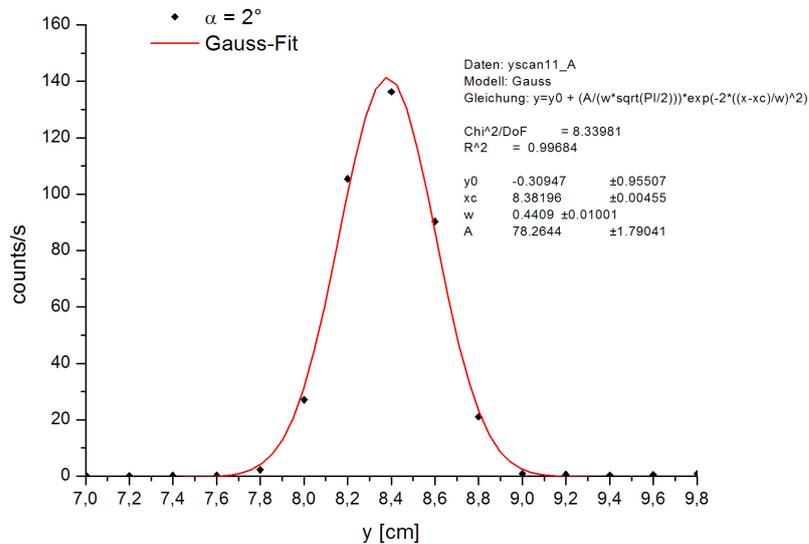


Abbildung 12.20: Horizontales Intensitätsprofil hinter einer 5x50mm Blende.

Winkelbeziehung ein, wobei wiederum  $\overline{KD} = 630 \pm 2 \text{ mm}$  die Distanz Kristall-Detektor bezeichnet:

$$\eta \approx \tan \frac{(B - b)}{QD} \quad (12.8)$$

$$\omega \approx \tan \frac{(H - h)}{QD} . \quad (12.9)$$

Die zweite Möglichkeit besteht nun darin unter Verwendung einer Blende und deren Abbildung (Abb 12.20) die Divergenz zu bestimmen. Dabei muss nun die Blendengröße von der gemessenen Breite bzw Höhe des Profiles abgezogen werden. Hierbei bekommt man dann eine lokale horizontale Divergenz von  $\eta_l \approx 1^\circ$ .

## 12.5 Bidim26

Das Detektorlabor des ILL borgte uns einen ihrer selbstentwickelten BiDim26 Detektoren. Es handelt sich hierbei um einen ortsauflösenden Detektor (PSD). Die technischen Eckdaten sind:

Typ : MWPC (Multiwire Proportional Chamber)

Aktive Fläche : 256 mm x 256 mm

Füllgas: 4.5 bar  $^3\text{He}$  + 1.5 bar  $\text{CF}_4$

Außenabmessungen: 425 mm x 425 mm x 410 mm

Räumliches Auflösungsvermögen (FWHM) : 2 mm x 2 mm

Absorptionslücke : 30 mm

Detektoreffizienz : 60% bei 1 Å und 90% bei 3 Å

Maximale Zählrate:  $\sim 300$  kHz

Elektronik: Individuelle Auslesung (jede Zelle ist mit einem Verstärker/Discriminator verbunden), XY-Adressierung

Weiters: Niedrige Gamma-Empfindlichkeit, hohe Zählstabilität.

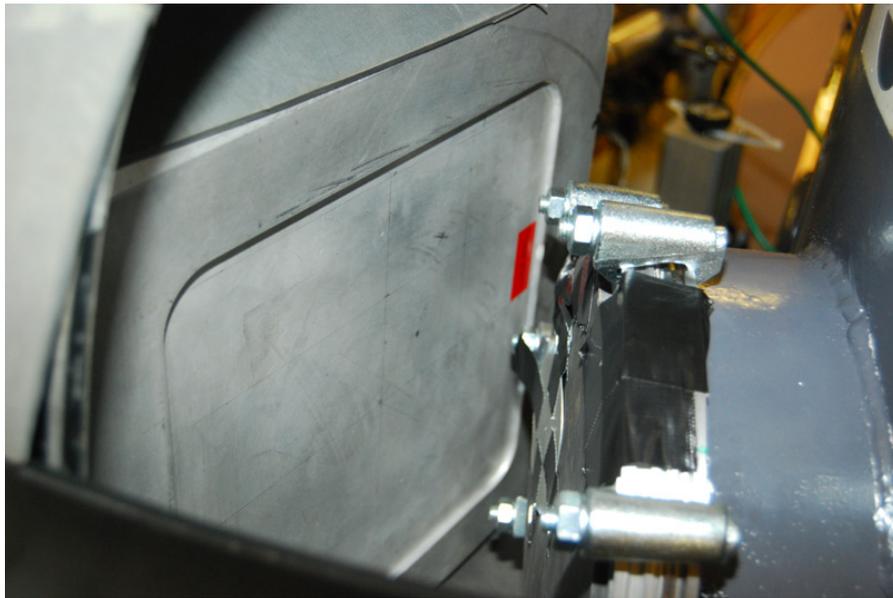


Abbildung 12.21: Vorderseite des BiDim26 Detektors vor dem CN-Fenster.

Der Detektor wurde zentral vor das CN-Fenster gestellt. Die Stirnseite des Detektors war parallel zum UCN-Leiter ausgerichtet. Die anderen Seitenflächen des Detektors wurden zur Minimierung des Untergrunds mit Borgummimatten abgedeckt. Der Abstand vom CN-Fenster zur Detektormitte betrug 130 mm. Aufgrund der recht hohen Intensität des transformierten Neutronenstrahls konnte die Detektorkennlinie nicht bei 6600 U/min, sondern nur bei 6200 U/min aufgenommen werden. Die optimale Detektorspannung (= Lage des Plateaus) betrug:  $U_{opt} = 2100$  V. Bei offenem Shutter und 0 U/min wurde eine Untergrundmessung durchgeführt. Der über die gesamte Detektorfläche integrierte Untergrund betrug 1540 counts/s (dh ca nur  $2.4 \text{ counts s}^{-1} \text{cm}^{-2}$ ) und ist somit vernachlässigbar. Die Messungen mit dem BiDim26 wurden mit den PST-Kristallen # 7 und 8 durchgeführt.

Mit einem logarithmischen yz-Plot (Abb 12.23) erkennt man sehr gut die Kristallhöhe ( $a = 5$  cm). Hier wurde zu besseren Veranschaulichung die Kontur des Kristalls eingezeichnet. Der schwarze Fleck bei  $y = 25$  cm und  $z = 13$  cm ist die Flanschklammer des CN-Fensters.

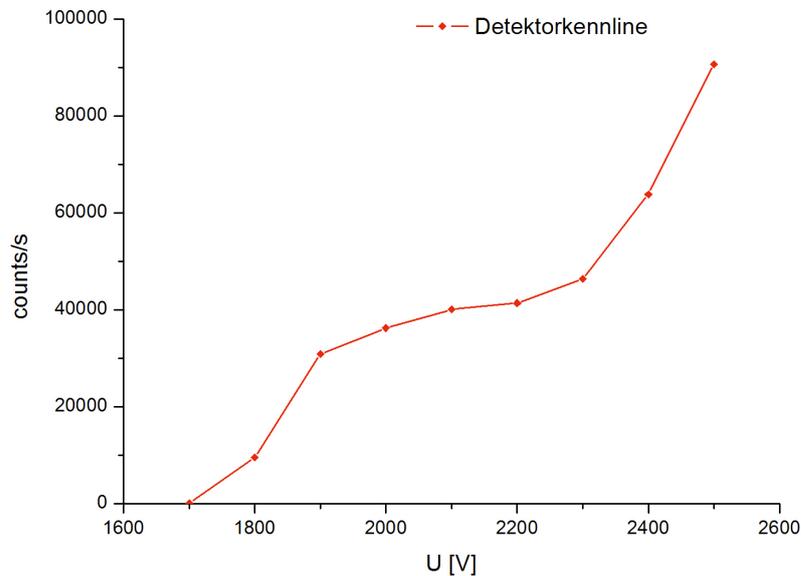


Abbildung 12.22: Detektorkennlinie, aufgenommen bei 6200 U/min.

Wie auch schon bei den Divergenzmessungen mit dem  $yz$ -Linearschlitten kann mit Gl 12.8 und Gl 12.9 die horizontale bzw vertikale Divergenz bestimmt werden. Für eine genauere Analyse wurden horizontale und vertikale Schnitte durch den  $yz$ -Plot der Zählraten (Abb 12.24) gelegt. Aus diesen wurde dann die Breite bzw Höhe des Footprints bestimmt.

Zur Analyse der lokalen<sup>16</sup> horizontalen ( $y$ -Richtung) und vertikalen ( $z$ -Richtung) Divergenz wurde am CN-Fenster an abwechselnden Positionen eine Cd-Lochblende ( $d = 1$  mm) angebracht. Aus dem Abbildung des Lochs auf dem PSD (Abb 12.25 und 12.26) können die lokalen Divergenzen, durch die Verbreiterung, analog Gl 12.8 bzw 12.9 bestimmt werden. Der Abstand zwischen Blende und Detektor betrug  $\overline{BD} = 14$  cm.

Tabelle 12.5: Divergenzen bei verschiedenen Kristallwinkeln.

$\alpha$ [°]	$\eta$ [°]	$\omega$ [°]	$\eta_l$ [°]	$\omega_l$ [°]
0	$13.4 \pm 0.8$	$1.5 \pm 0.2$	$0.9 \pm 0.2$	$1.6 \pm 0.2$
2	$14.9 \pm 0.6$	$1.0 \pm 0.2$	$1.6 \pm 0.2$	$2.5 \pm 0.2$
4	$15.3 \pm 0.4$	$1.7 \pm 0.2$	$1.2 \pm 0.2$	$1.6 \pm 0.2$
6	$16.6 \pm 1.0$	$1.5 \pm 0.2$	$1.6 \pm 0.2$	$2.3 \pm 0.2$

---

<sup>16</sup>Siehe oben.

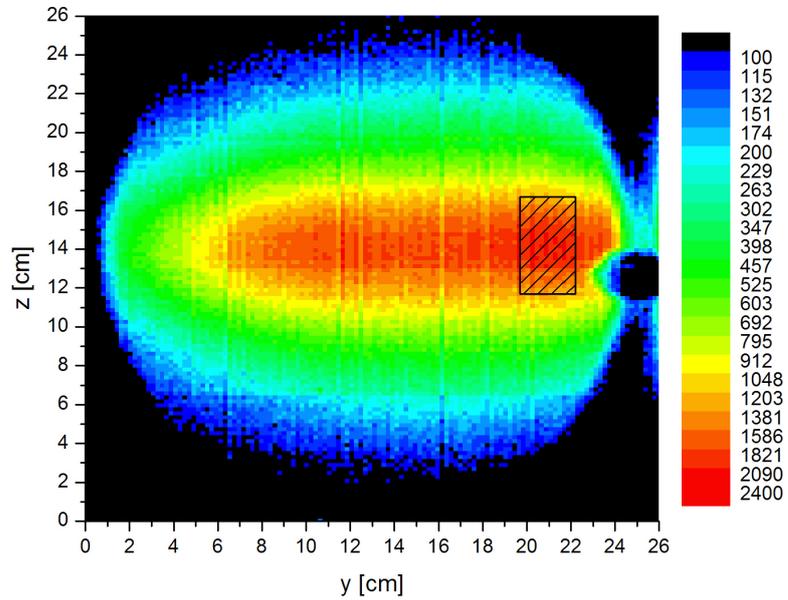


Abbildung 12.23: Logarithmischer yz-Plot der Zählrate bei 6600 U/min und  $\alpha = 0^\circ$ .

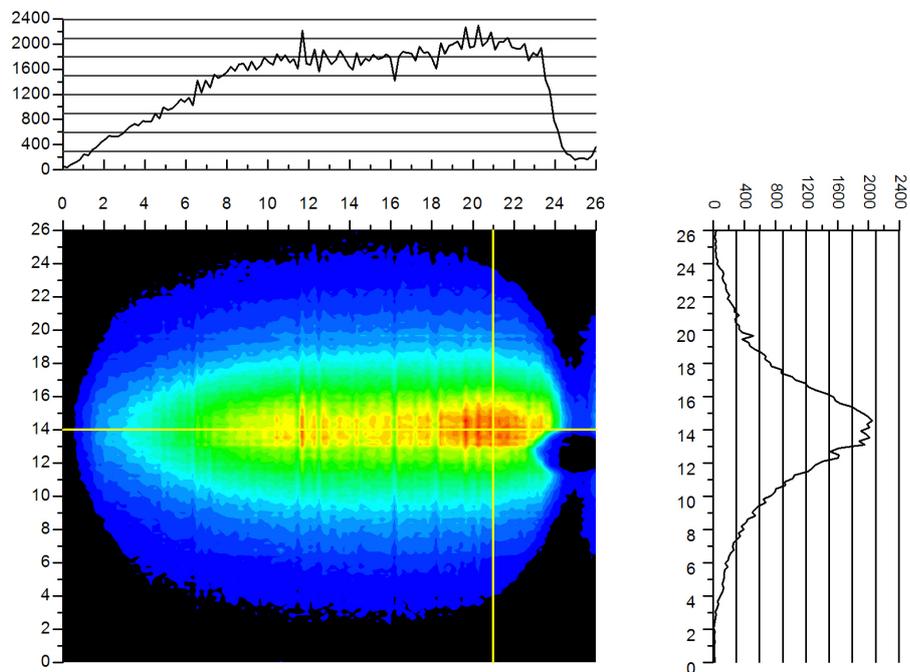


Abbildung 12.24: yz-Plot und Profile der Zählrate bei 6600 U/min und  $\alpha = 0^\circ$ .

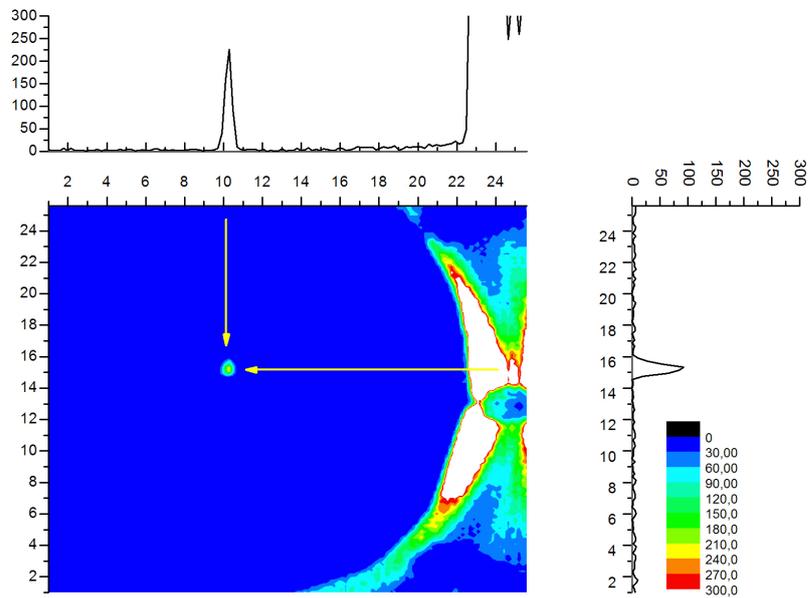


Abbildung 12.25: yz-Plot und Profile der Zählrate bei 6600 U/min und  $\alpha = 0^\circ$ .

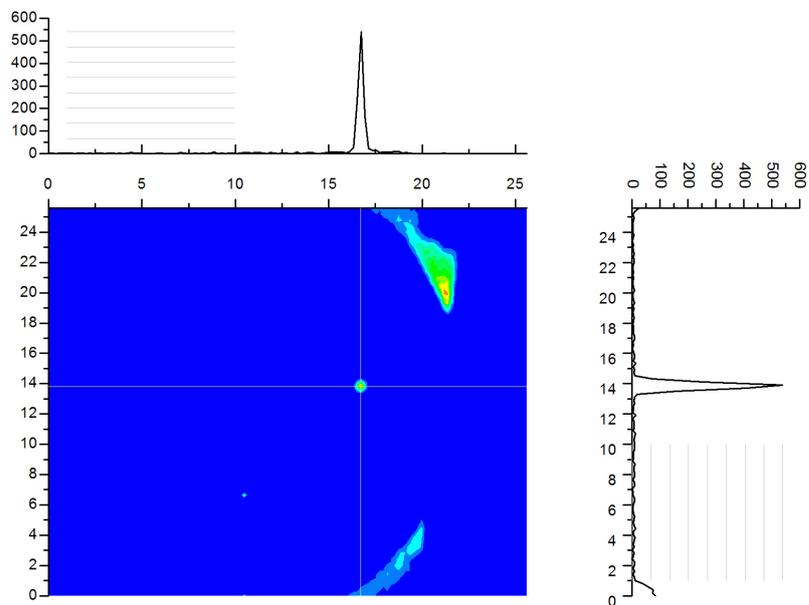


Abbildung 12.26: yz-Plot und Profile der Zählrate bei 6600 U/min und  $\alpha = 6^\circ$ .

## 12.6 Kristallspektrometer

Wie schon in Abschnitt 12.3 erläutert, war die Bestimmung der Wellenlänge des transformierten Strahls mittels TOF-Methode nicht möglich. Daher wurde ein Kristallspektrometer, dessen Aufbau in Abschnitt 9.5 beschrieben wird, verwendet.

Der Goniometer mit dem Stage-2 i-HOPG ( $d = 8.74 \text{ \AA}$ ,  $M = 1.8^\circ$ ) wurde so zwischen dem CN-Fenster und dem Detektor positioniert, dass eine maximale Intensität im Detektor erreicht wurde. Dazu wurde zuerst der Detektor (inkl der  $2 \times 80 \text{ mm}$  Cd-Blende) mittels des yz-Linearschlittens ins Maximum gefahren. Dann wurde der Goniometer mit der fix montierten Cd-Blende ( $5 \times 50 \text{ mm}$ ) per Hand ausgerichtet. Zur Überprüfung der Ausrichtung und der Blenden wurde an der Stirnseite der Kristallkassette ein  $10 \text{ mm}$  breiter und  $70 \text{ mm}$  hoher Cd-Streifen angebracht. Bei der Nullposition der Kristallkassette ( $\Theta = 0^\circ$ ) sollte die Intensität gegen Null gehen.

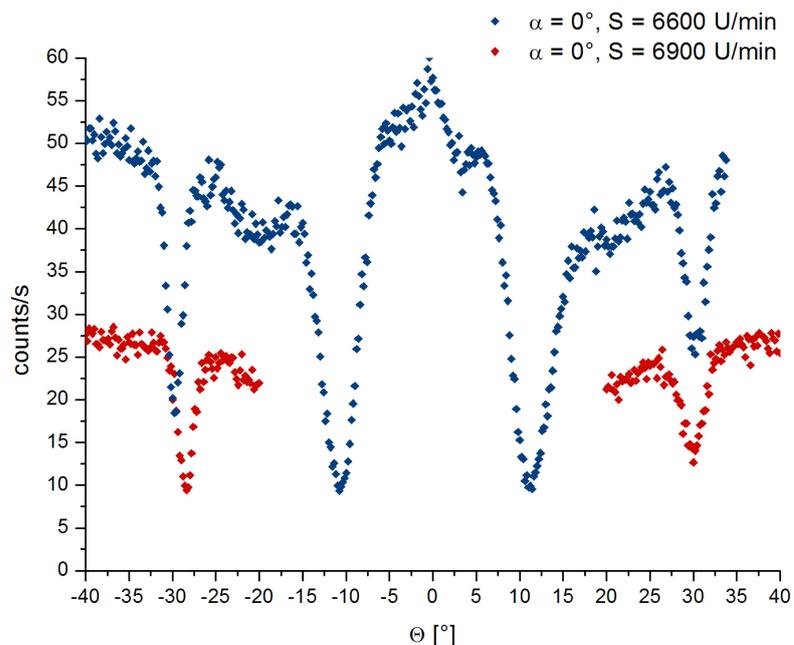


Abbildung 12.27: Inverse Rocking-Kurve ( $\Theta$ -scan) bei  $6600 \text{ U/min}$  und  $\alpha = 0^\circ$ .

Es wurden inverse Rocking-Kurven<sup>17</sup> aufgenommen. Dazu wurde der Kristall über einen Bereich von ca  $-50^\circ$  bis  $50^\circ$  gedreht. Somit wurde der Neutronenstrahl einmal an der Vorderseite ( $\Theta < 0^\circ$ ) und einmal an der Rückseite ( $\Theta > 0^\circ$ ) des Kristall reflektiert. Durch die Messung des relativen Abstands der beiden Dips ( $2\Theta$ ) erhält man den Wert für  $\Theta$ . Somit konnte die schwierige Aufgabe der Messung des Absolutwerts des Winkels  $\Theta$

<sup>17</sup>Vgl Kap 9.1.3.

umgangen werden. Mittels der Bragggleichung<sup>18</sup> erhält man dann die Peak-Wellenlänge  $\lambda$ .

Bei Abb 12.27 sind 4 um den Ursprung symmetrische Dips zu erkennen. Die inneren beiden Dips ( $\Theta \approx \pm 10^\circ$ ) sind keine Reflexe, sondern sind durch die Absorption der Indiumdichtungen verursacht. Dieser Sachverhalt wurde bereits bei den Messungen an MIRA<sup>19</sup> verifiziert. Durch genaue Vermessung der Dips (Gauß-Fit) lässt sich  $\Theta$  auf  $0.02^\circ$  genau bestimmen. Somit lässt sich die Wellenlänge des transformierten Strahls bei 6600 U/min und  $\alpha = 0^\circ$  mit  $\lambda = 8.73 \pm 0.02 \text{ \AA}$  angeben. Die Messung wurde mit  $S = 6900 \text{ U/min}$  wiederholt (Abb 12.27). Hierbei ergab sich die Wellenlänge  $\lambda = 8.53 \pm 0.02 \text{ \AA}$ . Verständlicherweise ist die Intensität bei einer Geschwindigkeit abweichend vom Optimum geringer.<sup>20</sup>

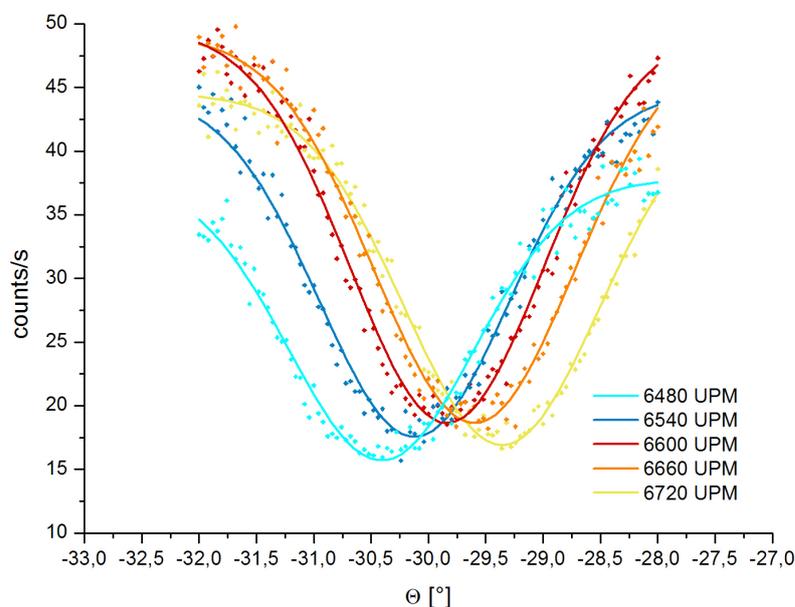


Abbildung 12.28: Dips bei verschiedene Rotorgeschwindigkeiten.

Nun wurde der PST-Kassettenwinkel  $\alpha$  auf  $6^\circ$  gestellt. Bei 6600 U/min wurde eine Wellenlänge von  $\lambda = 8.70 \pm 0.02 \text{ \AA}$  bestimmt. Um das Auflösungsvermögen bzw die Empfindlichkeit des Aufbaus zu demonstrieren, wurde nun ein sehr fein gestufter Geschwindigkeits-Scan gefahren (Siehe Abb 12.28).

Bei Tab 12.6 sieht man sehr gut, dass man die Rotorgeschwindigkeit auf die Ausgangswellenlänge abbilden kann. Die Diskrepanz in der absoluten Geschwindigkeit ist mit der von Null verschiedenen Geschwindigkeiten der UCN zu erklären.

<sup>18</sup>Siehe Gl 5.1.

<sup>19</sup>Siehe Kap 9.1.3.

<sup>20</sup>Dies ist auch bei Abb 12.28 sehr schön zu erkennen.

Tabelle 12.6: Ausgangswellenlänge in Abhängigkeit von der Rotorgeschwindigkeit

Drehzahl .[U/min]	$2v_{r=0.325m}$ .[m/s]	$\lambda$ [Å]	$v_n$ .[m/s]
6480	441.1	8.85	447.0
6540	445.2	8.77	451.1
6600	449.3	8.70	454.7
6660	453.3	8.63	458.4
6720	457.4	8.57	461.6

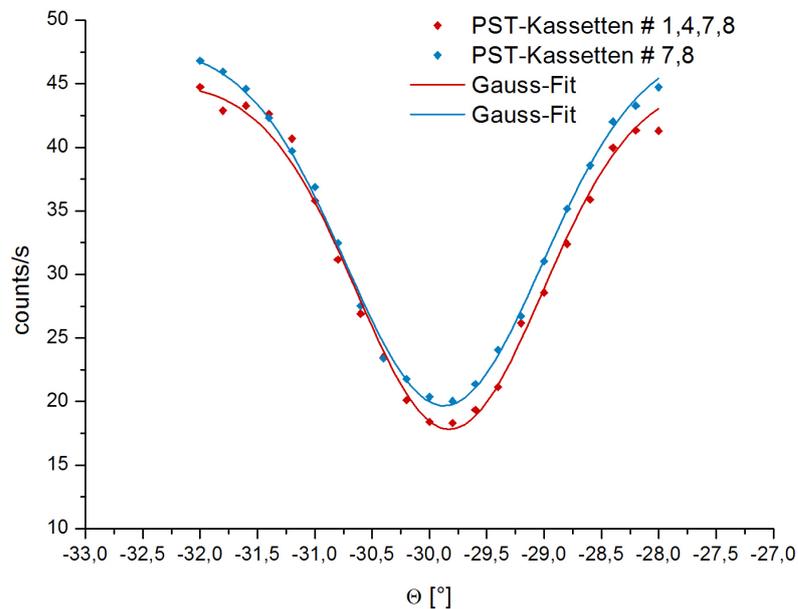


Abbildung 12.29: Dips bei 4 bzw 2 PST-Kristallen.

Abschließend wurde noch die Auswirkung einer längeren Füllzeit auf die Wellenlänge untersucht. Dazu wurden die PST-Kristalle # 1 & 4 demontiert. Man erkennt, dass die Schwerpunkte der Dips nur um  $0.04^\circ$  von einander abweichen. Sofern man diesen Wert nicht als Messfehler abtun will, entspräche dies einer Geschwindigkeitsdifferenz von nur 0.5 m/s.

Aufgrund der Messmethode ist eine genaue Bestimmung der Wellenlängenverteilung nicht möglich. Da mit einem Mosaikkristall gemessen wurde, könnte nur eine Verbreiterung des Peaks, dessen intrinsische Breite durch die Mosaikbreite gegeben ist, Aufschluss über die Wellenlängenverteilung geben. Eine solche Verbreiterung der Peaks war aber nicht mit diesem Aufbau hinreichend genau messbar. Durch die Breite der Geschwindigkeits-Scans<sup>21</sup> kann aber als obere Grenze  $\Delta\lambda < 0.25 \text{ \AA}$  bzw.  $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \approx 3\%$  ange-

<sup>21</sup>Siehe Kap 12.2.

geben werden.

Eine Vermessung des Stage-3 Peaks bei 5500 U/min konnte nicht durchgeführt werden, da kein geeigneter (zB Stage-3 i-HOPG) Kristall zur Verfügung stand. Auch wäre ob der geringen Intensität eine solche Messung wenig Erfolg versprechend gewesen.

## 12.7 Vakuum

Wie im Kap 8.2.1 diskutiert, stellt das Experiment keine hohen Anforderungen an die Vakuumqualität. Aus verschiedenen anderen Experimenten war aber bekannt, dass ab einem Restdruck von  $p \approx 10^{-3}$  mbar eine deutliche Verbesserung auftritt. Dies gilt ganz besonders für Speicherexperimente. Da in zukünftigen PST-Experimenten auch eine Speicherung der UCN vorgesehen wird, sollte auch der Aspekt der Vakuumqualität auf das Ergebnis der Phasenraumtransformation untersucht werden. Das Vakuumsystem und dessen Optimierung wurde in Kap 11.5 beschrieben.

Zuerst wurde überprüft, ob sich die Vakuumqualität auf die Intensität des transformierten Strahls auswirkt. Dazu wurde im laufenden Betrieb des PST-Rotors bei 6600 U/min die Vakuumpumpe abgeschaltet. Aus Sicherheitsgründen<sup>22</sup> konnte dieser Test nur bis zu einem Druck von knapp unter  $p = 1$  mbar durchgeführt werden.

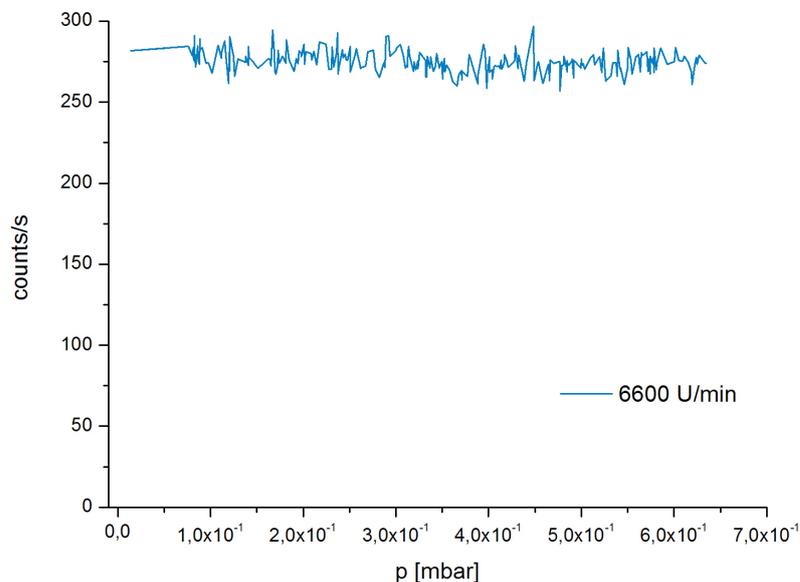


Abbildung 12.30: Intensität des transformierten Strahls in Abhängigkeit vom Druck im Schleudervolumen.

Die Intensität bleibt in einem Bereich von  $p = 4.2 \times 10^{-3}$  mbar -  $p = 6.5 \times 10^{-1}$  mbar innerhalb der statistischen Schwankungsbreite konstant. Mit dem Kristallspektromen-

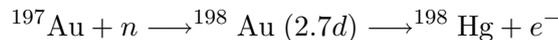
<sup>22</sup>Siehe Kap 6.6.

ter<sup>23</sup> wurde überprüft, ob sich die Vakuumqualität auf die Ausgangswellenlänge auswirkt (zB durch Absorption der langsameren Neutronen). Auch hier wurde kein Unterschied festgestellt.

Man kann also festhalten, dass bei einem PST ohne Speicherung der UCN in einem Bereich von  $p = 7 \times 10^{-1}$  mbar bis  $p = 3 \times 10^{-3}$  mbar die Vakuumqualität für die Transformation keine Rolle spielt.

## 12.8 Goldfolie

Goldfolienmessungen werden zur Normierung des Flusses an Neutronenstreueinrichtungen verwendet. Eine hochreine Goldfolie (99.99%) genau definierter Abmessung wird dazu eine bestimmte Zeit der Neutronenstrahlung ausgesetzt. Durch Neutroneneinfang kommt es zur Aktivierung des Golds.



Der Strahlenschutz (Service de Protection des Rayonnements) des ILL hat ein standardisiertes System zur Neutronenflussbestimmung. Man bekommt genormte Goldfolienplättchen auf Aluminiumträgern. Diese müssen dann nur an der Stelle von Interesse montiert werden und der Zeitpunkt von Beginn und Ende der Bestrahlung müssen ebenfalls notiert werden. Diese Werte werden dann in das Messsystem eingegeben und die Auswertung der aktivierten Goldfolien wird automatisch durchgeführt.<sup>24</sup>

Die vom ILL bereitgestellten kreisrunden Goldfolien hatten einen Durchmesser von exakt  $d = 10$  mm und eine Dicke von  $D = 7 \mu\text{m}$ . Eine kreisförmige Fläche ( $d = 10$  mm) wurde daher als Standardfläche für die Vergleichsmessungen mit den verschiedenen Detektoren herangezogen. Um nun von der Kreisfläche auf den Fluss pro  $\text{cm}^2$  zu kommen muss die normierte Zählrate durch die Kreisfläche  $A$  (Gl 12.10) geteilt werden.

$$A = r^2\pi = 0.5^2\pi \approx 0.7854 \quad (12.10)$$

Es wurde direkt am BiDim26 Detektor and der Stelle mit der höchsten Intensität ein Goldfolienplättchen ( $d = 10$  mm,  $D = 7 \mu\text{m}$ ) angebracht. Wie leider zu erwarten war, ist die Zählrate von ca  $300 \text{ counts } s^{-1}\text{cm}^{-2}$  nicht ausreichend um eine hinreichende Aktivierung zu erzielen. Die Folie war über 12 Stunden im Strahl, jedoch konnte keine den Untergrund überschreitende Aktivierung gemessen werden.

Anders hingegen stellte sich die Situation beim Eingangsstrahl dar. Direkt am Ende des UCN-Leiters (in der Schleuderkammer) wurden 5 sternförmig angeordnete (Abb 12.31) Folien exakt 10 Stunden 15 Minuten 24 Sekunden bestrahlt und dann mittels

<sup>23</sup>Siehe Kap 12.6.

<sup>24</sup>Die Messung der aktivierten Goldfolien wurden von Herrn R. Dixon (ILL) durchgeführt.

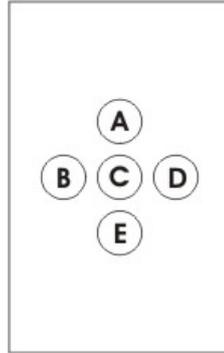


Abbildung 12.31: Anordnung der Goldfolien auf dem Aluminiumträger bei der Eingangsflussmessung.

$4\pi$ -Zähler ausgewertet. Da die automatische Auswertungssoftware des  $4\pi$ -Zählers auf die Aktivierung mit thermischen Neutronen kalibriert war, mussten die Ergebnisse erst auf die Wellenlänge ( $\lambda = 550 \text{ \AA}$ ) umgerechnet werden, die dem Mittel der Eingangswellenlängenverteilung (bei  $v = 7.2 \text{ m/s}$ ) entspricht. Dies geschah über die  $1/v$ -Relation für die Wirkungsquerschnitte. Zusätzlich muss berücksichtigt werden, dass Neutronen mit Geschwindigkeiten von  $v < 4.8 \text{ m/s}$  auf Grund des Fermipotenzials ( $V_{Au} = 121.4 \text{ neV}$  und  $W = 0.42$ ) nicht in die Folie eindringen können und somit auch nicht zur Aktivierung beitragen können. Aus dem gemessenen Eingangsspektrum<sup>25</sup> kann der Anteil der Neutronen mit  $v < 4.8 \text{ m/s}$  bestimmt werden. Dieser beträgt ca. 5.5 % und daher müssen die Zählraten um diesen Wert nach oben korrigiert werden.

Tabelle 12.7: Ergebnisse der Flussmessung für die verschiedenen Positionen

Pos.	$I_{\lambda=1.8\text{\AA}} [cm^{-1}s^{-1}]$	$I_{\lambda=550\text{\AA}} [cm^{-1}s^{-1}]$	$I_{Kor} [cm^{-1}s^{-1}]$
A	1.28E+06	4.19E+03	4.42E+03
B	2.23E+06	7.30E+03	7.70E+03
C	2.35E+06	7.69E+03	8.11E+03
D	1.38E+06	4.52E+03	4.76E+03
E	1.28E+06	4.19E+03	4.42E+03
$\bar{M}$	1.70E+06	5.58E+03	5.88E+03

Man muss beachten, dass die Intensität nicht homogen über den Strahlquerschnitt verteilt ist, sondern im Zentrum stärker als am Rand ist. Um eine integrierte Intensität über den gesamten Leiterquerschnitt ( $d = 86 \text{ mm}$ ,  $A \approx 58 \text{ cm}^2$ ) zu erhalten, wurde ein Mittelwert gebildet und dann auf die Gesamtfläche  $A$  hochgerechnet. Man erhält somit einen integralen Neutronenfluss von  $\Phi_I \approx 3.42 \times 10^5 \text{ n s}^{-1}$  am Ende des UCN-Leiters.

<sup>25</sup>Siehe Kap 7.2.

## 12.9 Intensitäten

Beim zylindrischen  $^3\text{He}$ -Detektor<sup>26</sup> wurde wie bereits im Kap 12.4 erläutert mittels eines yz-Linearschlittens das Strahlprofil abgerastert. Auch hier wurde ua eine  $d = 10$  mm Lochblende verwendet. Dieselbe Blende wurde auch für den BiDim26 Detektor verwendet. Zudem konnte hier softwaremäßig eine virtuelle Blende angewendet werden. Somit ist es möglich die Zählraten und integrierten Intensitäten der beiden Detektoren zu vergleichen. Der Vergleich wurde bei  $\alpha = 0^\circ$ ,  $N = 2$  und 6600 U/min durchgeführt.

Zylindrischer  $^3\text{He}$ -Detektor:  $372 \text{ s}^{-1}\text{cm}^{-2}$

BiDim26 mittels Blende:  $380 \text{ s}^{-1}\text{cm}^{-2}$

BiDim26 mittels Software<sup>27</sup>:  $302 \text{ s}^{-1}\text{cm}^{-2}$

Die über das gesamte Strahlprofil emittierte Intensität ist ca  $\Phi_I = 3.48 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$ . Setzt man die Strahldimension (Footprint) mit 17 cm x 7 cm an (aus Kap 12.5), so erhält man daraus einen mittleren Fluss von  $\Phi = 292 \text{ s}^{-1}\text{cm}^{-2}$ .

---

<sup>26</sup>Siehe Kap 12.1.

<sup>27</sup>Hier wurde im Strahlzentrum über die Zählraten mehrere Pixel (2 mm x 2 mm) gemittelt und dann auf 1 cm<sup>2</sup> hochgerechnet. Der abweichend niedrige Wert ist auf die Totzeit zurückzuführen.

### 12.10 Ergebnisse im Überblick

Die optimale *Rotorgeschwindigkeit* liegt bei *ca 6600 U/min* ( $v_{r=0.325mm} = 224.7 \text{ m/s}$ ). Damit lässt sich eine *Ausgangswellenlänge* von  $\lambda \approx 8.7\text{\AA}$  erzeugen, wobei die Wellenlänge mit der Rotorgeschwindigkeit innerhalb des schmalen Bereichs variiert werden kann<sup>28</sup>.

Die *Pulsbreite* wird von der Rotorgeschwindigkeit und der Länge der Strecke des Kristalls durch das UCN-Gas dominiert. Sie beträgt bei 6600 U/min  $t_{Puls} = 0.13 \pm 0.01 \text{ ms}$  und 5000 U/min  $t_{Puls} = 0.19 \pm 0.01 \text{ ms}$ . Der Abstand zwischen den Pulsen beträgt 23 ms. Die Distanz innerhalb der kein Frameoverlap zu erwarten ist, liegt bei ca 36 m.

Die Vakuumqualität bei einem PST ohne Speicherung der UCN spielt in einem Bereich von  $p = 7 \times 10^{-1} \text{ mbar}$  bis  $p = 3 \times 10^{-3} \text{ mbar}$  für die Effizienz und Qualität der Transformation keine Rolle.

Einige Strahleigenschaften, insb die Intensität, hängen vom horizontalen Kristallwinkel  $\alpha$  ab. Die interessantesten Parameter sind in Tab 12.8 wiedergegeben.

Tabelle 12.8: Einfluss des horizontalen Kristallwinkels auf die Strahleigenschaften.

$\alpha [^\circ]$	Pos.[U/min]	$I[\%]$	FWHM [U/min]	$\lambda [\text{\AA}]$	$\eta [^\circ]$	$\omega [^\circ]$
0	$6550 \pm 10$	68	$667 \pm 20$	$8.73 \pm 0.02$	$13.4 \pm 0.4$	$1.5 \pm 0.2$
6	$6620 \pm 10$	100	$764 \pm 39$	$8.70 \pm 0.02$	$14.9 \pm 0.4$	$1.5 \pm 0.2$

Der UCN-Fluss am Eingang des PST betrug  $\Phi_{UCN} = 5.88 \times 10^3 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  und CN Fluss am Ausgang  $\Phi_{CN} = 3.00 \times 10^2 \text{ n cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  bei. Somit ergibt sich eine *Effizienz*<sup>29</sup> von  $\varepsilon_{PST} \approx 0.05$ , dh ca 5% bei  $\alpha = 0^\circ$ . Zu dem selben Ergebnis gelangt man auch, wenn man die integrierte Eingangintensität von  $\Phi_{Int} = 3.42 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$  durch die Gesamtzählrate ( $\approx$  Ausgangsintensität) des BiDim26-Detektors  $I_{Int} = 69533 \text{ s}^{-1}$  teilt. Bei  $\alpha = 6^\circ$  beträgt die *Effizienz ca 7%*.

<sup>28</sup>Siehe oben (Tab 12.6).

<sup>29</sup>Siehe Gl 8.2.

---

## Zusammenfassung und Ausblick

---

Die Phasenraumtransformation von ultra-kalten Neutronen ist eine sehr innovative Methode einen intensiven, monochromatischen und gerichteten Neutronenstrahl zu erzeugen<sup>1</sup>.

Um eine solche Transformation durchführen zu können, müssen die UCN kollektiv beschleunigt werden. Eine Methode, dies zu bewerkstelligen, ist die Reflexion an bewegten Kristallen<sup>2</sup>. Die notwendige Kristallgeschwindigkeit  $v_k$  steht im linearen Zusammenhang<sup>3</sup> mit der Gitterkonstante  $d$ . Die Geschwindigkeit der transformierten Neutronen ist hierbei die doppelte Kristallgeschwindigkeit. Um in einen technisch machbaren Geschwindigkeitsbereich zu kommen ( $v_k < 300 \text{ m/s}$ ), mussten Kristalle gewählt werden, deren Gitterkonstante im Bereich von  $d > 8 \text{ \AA}$  liegt. Die Wahl fiel auf Stage-2 Kalium-interkalierten hochorientierten pyrolytischen Graphit (i-HOPG). Dieser besitzt eine Gitterkonstante von  $d = 8.74 \text{ \AA}$  und ein Reflexionsvermögen von 70 - 80%<sup>4</sup>.

Es wurden 8 Stage-2 i-HOPG Kristalle hergestellt und charakterisiert<sup>5</sup>. Die Kristalle wurden in spezielle Kassetten verpackt<sup>6</sup>.

Die Kristalle sollten mit einer speziellen mechanischen Konstruktion, dem Doppellenker<sup>7</sup>, bewegt werden. Diese Konstruktion kommt einer linearen Bewegung sehr nahe. Im Laufe der Konstruktion stellte sich heraus, dass ein solcher Doppellenker im Rahmen dieser Arbeit nicht gebaut werden kann. Es wurde daher als Alternative ein einfacher

---

<sup>1</sup>Siehe Kap 4.4.

<sup>2</sup>Siehe Kap 5.

<sup>3</sup>Siehe Kap 5.2.

<sup>4</sup>Siehe Kap 5.3.2.

<sup>5</sup>Siehe Kap 9.1.2 & 9.1.3.

<sup>6</sup>Siehe Kap 9.17.

<sup>7</sup>Siehe Kap 6.3.

Rotor, eine Scheibe mit einem Radius von  $r = 0.3$  m konstruiert und gefertigt<sup>8</sup>. Dieser PST-Rotor kann 2 bzw 4 Kristallkassetten aufnehmen.

Umfangreiche Monte-Carlo Simulationen wurden für beide Rotortypen und verschiedenste Konfigurationen durchgeführt<sup>9</sup>. Diese Simulationen wurden sowohl für die Planung des Experiments, als auch für die Interpretation der Messergebnisse eingesetzt.

Der Rotor wird von einem Schleuderstand vom Typ BI 3 U der Firma Schenck RoTec angetrieben und kann so eine Geschwindigkeit von  $v = 250$  m/s am Umfang ( $r = 0.3$  m) erreichen. Der Rotor dreht sich hier in einer berstsicheren<sup>10</sup> Schleuderkammer, die mit einem Eingang für die UCN und einem Ausgang für die transformierten CN versehen wurde<sup>11</sup>. Die Schleuderkammer kann auf einen Restdruck von  $p \approx 4 \times 10^{-3}$  mbar abgepumpt werden<sup>12</sup>



Abbildung 13.1: Der PST am Messplatz PF2-UCN, April 2008. Foto: Artechnique.

Der PST wurde am Messplatz PF2-UCN am Institut Laue-Langevin aufgebaut<sup>13</sup>. Im April und Mai 2008 wurden dann Messungen mit diesem Experiment durchgeführt, deren Ergebnisse im Kap 12.10 zusammengefasst sind und diese sollen nun im nächsten Abschnitt mit den Ergebnissen der Monte-Carlo Simulation verglichen werden.

<sup>8</sup>Siehe Kap 9.18.

<sup>9</sup>Siehe Kap 7.

<sup>10</sup>Siehe Kap 6.6.

<sup>11</sup>Siehe Kap 9.4.

<sup>12</sup>Siehe Kap 11.5.

<sup>13</sup>Siehe Kap 6.5 & 11.

### 13.1 Vergleich von MC-Simulation und Experiment

Bei der Simulation sind die optimalen Drehzahlen ( $S_{opt}$ ) rund 100 U/min größer als die experimentell bestimmten Werte. Dies könnte daran liegen, dass die Neutronen vorwiegend am äußeren Teil ( $r = 0.330$  m) des Kristalls reflektiert werden. Dort entspricht die Kristallgeschwindigkeit genau der Geschwindigkeitsdifferenz von 100 U/min ( $\Delta v = 3.5$  m/s) bei  $r = 0.325$  m.

Tabelle 13.1: Vergleich der wichtigsten Kennzahlen zwischen MC-Simulation und Experiment.

	MC ( $\alpha = 0^\circ$ )	Exp ( $\alpha = 0^\circ$ )	MC ( $\alpha = 6^\circ$ )	Exp ( $\alpha = 6^\circ$ )
$S_{opt}$ [U/min]	6680	$6550 \pm 10$	6720	$6620 \pm 10$
$\lambda$ [Å]	$8.75 \pm 0.02$	$8.73 \pm 0.02$	$8.75 \pm 0.02$	$8.70 \pm 0.02$
$\eta$ [°]	$13.9 \pm 0.1$	$13.5 \pm 0.4$	$14.5 \pm 0.1$	$14.9 \pm 0.4$
$\omega$ [°]	$1.2 \pm 0.1$	$1.5 \pm 0.2$	$0.6 \pm 0.1$	$1.5 \pm 0.2$
$\tau$ [ms]	$0.28 \pm 0.05$	$0.14 \pm 0.01$	$0.28 \pm 0.05$	$0.14 \pm 0.01$
$\varepsilon_{pst}$ [%]	3.1	5.0	7.6	7.9

Die kleine Diskrepanz bei der simulierten Wellenlänge ( $\lambda$ ) bei  $\alpha = 6^\circ$  erklärt sich dadurch, dass die Simulation bei einer niedrigeren Drehzahl durchgeführt wurde.

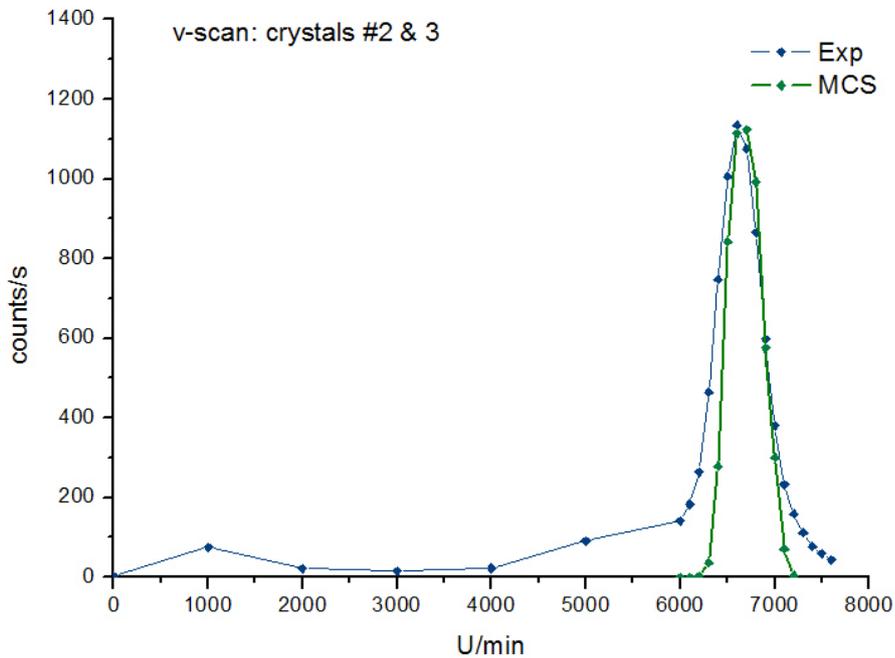


Abbildung 13.2: Vergleich eines realen und eines simulierten Geschwindigkeits-Scans.

Interessant ist, dass die reale Pulsbreite nur halb so groß ist wie die simulierte Pulsbreite. Da die Pulsbreite im Wesentlichen von der Länge der Transformationsregion abhängt, könnte es sein, dass diese kleiner ist als angenommen. Die Goldfolienmessungen<sup>14</sup> haben gezeigt, dass der Eingangstrahl im Zentrum intensitätsstärker ist. Dieser Sachverhalt wurde bei Simulation der UCN-Quelle vielleicht nicht korrekt implementiert.

Noch nicht erklärt werden kann die deutlich höhere Effizienz<sup>15</sup> ( $\varepsilon_{pst}$ ) bei  $\alpha = 0^\circ$ . Für  $\alpha = 6^\circ$  stimmen Simulation und Experiment wieder überein. Daher muss hier von einem nichtlinearen Effekt, welcher nicht in der Simulation berücksichtigt wird, ausgegangen werden.

Man sieht also, dass die MC-Simulation für ein recht einfaches Modell doch eine gute Übereinstimmung mit dem Experiment liefert. Zusätzliche Verlustfaktoren, wie das Restgas oder die diversen Aluminiumfenster scheinen in der Tat keine Rolle zu spielen.

## 13.2 Weiterentwicklung

Wie bei den MC-Simulationen<sup>16</sup> gezeigt wurde, wird nur ein Bruchteil ( $< 25\%$ ) der Neutronen überhaupt getroffen. Somit könnte man mit einem System, welches die Speicherung der UCN erlaubt, eine Effizienzsteigerung um einen Faktor 3 erzielen. Dies gilt allerdings nur für ein Doppellenker-System, da bei einem einfachen System die Transformationsregion nicht von der Speicherregion getrennt werden kann.

### 13.2.1 Doppellenker

Die MC-Simulationen<sup>17</sup> haben gezeigt, dass ein Doppellenker-PST dem einfachen Rotor in allen Disziplinen überlegen ist. Die einzige Einschränkung<sup>18</sup> eines solchen Systems ist durch die Mindestgröße von  $r > 60\text{ cm}$  gegeben. Dennoch liegt der Bau durchaus im Bereich des technisch Möglichen.

### 13.2.2 Höhere Geschwindigkeiten

Bei einer Weiterentwicklung des Systems für höhere Geschwindigkeiten sollte man sich wiederum die Formel für die Zentrifugalbeschleunigung in Erinnerung rufen:

$$F_{ZF} = \frac{m v^2}{r} \quad (13.1)$$

Will man also das System skalieren, so muss man beachten, dass die Geschwindigkeit mit dem Quadrat eingeht, der Radius hingegen nur linear. Das bedeutet, wenn man die 2.5-

<sup>14</sup>Siehe Kap 12.8.

<sup>15</sup>Siehe Gl 8.2.

<sup>16</sup>Siehe Kap 7.

<sup>17</sup>Siehe Kap 7.

<sup>18</sup>Siehe Kap 6.3.

fache Geschwindigkeit ( $v_k \sim 600 \text{ m/s}$  für PG(002)) erzielen will, muss der Rotor einen 6.25 mal so großen Radius ( $r \sim 1.8 \text{ m}$ ) besitzen um keine Steigerung der Zentrifugalkraft zu verursachen. Sofern also keine anderen Konstruktionsmaterialien verwendet werden, fallen schnellere Systeme immer entsprechend größer aus. In die Länge der Füllstrecke<sup>19</sup> geht die Kristallgeschwindigkeit nur linear ein. Somit muss eine entsprechende Anzahl an Kristallen verwendet werden.

Eine Möglichkeit zur Geschwindigkeitssteigerung besteht in der Mehrfachbeschleunigung. Hierzu können zwei gegenläufige Rotoren verwendet werden. Der erste Rotor beschleunigt die Neutronen auf eine Geschwindigkeit  $v_1 = 2v_k$  der zweite Rotor fügt dann noch die Geschwindigkeit  $v_k$  hinzu. Die Neutronen fliegen nun also wieder zum ersten Rotor und könnten dort, eine richtige Synchronisierung vorausgesetzt, nochmals um  $v_k$  beschleunigt werden. Somit könnte man also eine Geschwindigkeit von  $4v_k$  erreichen. Dabei können Kristalle vom selben Typ verwendet werden, da man nun hier die höheren Ordnungen der Reflexion ausnützen kann.

### 13.3 Konkurrenzfähigkeit des PST

Hier soll ein fortschrittliches PST-System betrachtet werden. Dieses besteht aus einem optimierten Doppellenker-PST<sup>20</sup> und einer UCN-Quelle mit Speichervolumen. Die UCN-Quelle hat dabei die Stärke, welche für die derzeit im Bau befindlichen UCN-Quellen<sup>21</sup> antizipiert wird.

Tabelle 13.2: Charakteristik des optimierten Doppellenker-PST.

$\Delta\lambda$	=	$0.03 \text{ \AA}$
$\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$	=	$0.34\%$
$\Delta E(\text{FWHM})$	<	$29 \text{ \mu eV}$
$\varepsilon_{PST}$	$\approx$	$28\%$
$\eta(\text{FWHM})$	=	$4.9^\circ$
$\omega(\text{FWHM})$	=	$2.1^\circ$
$\tau(\text{FWHM})$	=	$0.19 \text{ ms}$
$T$	=	$8.9 \text{ ms}$
$\varrho_{UCN}$	$\approx$	$1000 \text{ cm}^{-3}$
$\Phi_{PST}$	$\approx$	$2.4 \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

Die Energiebreite  $\Delta E$  ergibt sich aus Gl 4.8. Der Fluss  $\Phi_{PST}$  errechnet sich aus der Stärke der UCN-Quelle und der Effizienz, welche durch die MC-Simulationen und das Experiment bestimmt wurde. Der Abstand der Probe vom PST beträgt  $D \approx 0.7 \text{ m}$ .

<sup>19</sup>Siehe Kap 5.5.

<sup>20</sup>Siehe Kap 7.

<sup>21</sup>Siehe Kap 3.2.4.

Will man den Wert des Neutronenflusses des PST  $\Phi_{PST}$  mit dem maximal erzielbaren Fluss der weltstärksten kalten Quellen  $\Phi_{PST}$  bei gleicher Strahlqualität (Monochromazität, Divergenz, Zeitstruktur) vergleichen<sup>22</sup>, so muss man die Leuchtstärke der kalten Quelle [12, 56, 57] mit den entsprechenden Werten für  $\Delta\lambda$ ,  $\eta$ , etc (Tab 13.2) beaufschlagen.

$$\Phi_{CS} = 4.00 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ \AA}^{-1} \frac{2.1 \cdot 5.9 \pi}{180^2} \text{ sr } 0.03 \text{ \AA} = 1.44 \times 10^8 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (13.2)$$

Der hier errechnete Wert für den vergleichbaren Fluss einer kalten Quelle stellt ein absolutes Optimum dar, welches wohl nicht an der Position der Probe zu erzielen ist. Zudem müsste der Strahl zerhackt werden um eine vergleichbar gute Zeitstruktur zu erhalten. Somit erhält man realistischer Weise:

$$\Phi_{CS} = 1.44 \times 10^8 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \frac{4 \cdot 0.19}{8.9} = 1.23 \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}. \quad (13.3)$$

Betrachtet man schließlich die Werte für aktuelle hochauflösende TOF-Spektrometer, so erhält man zB:

- IN5 (ILL)[57]:  $\Phi = 7 \times 10^5 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  bei  $\lambda = 5.0 \text{ \AA}$  und  $\Delta E(\text{FWHM}) = 100 \mu\text{eV}$
- TOFTOF (FRM-II)[113]:  $\Phi = 1.14 \times 10^5 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  bei  $\lambda = 5.0 \text{ \AA}$  und  $\Delta E(\text{FWHM}) = 102 \mu\text{eV}$
- CNCS (SNS)[46]<sup>23</sup>:  $\Phi = 6 \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  bei  $\lambda = 5.0 \text{ \AA}$  und  $\Delta E(\text{FWHM}) = 100 \mu\text{eV}$

In der Literatur sind nur Werte zu Wellenlängen um  $\lambda = 5 \text{ \AA}$  angegeben. Bei höheren Wellenlängen sind bessere Energieauflösungen zu erreichen, allerdings sinkt dann auch die Intensität drastisch.

Ob nun ein UCN-PST in weiterer Folge Gewinn bringend ist, hängt im Wesentlichen von der Stärke der UCN-Quelle ab. Mit Quellen, die demnächst ihren Betrieb aufnehmen werden, kommt man bereits in einen Bereich wo der PST eine interessante Alternative zu klassischen Instrumenten darstellen kann. Mit jeder weiteren Steigerung der UCN-Quellen steigt auch die Leistungsfähigkeit eines UCN-PST.

Damit ist also gezeigt, dass man mit den heutigen Möglichkeiten ein PST-System bauen kann, welches in Konkurrenz zu den aktuellen weltstärksten kalten Neutronenquellen treten kann. Dabei sollte man aber bedenken, dass die Entwicklung des UCN-PST gerade erst am Anfang steht und hier noch großes Potential vorhanden ist. Die theoretisch möglichen Gewinnfaktoren<sup>24</sup> lassen noch viel Raum für weitere Steigerungen.

<sup>22</sup>Siehe auch [124].

<sup>23</sup>Es handelt sich hier um einen theoretischen Wert.

<sup>24</sup>Siehe Kap 4.4.

Mit dieser Arbeit wurde daher bewiesen, dass:

- Die Phasenraumtransformation von ultra-kalten Neutronen mittels Streuung an bewegten Kristallen möglich ist.
- Die PST durch unsere MC-Simulationen hinreichend genau beschrieben werden kann.
- Die PST eine ausreichende Effizienz besitzt, um für ein innovatives Instrument einen Neutronenstrahl höchster Güte bereitzustellen.

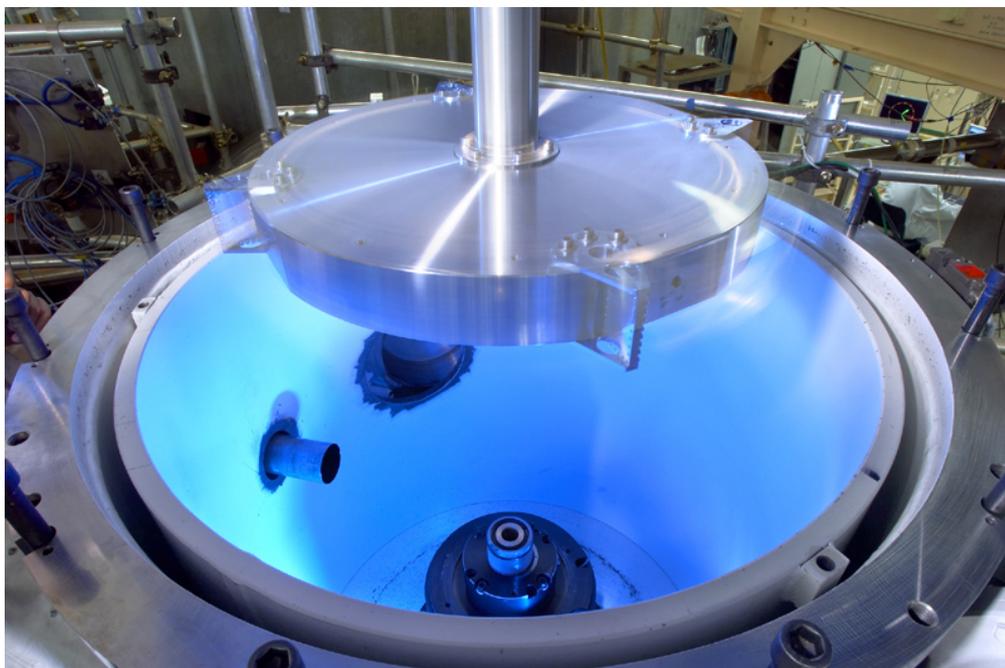


Abbildung 13.3: Der PST-Rotor, April 2008. Foto: Artechnique.

---

## Literaturverzeichnis

---

- [1] *H. Abele*, The Standard Model and the neutron  $\beta$ -decay, Nucl. Instr. and Meth. A 440 (2000) 499-510
- [2] *F. Atchison et al.*, Proceedings of the International Collaboration on Advanced Neutron Sources, ICANSXVIII, Guangdong, China, 2007.
- [3] *Atominstitut der Österreichischen Universitäten (TU-Wien)*, Neutron scattering lengths and cross sections, Wien (2006)
- [4] *S.N. Balashov et al.*, Diffraction of ultracold neutrons on a moving grating and neutron focusing in time, Physica B 350 (2004) 246-249
- [5] *D. Bally/E. Tarina/N. Popa*, A moving crystal monochromator, Nucl. Instr. and Meth. 127 (1975) 547-555
- [6] *F. Bensch/C.M. Fleck*, Neutronen-Physikalisches Praktikum I & II, Bibliographisches Institut AG, Mannheim 1968
- [7] *A. Boeuf/A. Freund/R. Caciuffo/A. Hamwi/Ph. Touzain*, Intercalated pyrolytic graphite for neutron monochromatisation, Synthetic Metals, Vol 8, Iss 3-4 (1983) 307-312
- [8] *M. Boehm/W. Henggeler/P. Allenspach/A. Furrer*, Phase space transformation on ultra cold neutrons, Jour. of Neutron Res., Vol 13 No 4 (2005) 241250
- [9] *G. Grosche/E. Zeidler/D. Ziegler/V. Ziegler [Hrsg.]*, Teubner-Taschenbuch der Mathematik Teil II, B.G Teubner Verlag 1995
- [10] *T.O. Brun et al.*, Measurement of ultracold neutrons produced by using doppler-shifted bragg reflection at a pulsed source, Physics Letters Vol 75A No 3 (1980), 223-224
- [11] *Bergmann/Schäfer ed.*, Lehrbuch der Experimentalphysik, Walter de Gruyter & Co. 1993
- [12] *J.A. Buchholz*, PHYSICS ANALYSES IN THE DESIGN OF THE HFIR COLD NEUTRON SOURCE, XIII International School on Nuclear Physics, Neutron Physics and Nuclear Energy, September 27 - October 3, 1999, Varna, Bulgaria
- [13] *B. Buras/T. Giebultowicz*, Modified Ewald Construction for Neutrons Reflected by Moving, Lattices, Acta Cryst (1972) A28 151
- [14] *B. Buras/J.K. Kjems*, Moving crystals slow-neutrons wavelength analyser, Nucl. Instr. and Meth. 106 (1973) 461-464

- [15] *J. Byrne*, Neutron, nuclei, and matter : an exploration of physics of slow neutrons, IOP Publishing, 1994
- [16] *J.M. Carpenter/C.J. Carlile*, A Rotating-Crystal Puls Shaper for use on a Pulsed Neutron Source, *J. Appl. Cryst.* (1983) 16 363-369
- [17] *C.J. Carlile/D.K. Ross*, Some Aspects of the Energy and Momentum Resolution of a Cold-Neutron Rotating-Crystal Spectrometer, *J. Appl. Cryst.* 8 (1975) 292
- [18] *S. Cahen/R. Vangelisti/C. Bellour*, Structural and magnetic properties of a stage-2  $HoCl_3$ -graphite intercalation compound, *Carbon* 44 (2006) 259-266
- [19] *J. Chadwick*, The Existence of a Neutron, *Proc. Roy. Soc., A*, 136, p. 692-708
- [20] *R. Clarke/N. Wada/S.A. Solin*, Pressure-Induced Staging Transition in  $KC_{24}$ , *Phys. Rev. Lett.* Vol 44 No 24 (1980) 1616-1619
- [21] *P.J. Mohr/B.N. Taylor*, CODATA recommended values of fundamental physical constants: 2002, *Rev. Mod. Phys.* **77** (2005) 61
- [22] *M.L. Crow/ L. Esibov/A. Steyerl*, A multilayer ultracold neutron turbine source for a long-pulse spallation source, *Nucl. Instr. and Meth. A* 386 (1997) 474-482 (2002) 478-480
- [23] *M.L. Crow*, Characterization of mica crystals as reflectors for an ultracold neutron doppler converter, *Physica B* 241-243 (1998) 110-112
- [24] *M.L. Crow/A. Steyerl/J.B. Hayter/T.J. McManamy*, Ultracold neutron turbine for advanced neutron source, *Nucl. Instr. and Meth. A* 355 (1995) 484-493
- [25] *L.D. Cussen*, Resolution of three-axis spectrometers by phase-space methods, *Appl. Phys. A* 74 [Suppl.](2002) S58S60
- [26] *D. Guillin/E. Joos et al.*, Decoherence and the Appearance of a Classical World in Quantum Theory, Springer Verlag 1996
- [27] *A-J. Dianoux/G. Lander ed.*, Neutron Data Booklet<sup>2</sup>, Institut Laue-Langevin 2001
- [28] *R.M. Dimeo et al.*, The NIST high-flux backscattering spectrometer, *Applied Physics A* 79 (2002) Suppl., S311-S313
- [29] *R.E. Douthwaite/M.L.H. Green/M.J. Rosseinsky*, Rapid synthesis of Alkali-Metal Fullerenes using a Microwave-Induced Argon Plasma, *Chem. Mater.* 8 (1996) 394-400
- [30] *T.W. Dombek et al.*, Production of ultra-cold neutrons using doppler-shifted bragg scattering and an intense pulsed neutron spallation source, *Nuclear Instrumentation & Methodes* 165 (1979) 139-155
- [31] *M.S. Dresselhaus/G. Dresselhaus*, Intercalation compounds of graphite, *Advances in Physics*, (1981) Vol. 30, No. 2, 139-326
- [32] *P.C. Eklund/H.G. Smith*, Possible Application of Graphite- $SbCl_5$  Intercalation Compounds as Long-Wavelength Neutron Monochromators, *J. Appl. Cryst.* 17 (1984) 400-402
- [33] *T. Enoki/M. Suzuki/M. Endo*, Graphite Intercalation Compounds and Applications, Oxford University Press 2003
- [34] *R.P. Feynman et al.*, The Feynman Lectures on physics Vol. III: Quantum Mechanics, Addison-Wesley 1965

- [35] *B. Frick/M. Gonzalez*, Five years operation of the second generation backscattering spectrometer IN16 - a retrospective, recent developments and plans, *Physica B* 301 (2001) 819
- [36] *B. Frick et al.*, How IN16 can maintain a world-leading position in neutron backscattering spectrometry, *Physica B* 385386 (2006) 11011103
- [37] [www.frm2.tum.de/technik/sekundaere-strahlquellen/index.html](http://www.frm2.tum.de/technik/sekundaere-strahlquellen/index.html) (10.08.2007)
- [38] *A. Furrer*, The Resolution Function of a Slow Neutron Rotating Crystal Time-of-Flight Spectrometer I. Application to Phonon Measurements, *Acta Cryst.* (1971) A27 461
- [39] *A. Furrer*, Cold Neutron Sources: Prospects and Applications, *Phys. Scrip.* Vol T66 (1996) 93-97
- [40] *GE [ed.]*, Graphite Monochromators (Datasheet), Pub. No. 85508 Rev. 2 (9/03)
- [41] *P.M. Gehring/D.A. Neumann*, Backscattering spectroscopy at the NIST Center for Neutron Research, *Physica B* 241-243 (1998) 64-70
- [42] *T. Giebultowicz/W. Minor/I. Sosnowska*, Secondary Extinction in Rotating Single-Crystal Slabs, *Acta Cryst.* A35 (1979) 861-870
- [43] *R. Golub/D. Richardson/S.K. Lamoreaux*, Ultra-Cold Neutrons, Adom Hilger 1991
- [44] *M.A. González/B. Frick*, Simulation of the backscattering spectrometer IN16: how much can be gained by using the phase space transformation technique?, *Appl. Phys.* A74[Suppl.] (2002), S1474-S1476
- [45] *R. Golub/J. M. Pendlebury*, Super-thermal sources of ultra-cold neutrons, *Phys. Lett.* 53A (1975), 133
- [46] *G.E. Granroth*, Conceptual Design Report for the Multiple Disc Chopper Spectrometer at the Spallation Neutron Source, DOE IS-1.1.8.4-6043-RE-A-00 (2001)
- [47] *A.C. Hagg/G.O. Sankey*, Containment of Disk Burst Fragments by Cylindrical Shells, *Journal of Engineering for Power*, April 1974, p114-123
- [48] *W.A. Hamilton/M. Yethiraj*, Effects of travelling surface acoustic waves on neutron Bragg scattering from perfect crystals, *Physica B* 241 243 (1998) 1080-1082
- [49] *A. Hamwi/P. Touzain/L. Bonnetain/A. Boeuf/A. Freund/C. Riekel*, A Real-time  $\gamma$  Ray Diffraction Study of Potassium Intercalation into Graphite, *Mat. Sci. and Engin.*, 57 (1983) 161-169
- [50] *W. Henggeler/M. Böhm*, Condensed Matter Research with Neutrons and Muons / Laboratory for Neutron Scattering, PSI Bericht Nr. 03-16 (2004) ISSN 1019-0643
- [51] *E. Hecht*, Optics, Addison-Wesley 2002
- [52] *W. Heil et al.*, First production of ultracold neutrons with a solid deuterium source at the pulsed reactor TRIGA Mainz,
- [53] *A. Hérol*, Recherches sur les composés d'insertion du graphite, *Bull. de la soc. Chem. de France* 9 (1955), 999-1012
- [54] *F. Hinterberger*, Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik, Springer, Berlin 1997
- [55] *P.R. Huffman et al.*, Magnetic trapping of neutrons, *Nature* 403 (2000), 62

- [56] *ILL (Ed.)*, The ILL Yellow Book 2005, Grenoble (2005)
- [57] *ILL (Ed.)*, The ILL Yellow Book 2008, Grenoble (2008)
- [58] *E. Jericha*, Vorlesungsskriptum Neutronen und Kernphysik, TU-Wien 2005
- [59] *W.A. Kamitakahara/ H. Zabel*, In-plane intercalate dynamics in alkali-metal graphite intercalation compounds, Phys Rev B, Vol 32 No 12 (1985) 7817-7825
- [60] *W.A. Kamitakahara/ H. Zabel/R.M. Nicklow*, Neutron scattering investigation of layer-bending modes in alkali-metal-graphite intercalation compounds, Phys. Rev. B, Vol 26 No 10, 5919-5926
- [61] *Y. Kawabata*, Simulations of neutron deceleration in a multistage UCN turbine using a multilayer monochromator, Nucl. Instr. and Meth. A 440 (2000) 685-689
- [62] *H.J. Kim/J.E. Fisher/D.B. McWhan/J.D. Axe*, Neutron diffraction study of potassium-graphite intercalation compounds at high pressure: Staging transitions and one-dimensional disorder, Phys. Rev. B, Vol 33 No 2 (1986) 1329-1339
- [63] *O. Kirstein/M. Prager/T. Kozielowski/D. Richter*, Phase space transformation used at the FRM II backscattering spectrometer: concepts and technical realization, Physica B 283 (2000), 361-364
- [64] *Ch. Kittel*, Einführung in die Festkörperphysik<sup>12</sup>, Oldenburg 1999
- [65] *Yu. Yu. Kosvintsev*, Extraction of Ultracold Neutrons From High flux reactor SM-2, Nucl. Instr. Meth. 143(1977) 133-137
- [66] *Yu. Yu .Kosvintsev et al.* Monochromotizer for supercold and ultracold neutrons on reactor SM-2, in Proceeding of International conference on Neutron Physics (NP), (rus., abstract eng.), 1977, N.1, p. 152.
- [67] *G. Kroupa et al.*, Basic features of the upgraded S18 neutron interferometer setup at ILL, Nuclear Instrumentation & Methodes in Physics Research A 440 (2000) p604-608
- [68] *H. Maier-Leibnitz*, Grundlagen für die Beurteilung von Intensitäts- und Genauigkeitsfragen bei Neutronenstreuungsmessungen, Nukleonik **8** (1966) 66
- [69] *C.F. Majkrzak/S.S. Malik*, The Production of Cold and Ultracold Neutrons by a Moving Crystal Lattice, J. Appl. Cryst. (1980), **13**, 265-272
- [70] *Y. Masuda et al*, Spallation Ultracold-Neutron Production in Superfluid Helium, Phys. Rev. Lett. Vol 89 No 28 (2002) 284801-1
- [71] *C.E.H. Mattoni*, Magnetic Trapping of Ultracold Neutrons Produced Using a Monochromatic Cold Neutron Beam, Ph.D. thesis, Harvard University, Cambridge, Massachusetts, April 2002
- [72] *C.E.H. Mattoni et al.*, A long wavelength neutron monochromator for superthermal production of ultracold neutrons, Physica B 344 (2004) 343-357
- [73] *S. Mayer/G. Zsigmond/P. Allenspach*, Monte-Carlo simulation of phase space transformation of ultra-cold neutrons, Nucl. Instr. and Meth. A 586 (2008) 110-115
- [74] *A. Meyer/R.M. Dimeo/P.M. Gehring/D.A. Neumann*, The high-flux backscattering spectrometer at the NIST Center for Neutron Research, Rev. of. Scientific Instruments Vol. 74 No. 5 (2003) 2759-2777

- [75] *B.J. Micklich and J.M. Carpenter (Ed)*, Proceedings Of The WORKSHOP ON APPLICATIONS OF A VERY COLD NEUTRON SOURCE Intense Pulsed Neutron Source, Argonne (2005)
- [76] *R. Michalec et al*, Neutron Diffraction Effects due to the Lattice Displacement of a Vibrating Quartz Single Crystal, *Acta Cryst.* A27 (1971) 410
- [77] *D.A. Neumann/B. Hammouda*, Ultra-High Resolution Inelastic Neutron Scattering, *Journal of Research of the NIST Vol 98/1* (1993) 89-108
- [78] *V.V. Nesvizhevsky/G. Pignol/K.V. Protasov*, Nanoparticles as a possible moderator for an ultracold neutron source, *arXiv:nucl-th/0510021 v1* (2005)
- [79] *R. Nishitani/Y. Uno/H. Suematsu*, In situ observation of staging in potassium-graphite intercalation compounds, *Phys. Rev. B*, Vol 27 No 10 (1983) 6572-6575
- [80] *Yu.N. Pokotilovski*, Production and storage of ultracold neutrons at pulse neutron sources with low repetition rates, *Nucl. Instr. and Meth. A* 356 (1995) 412-414
- [81] *M. Prager/H. Grimm/O. Kirstein*, Using phase-space transformation for an improved hybrid cold time-of-flight spectrometer, *Nucl. Instr. and Meth. A* 554 (2005) 415-426
- [82] *R. Pynn*, Neutron Scattering: A primer, Los Alamos 1990
- [83] *H. Rauch/D. Petrascheck*, Grundlagen für ein Laue-Neutroneninterferometer Teil 1: Dynamische Beugung, *ATI:AIAU 74405* 1976
- [84] *H. Rauch/D. Petrascheck*, Grundlagen für ein Laue-Neutroneninterferometer Teil 2: Theorie des Interferometers, *ATI:AIAU 74405* 1976
- [85] *H. Rauch/S.A. Werner*, Neutron Interferometry, Oxford University Press 2000
- [86] *H. Rauch*, Neutroneninterferometrie, *Physik in unserer Zeit / 29.Jahrg.*, 1998 /Nr.2 S.56
- [87] *H. Rauch*, Pumping option for ultra-cold neutron sources, *Nucl. Instr. and Meth. A* 491 (2002) 478-480
- [88] *H. Rauch/E. Jericha*, Intensive Neutron Beams from a Dense UCN Gas, in Proceedings of the ICANS-XVI, Vol. II S. 857 , FSZ-Jülich 2003
- [89] *E. Rebhan*, Theoretische Physik I, Spektrum Akademischer Verlag 1999
- [90] *E. Rebhan*, Theoretische Physik II, Elsevier GmbH Spektrum Akademischer Verlag 2005
- [91] *P. Rottländer/T. Kozielowski/M. Prager/D. Richer*, Backscattering spectrometer RSSM for the FRM-II reactor in Munich, *Physica B* 350 (2004) e823-825
- [92] *J. Santisteban/M. Daymond/L. Edwards*, Crystal Orientation, Mosaicity And Strain In Mosaic Crystals Studied By Time-Of-Flight Neutron Transmission, 25th Riso International Symposium on Materials Science 2004; Roskilde; Denmark; 6-10 Sept. 2004. pp. 515-520. 2004
- [93] *J. Schelten/B. Alefeld*, Backscattering Spectrometer with Adapted Q-Resolution at the Pulsed Neutron Source, in: R. Scherm, H. H. Stiller (Eds.), Proc. Workshop on Neutron Scattering Instrumentation for SNQ, Report Jul-1954, 1984.
- [94] *R. Scherm/B. Alefeld*, Instruments for high-flux sources with time structure of neutron flux, in IAEA (Hrsg.) Neutron Scattering in the 'Nineties, IAEA 1985

- [95] *Schenck Rotec [Hrsg.]* Technische Dokumentation: Schleuderstand BI3U, Bd I, (2007) Darmstadt
- [96] *Schenck Rotec [Hrsg.]* Technische Dokumentation: Schleuderstand BI3U, Bd II, (2007) Darmstadt
- [97] *Schenck Rotec [Hrsg.]* Technische Dokumentation: Schleuderstand BI3U, Bd III, (2007) Darmstadt
- [98] *Ph. Schmidt-Wellenburg et al.*, A source of ultra-cold neutrons for the gravitational spectrometer "GRANIT", arXiv:0708.1373v1 [nucl-ex] 10 Aug 2007
- [99] *V.F. Sears*, Neutron Optics, Oxford University Press 1989
- [100] *V.F. Sears*, Bragg Reflection in Mosaic Crystals. I. General Solution of the Darwin Equations, Acta Cryst. (1997) A53, 35-45
- [101] *V.F. Sears*, Bragg Reflection in Mosaic Crystals. II. Neutron Monochromator Properties, Acta Cryst. (1997) A53, 46-54
- [102] *A.P. Serebrov/V.T. Lebedev/A.V. Lepekhin*, Ultracold neutron diffractometry for nanostructural studies, Nucl. Instr. Meth. A562 (2006) 365-370
- [103] *A.P. Serebrov*, Solid deuterium and UCN factory: application to the neutron electric dipole moment measurement, Nucl. Instr. and Meth. A 440 (2000) 653-657
- [104] *F.L. Shapiro*, Ultracold Neutrons, in *J. Ero/J. Szucs (Ed.)* Proc. Int. Conf. on Nuclear Structure Study with Neutrons (Budapest 1979), 259-287
- [105] *C.G. Shull/N.S. Gingrich*, Neutron Diffraction Effects with Moving Lattices, Journal of Applied Physics V 35 No 3 (1964) 678ff
- [106] *C.G. Shull/K.R. Morash/J.G. Rogers*, Specimen Motion Effects in Neutron Diffraction, Acta Cryst. (1968) A24 160
- [107] *K. Skold/D. L. Price (Ed)*, Neutron Scattering, Academic Press 1986
- [108] *T. Springer/A. Heidemann*, Maier-Leibnitz and Neutron Optics, ILL news Special supplement n.1 June 2001 S. 1ff, Grenoble 2001
- [109] *S. Steenstrup/B. Buras*, A Monte Carlo simulation of ultra-cold neutron production by Bragg reflection from a moving single crystal, Nucl. Instr. Meth. 154 (1978) 549-555
- [110] *A. Steyerl et al.*, A new source of cold and ultracold neutrons, Phys. Lett. A116,7 (1986) 347-351
- [111] *A.D. Stoica/M. Popovici*, Vibrating Crystals as Possible Neutron Monochromators, J. Appl. Cryst. 17 (1984) 315-319
- [112] *A.D. Stoica/M.L. Crow/J.L. Robertson*, Depth-graded multilayers as neutron Doppler converters at pulsed neutron source, Proceedings of SPIE, the International Society for Optical Engineering, Vol 4509 (2001) 73-78
- [113] *Tobias Unruh/J. Neuhaus/W. Petry*, The high-resolution time-of-flight spectrometer TOFTOF, Nucl. Instr. and Meth. A 580 (2007) 14141422
- [114] *M. Utsuro/K. Okumura*, A combined system for the generation of an intense cold neutron beam with a medium power source, Nucl. Instr. Meth. A281 (1989) 649-651.

- 
- [115] *M. Utsuro et al.*, A Supermirror Turbine for an Ultracold Neutron Source, Nucl. Instr. and Meth. A 270 (1988) 456-461
- [116] *H.N. Bordallo/G. Zsigmond/K. Lieutenant/S. Manoshin/M. Fromme*, VITESS Tutorial, [www.hmi.de/projects/ess/vitess/](http://www.hmi.de/projects/ess/vitess/) (2.12.2006)
- [117] *M. Fromme*, Software technique in VITESS, [www.hmi.de/projects/ess/vitess/](http://www.hmi.de/projects/ess/vitess/) (2.12.2006)
- [118] *S.A. Werner/R. Pynn*, Resolution effects in the Measurements of Phonons in Sodium Metal, Jour. of Appl. Phys., Vol 42 No 12 (1971) 4736-4749
- [119] *Ch. Weißmantel/C. Hamann*, Grundlagen der Festkörperphysik<sup>4</sup>, Johann Ambrosius Bath Verlag 1995
- [120] *R.R. Wilson*, A Vacuum-Tight Sliding Seal, Rev. Sci. Instr., 12 (1941), p. 91
- [121] *H. Zabel/A. Magerl*, Inelastic neutron measurement of phonons in graphite-alkali intercalation compounds, Phys. Rev. B, Vol 25, No 2 (1982) 2463-2471
- [122] *H. Zabel/S.A. Solin [ed.]*, Graphite Intercalation Compounds I, Springer-Verlag Berlin (1990)
- [123] *H. Zabel/S.A. Solin [ed.]*, Graphite Intercalation Compounds II, Springer Verlag Berlin (1990)
- [124] *G. Zsigmond et al.*, Numerical studies of the UCN-flux from the spallation ultracold neutron source at PSI and phase space transformation of ultra-cold neutrons, in Proceedings of the ICANS-XVII, Santa Fe (NM) 2005
- [125] *O. Zimmer et al.*, A superfluid helium converter for accumulation and extraction of ultracold neutrons, Phys. Rev. Lett. 99, 104801 (2007)

---

**Verworfenne Antriebsideen**

---

Im Folgenden werden nun hier die verworfen Antriebsideen dargestellt. Dies dient zum einen die Wahl für das tatsächliche System zu begründen, zum anderen können hier Anregungen für eine weitere Bearbeitung dieses Themas gefunden werden.

**Bandantrieb**

Eine Anfangs sehr vielversprechende Idee war die eines Riementriebs. Vorteil dieses ist es, dass man auf einfache Weise eine lineare Bewegung erzeugen kann. Aktuelle Rippriemen (zB Siegling Extremultus) sind für Geschwindigkeiten bis zu 120 m/s spezifiziert. Seitens der Herstellerfirma (Siegling) wurde uns bestätigt, dass Geschwindigkeiten weit über diese erreicht werden können. Jedoch hat das noch keiner ausprobiert. Man müsste hier also völliges Neuland betreten.

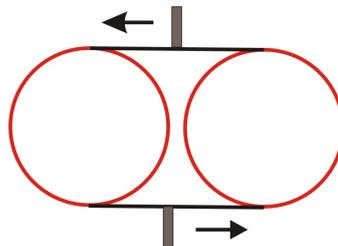


Abbildung A.1: Graphische Darstellung eines zweiseibigen Riementriebs.

Ein zweiseibiger Antrieb (siehe Abb. A.1) kann nicht verwendet werden, da der bzw die Kristalle hier kein gemeinsames Rotationszentrum besitzen. Bei hohen Geschwindigkeiten führt dies dann unvermeidlich zu Vibrationen. Man müsste also einen rotations-symmetrisch aufgebauten Antrieb konstruieren. Abb. A.2 zeigt einen solchen aus 6

Scheiben aufgebauten rotationssymmetrischen Antrieb.

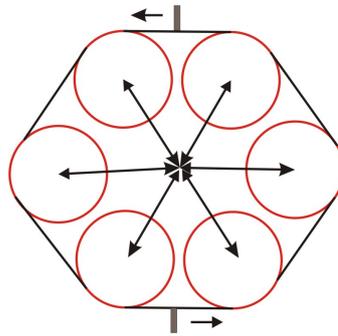


Abbildung A.2: Grafische Darstellung eines sechsscheibigen Riementriebs.

Mit zunehmender Geschwindigkeit dehnen die Fliehkräfte den Riemen. Damit weiterhin genügend Spannung und somit genügend Haftung an den Antriebsrädern besteht muss der Riemen im Stillstand mit einer großen Kraft ( $\leq 3000$  N) vorgespannt werden. Um eine zu hohe Spannung im Stillstand zu vermeiden könnte man die Achsabstände variabel gestalteten und mit steigender Geschwindigkeit die Riemendehnung damit ausgleichen. Man kann schon erkennen, dass man hier ein sehr kompliziertes System entwickeln muss.

Ein weiteres Problem stellt die Anbringung der Kristalle am Riemen dar. Auch hier müssen große Entwicklungsanstrengungen unternommen werden. All dies hat uns dazu bewogen, diese Idee fallen zu lassen.

### Kurbelantrieb

Es bestehen die gleichen Probleme, wie bei einem Doppellenker. Durch die ungleichförmige Bewegung des Kolbens ist mit noch extremeren Kräften zu rechnen. Über dies stellt die Lagerung der Pleuelstange eine besondere Schwierigkeit dar.

### Pneumatischer Antrieb

Pneumatische Antriebe wie zB die schnellen Rohrpostanlage am ATI schon Geschwindigkeiten von 200 m/s erreicht. Spezielle Bremssysteme müssten hier eingesetzt werden um einer Zerstörung des Kristalls entgegen zu wirken. Ein gravierender Nachteil eines solchen Systems wäre die niedrige Wiederholungsrate. Das Hauptproblem liegt aber im Prinzip dieses Systems: Die UCN müssen im Vakuum eingefüllt werden. Dieses Vakuum wird aber durch die verwendete Druckluft (bzw Gas) zerstört.

**Mag-Lev**

Magnetschwebbahnen stecken noch in den Kinderschuhen. Ein entsprechendes System zum Bau eines PST wäre eine völlige Neuentwicklung. Theoretisch wären hohe Geschwindigkeiten möglich, wobei hier jedoch enorme Haltekräfte für die Kurvenstücke der Bahn erforderlich wären. Von einer weiteren Verfolgung dieser Idee wurde daher Abstand genommen.

**Weitere**

Die Verwendung von Schockwellen, Kristallstaub, Plasmaguns, etc ist zu spekulativ um weiter verfolgt zu werden.

### **B.1 Charakterisierung HOPG**

Tabelle B.1: Messparameter T13A

Monochromator: Ge 111  
Wellenlänge 1.78 Å  
Blende (b x h) = 30 mm x 30 mm

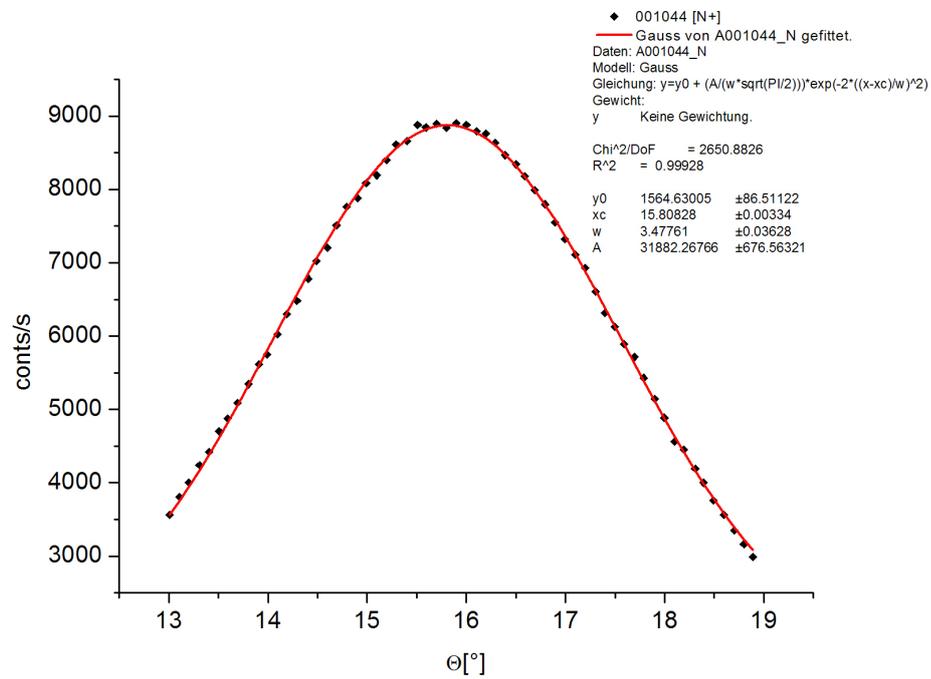


Abbildung B.1: Rocking-Kurve OG003a.

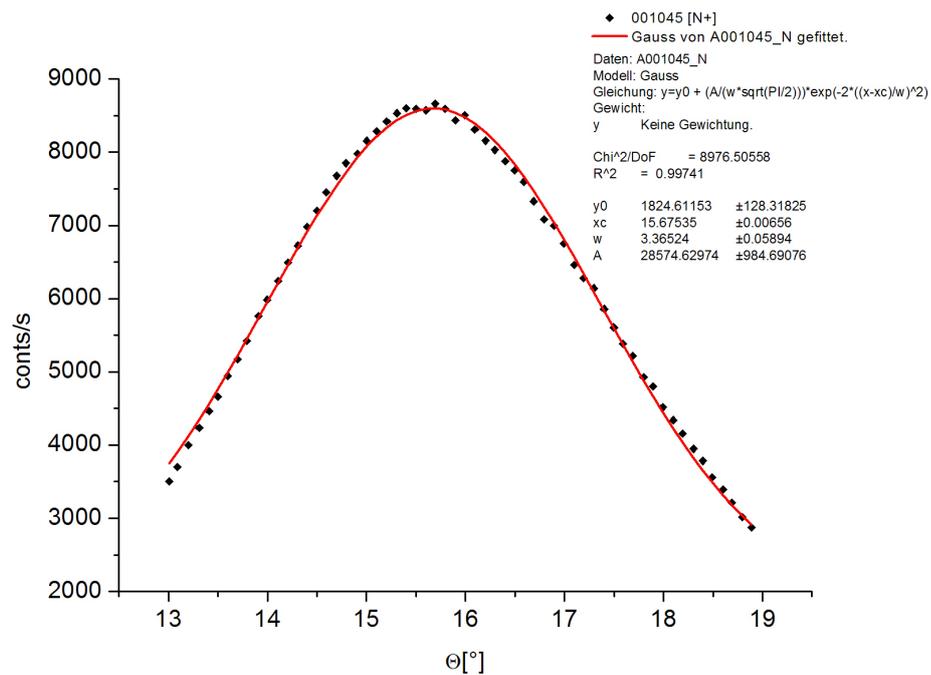


Abbildung B.2: Rocking-Kurve OG003b.

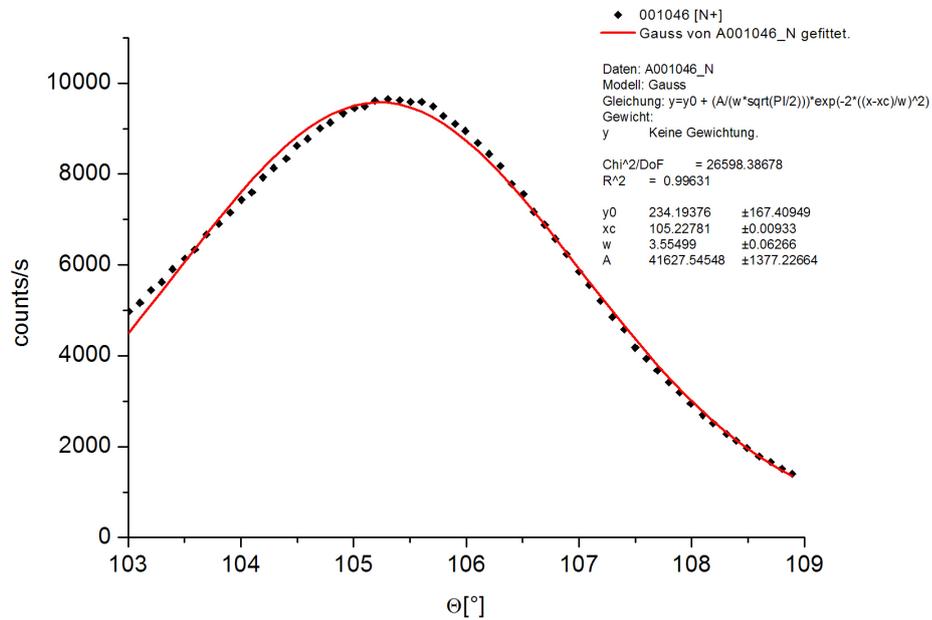


Abbildung B.3: Rocking-Kurve OG003c.

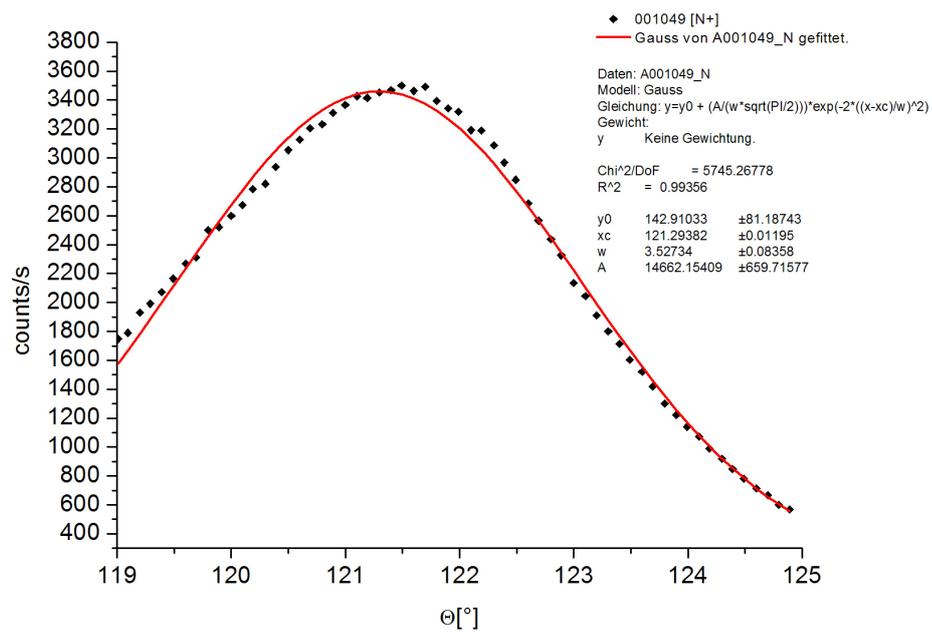


Abbildung B.4: Rocking-Kurve OG003c n=2.

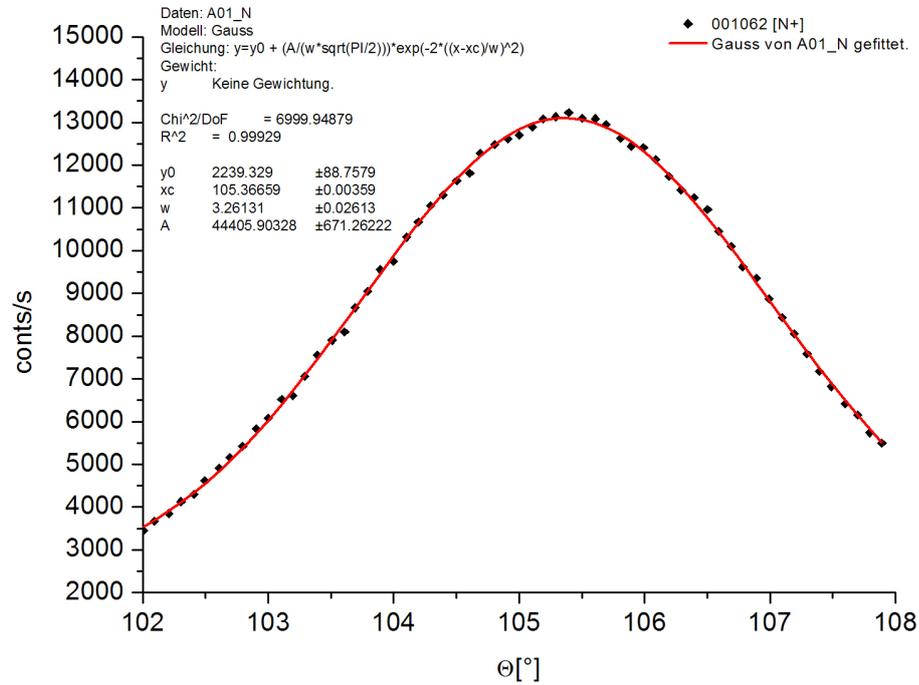


Abbildung B.5: Rocking-Kurve OG005a.

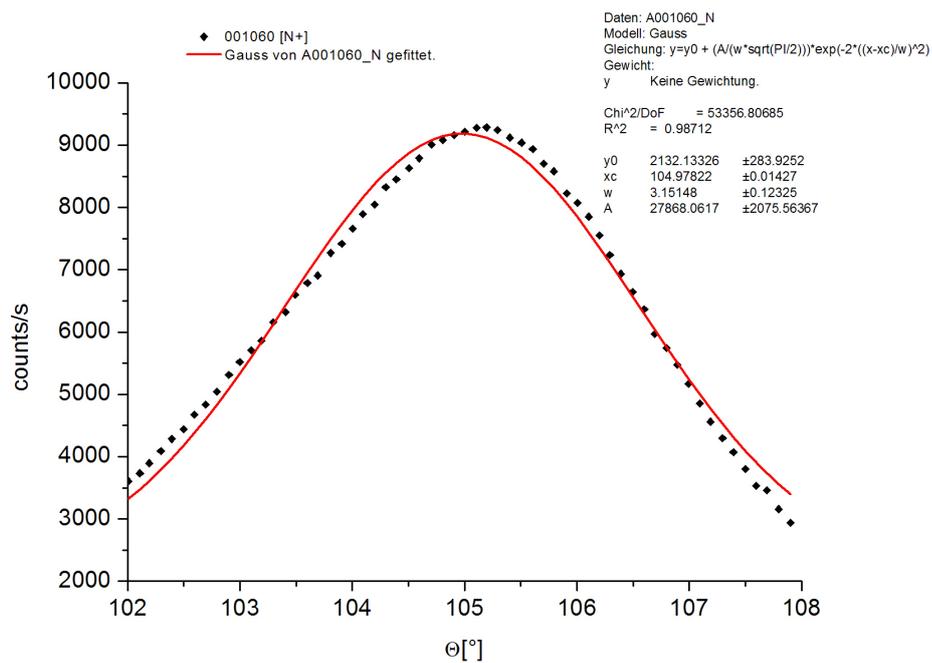


Abbildung B.6: Rocking-Kurve OG005b.

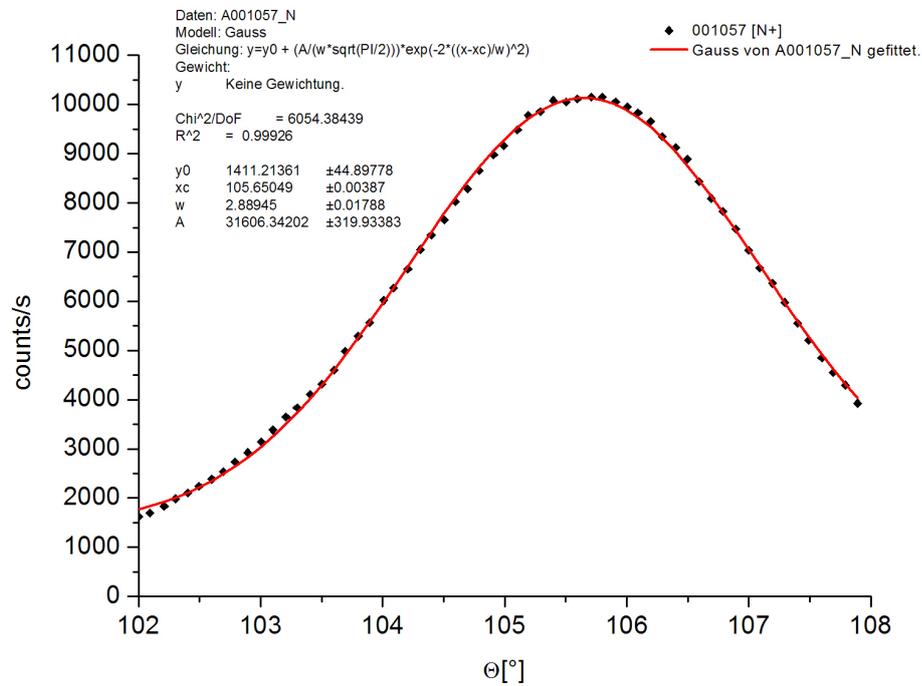


Abbildung B.7: Rocking-Kurve OG005c.

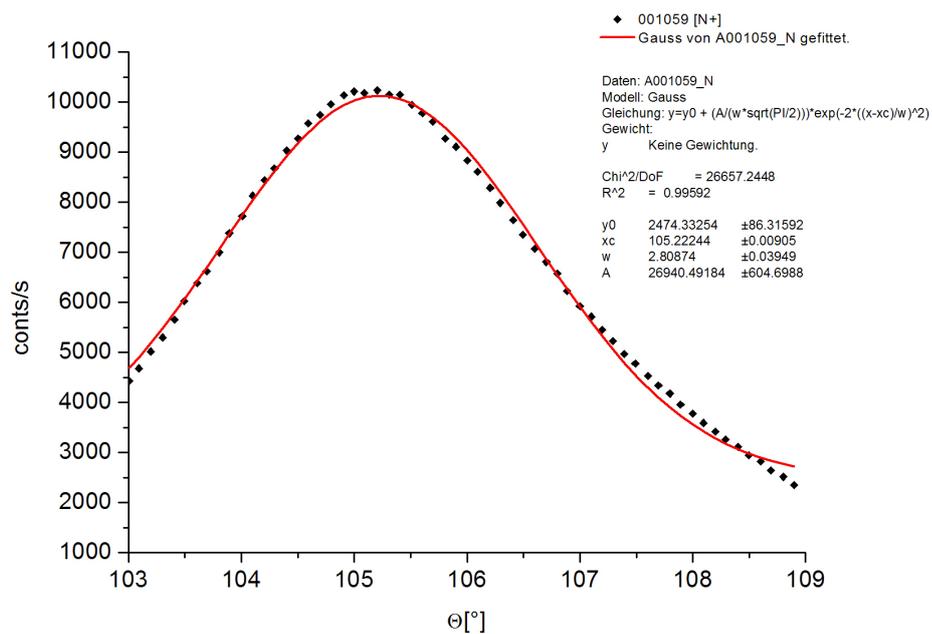


Abbildung B.8: Rocking-Kurve OG005d.

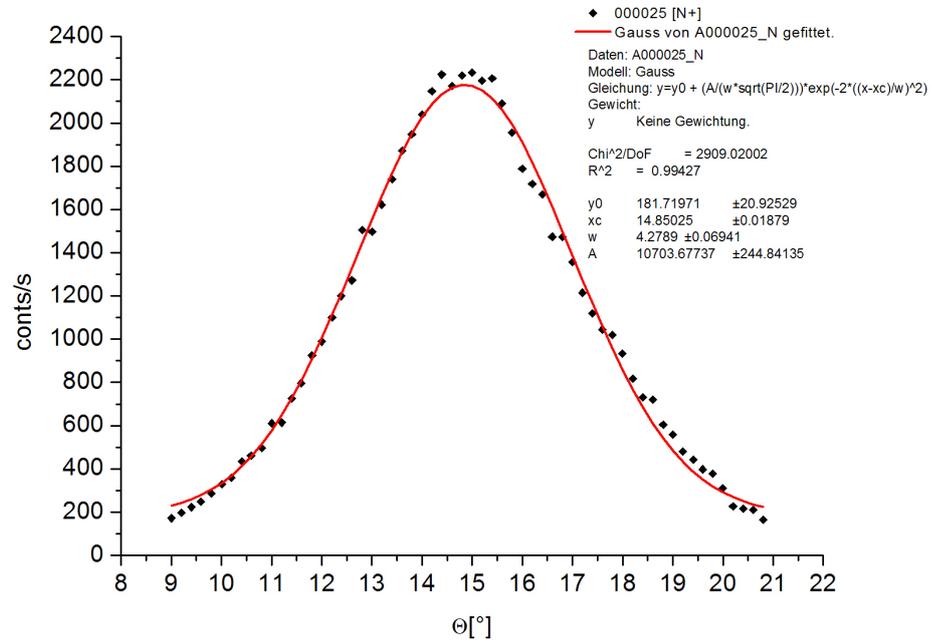


Abbildung B.9: Rocking-Kurve MP41317a.

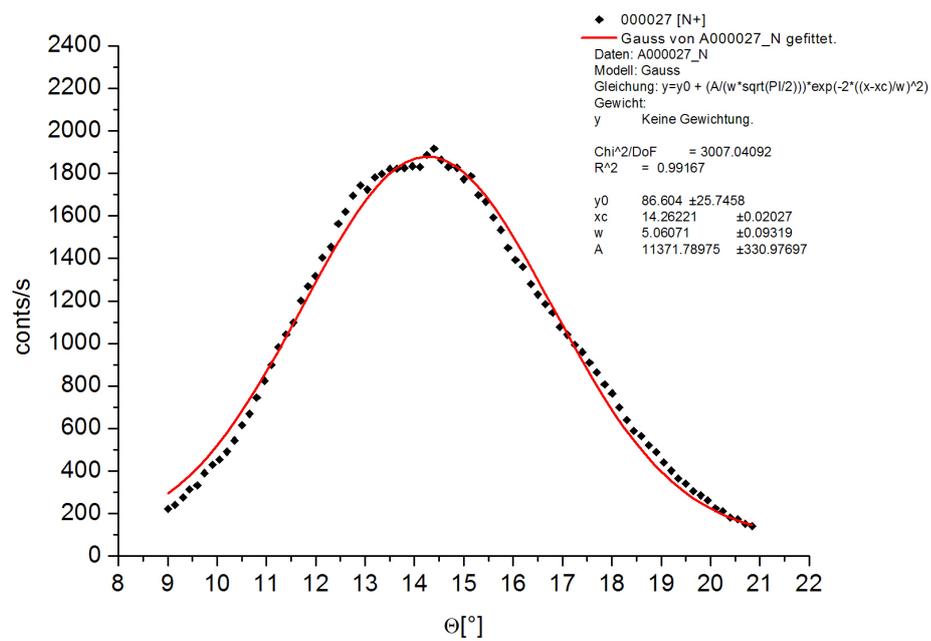


Abbildung B.10: Rocking-Kurve MP41317b.

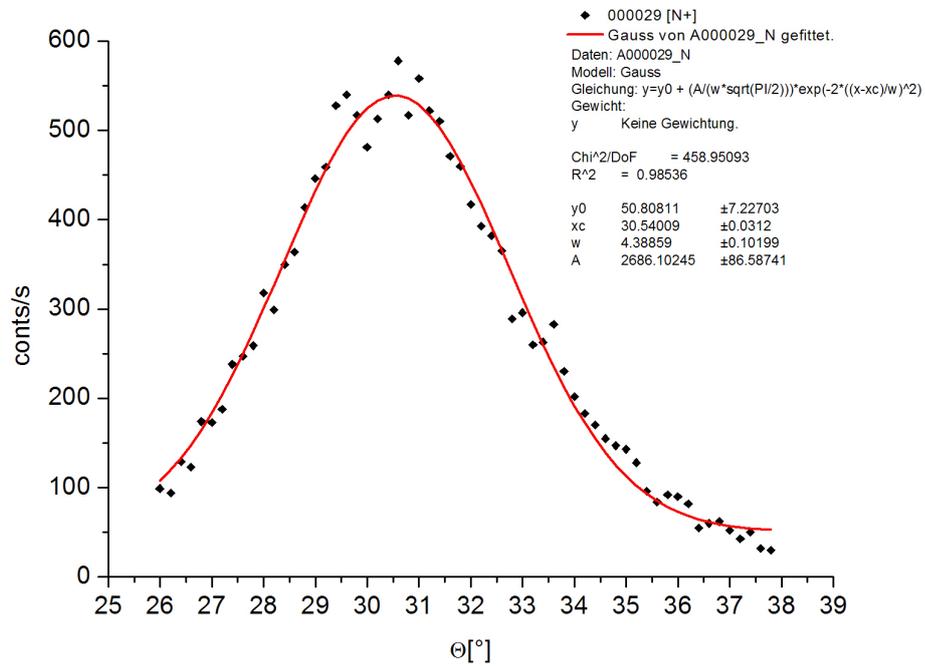


Abbildung B.11: Rocking-Kurve MP41317b2 (n=2).

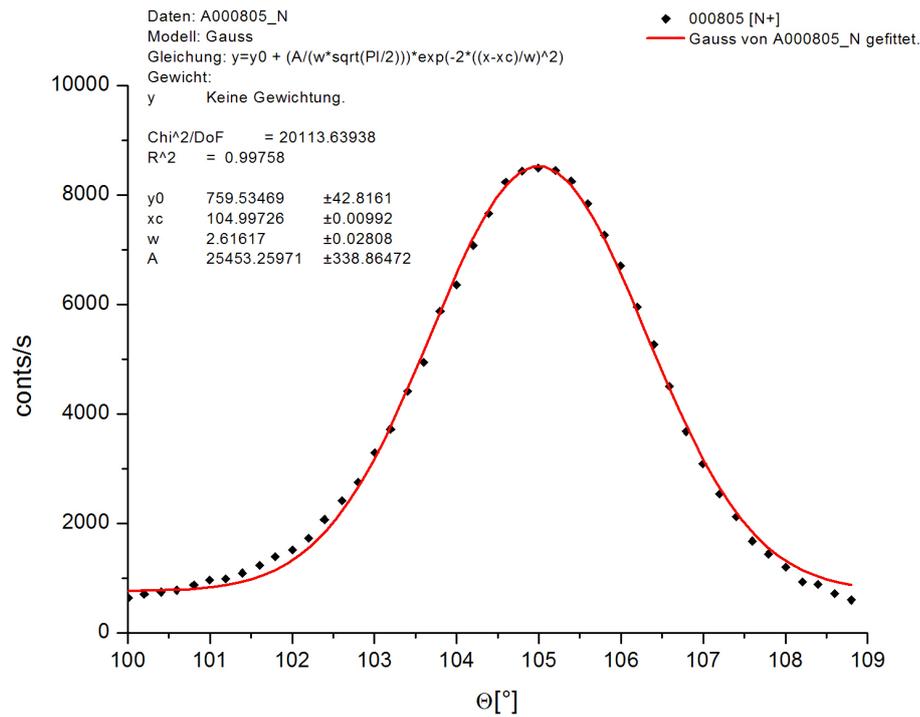


Abbildung B.12: Rocking-Kurve MP41597a.

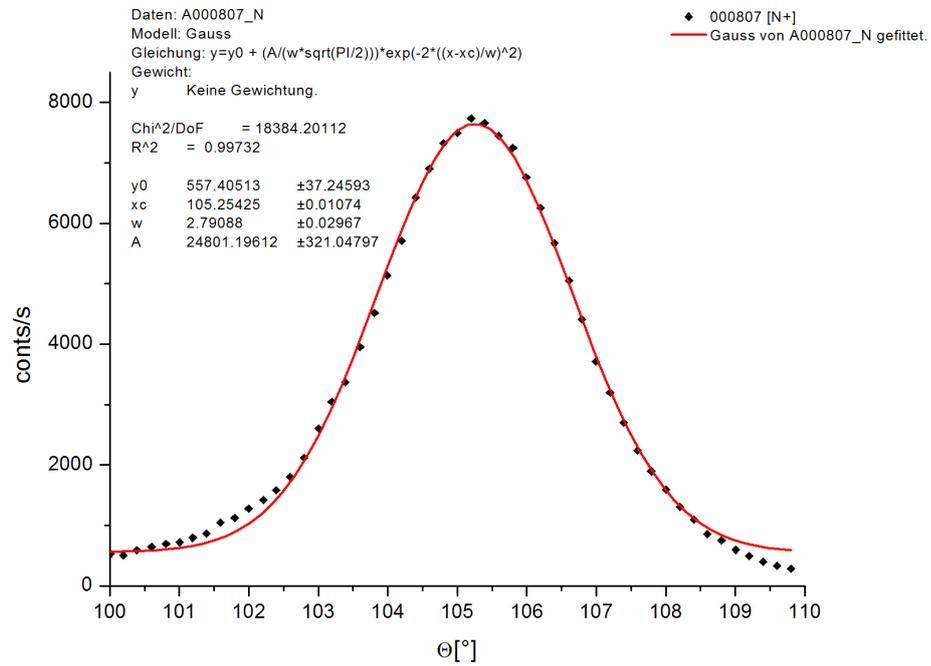


Abbildung B.13: Rocking-Kurve MP41597b.

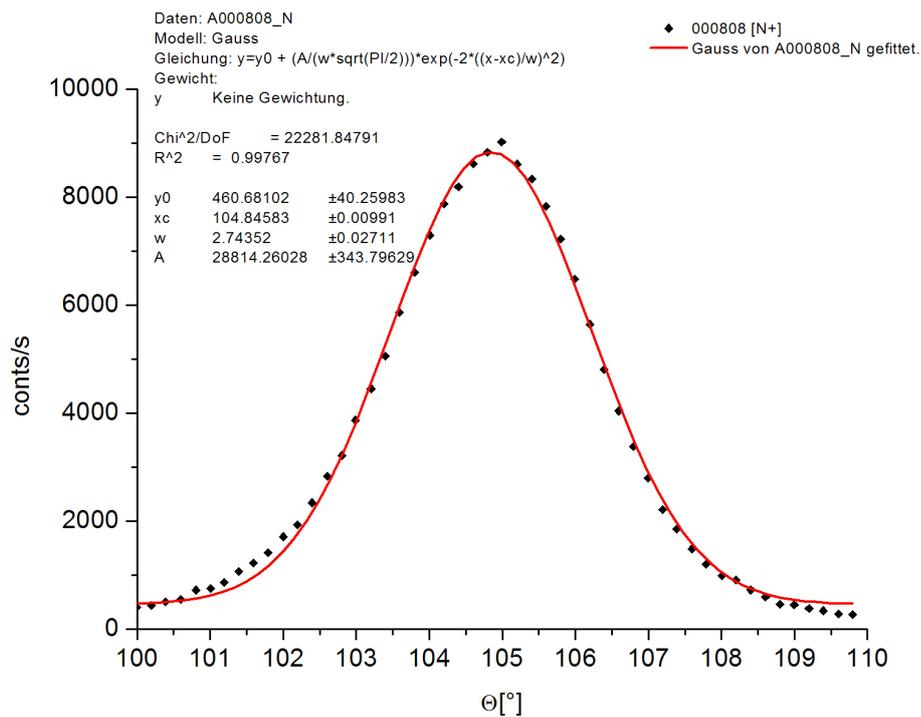


Abbildung B.14: Rocking-Kurve MP41597c.

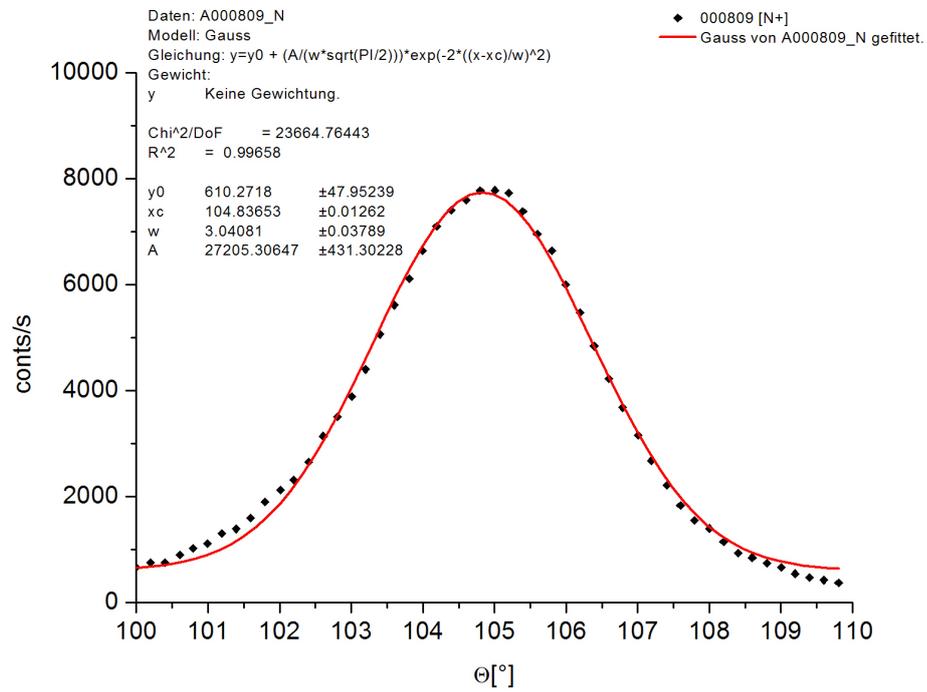


Abbildung B.15: Rocking-Kurve MP41597d.

## B.2 Charakterisierung i-HOPG

### B.2.1 T13a

Tabelle B.2: Parameterwerte der  $\Theta$ - $2\Theta$  Messungen an T13A

$\lambda$	=	1.78 Å
$StrahlDia_h$	=	2 mm
$StrahlDia_v$	=	50 mm
$DetektorDia_h$	=	1 mm
$DetektorDia_v$	=	50 mm

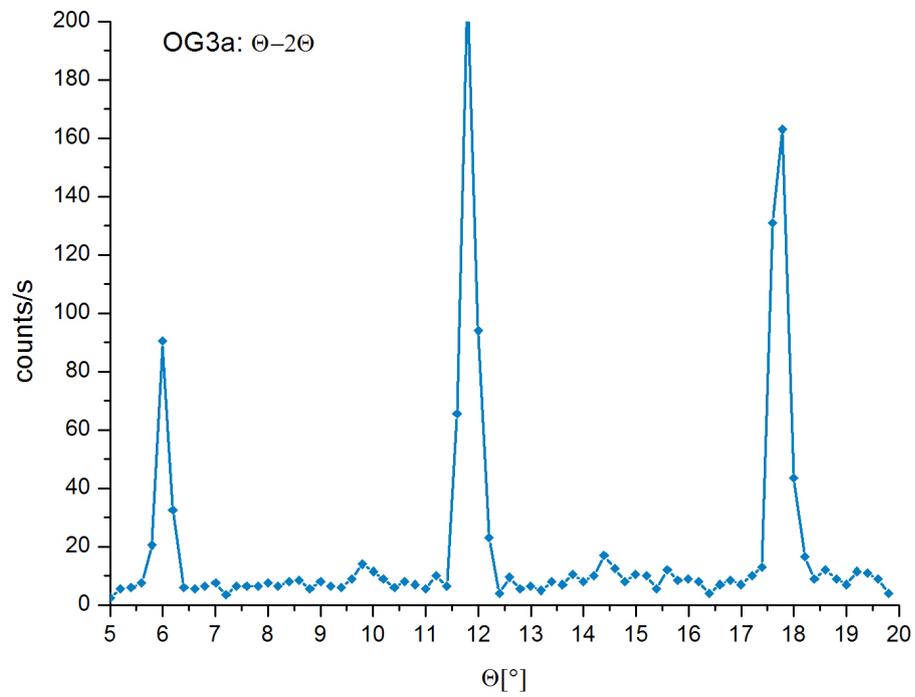


Abbildung B.16:  $\Theta$ - $2\Theta$ -Kurve von OG003a nach der Interkalation.

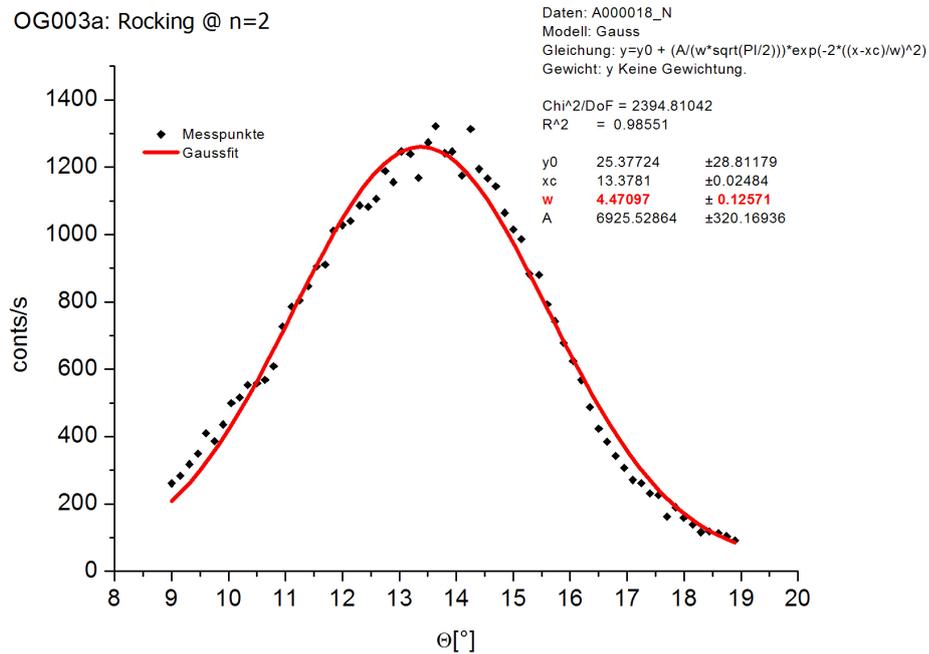


Abbildung B.17: Rocking-Kurve bei n=2 von OG003a nach der Interkalation.

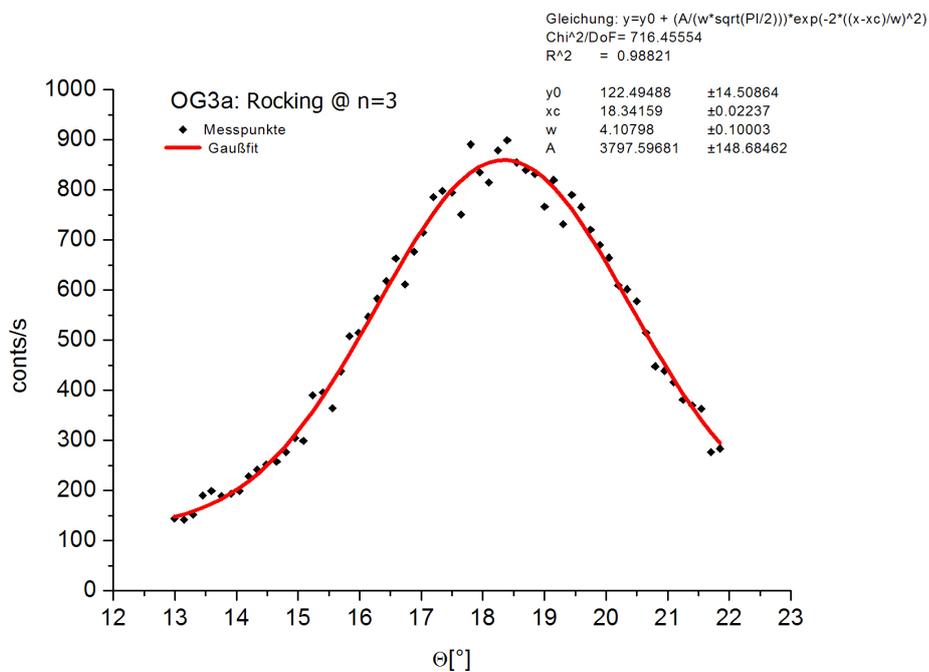


Abbildung B.18: Rocking-Kurve bei n=3 von OG003a nach der Interkalation.

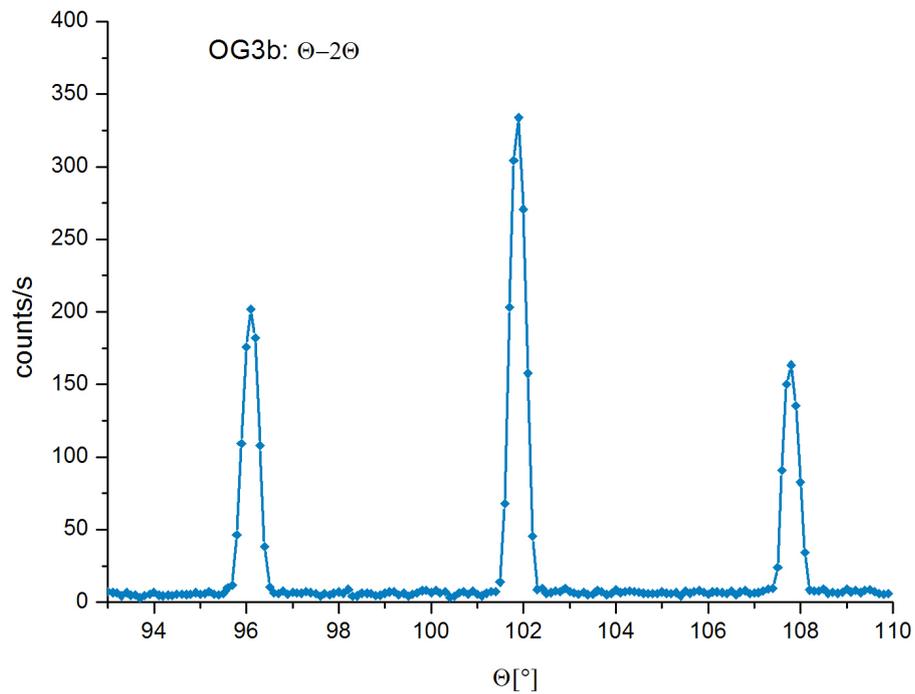
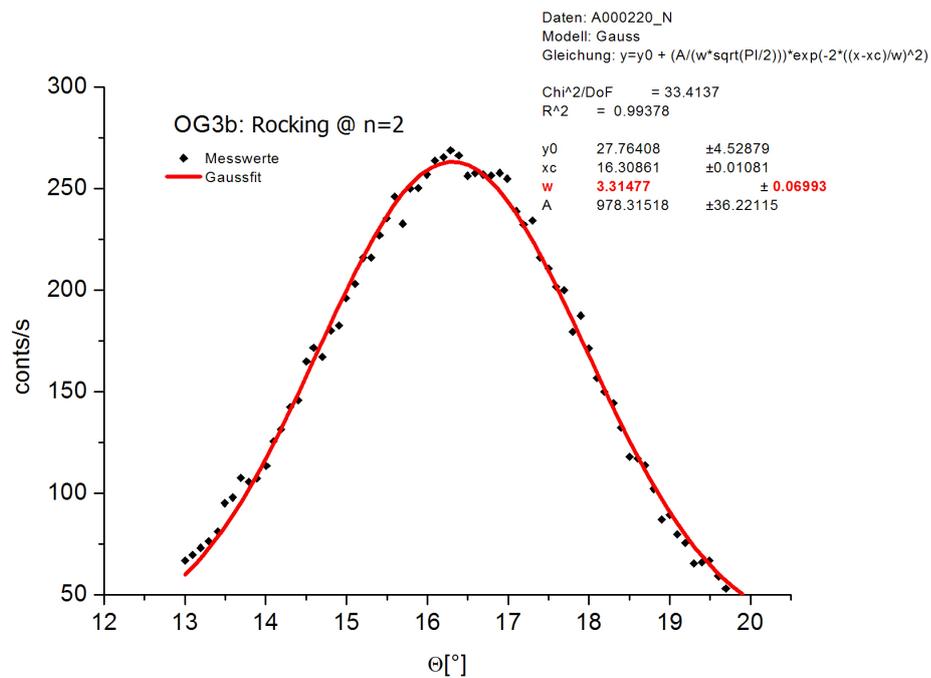
Abbildung B.19:  $\Theta-2\Theta$ -Kurve von OG003b nach der Interkalation.

Abbildung B.20: Rocking-Kurve bei n=2 von OG003b nach der Interkalation.

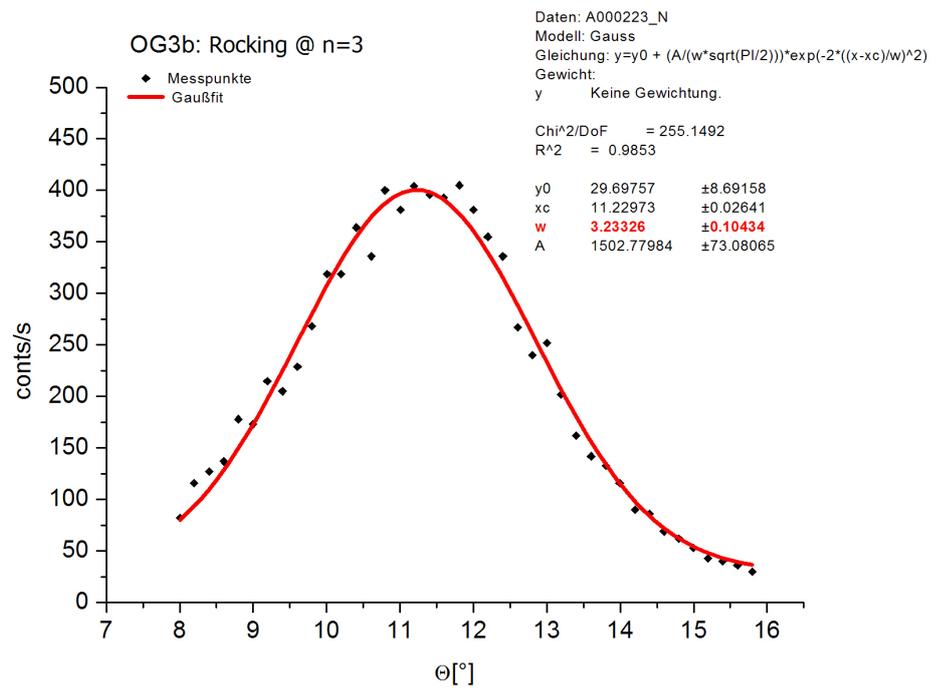
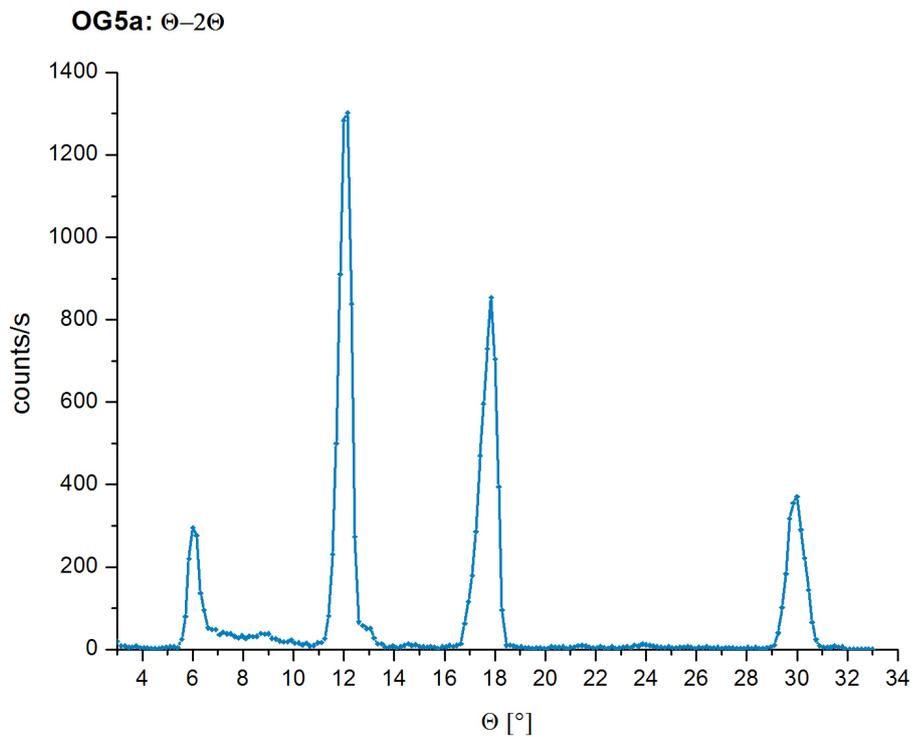


Abbildung B.21: Rocking-Kurve bei n=3 von OG003b nach der Interkalation.

Abbildung B.22:  $\Theta - 2\Theta$ -Kurve von OG005a nach der Interkalation.

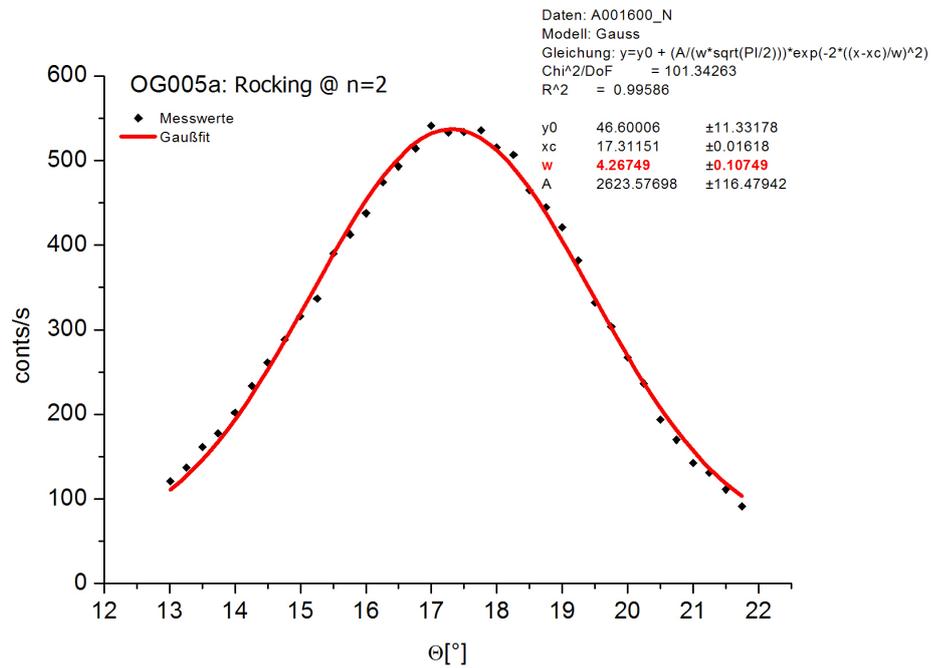


Abbildung B.23: Rocking-Kurve bei n=2 von OG005a nach der Interkalation.

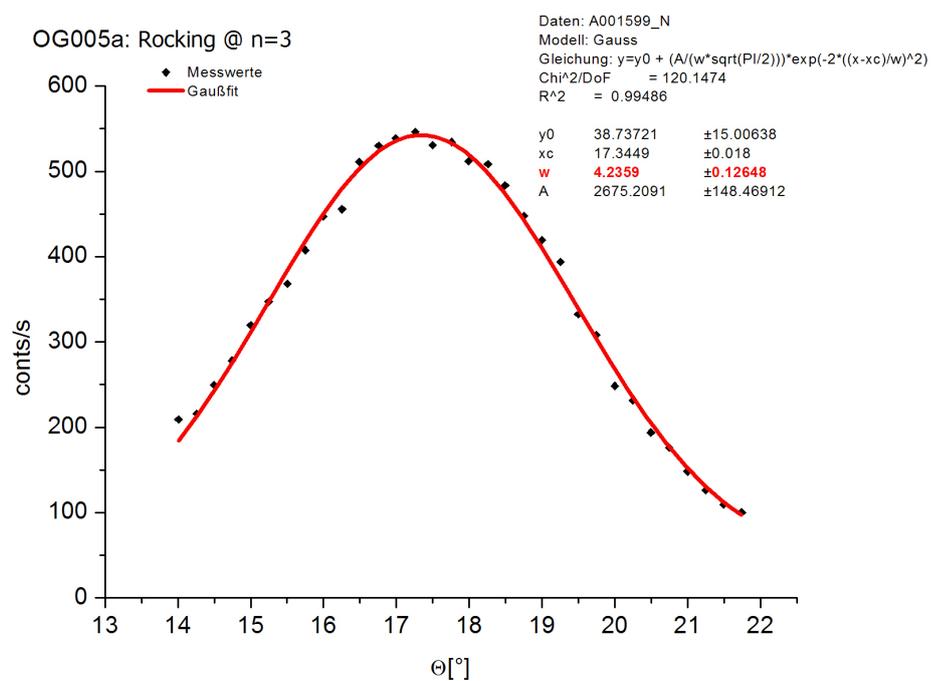


Abbildung B.24: Rocking-Kurve bei n=3 von OG005a nach der Interkalation.

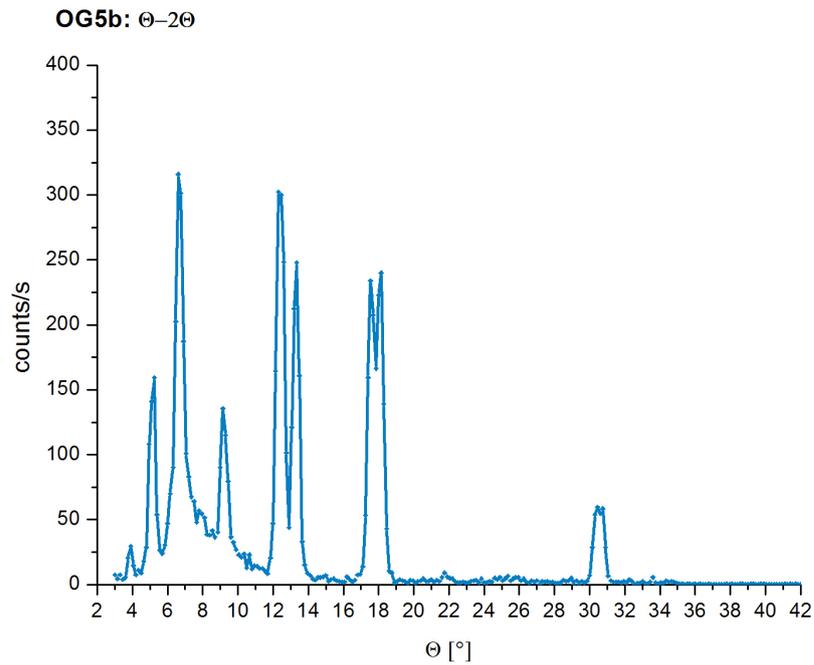


Abbildung B.25:  $\Theta-2\Theta$ -Kurve von OG005b nach der Interkalation. Aufgrund der starken Stage-3 Kontamination ist eine korrekte Messung der Mosikbeite hier nicht möglich.

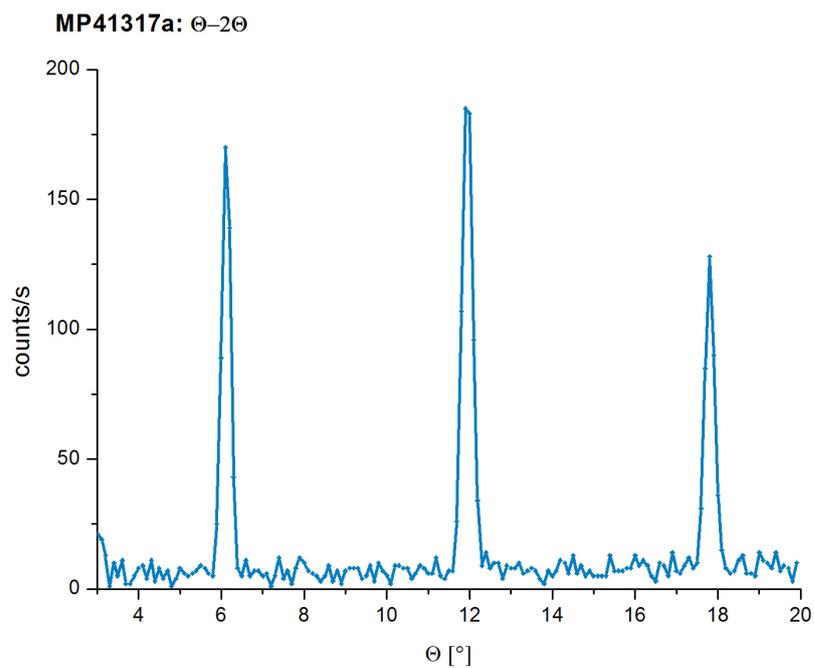


Abbildung B.26:  $\Theta-2\Theta$ -Kurve von MP41317a nach der Interkalation.

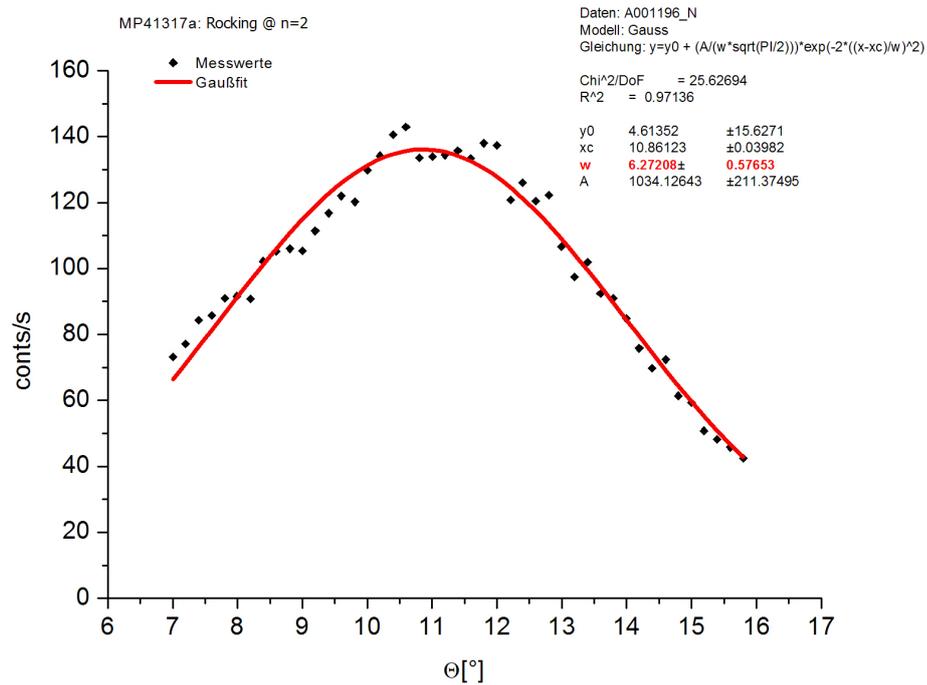


Abbildung B.27: Rocking-Kurve bei n=2 von MP41317a nach der Interkalation.

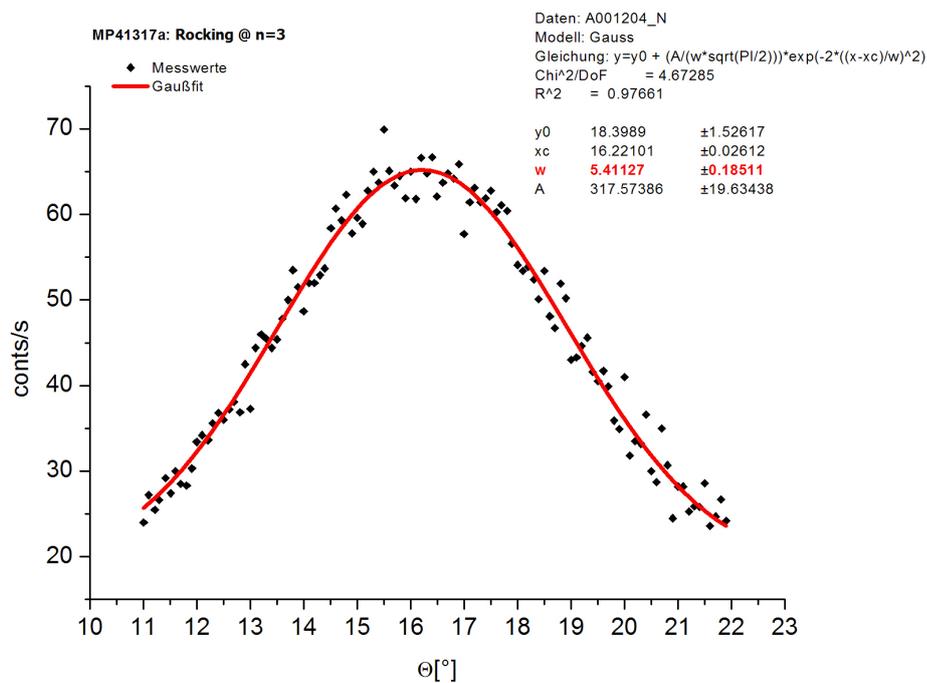


Abbildung B.28: Rocking-Kurve bei n=3 von MP41317a nach der Interkalation.

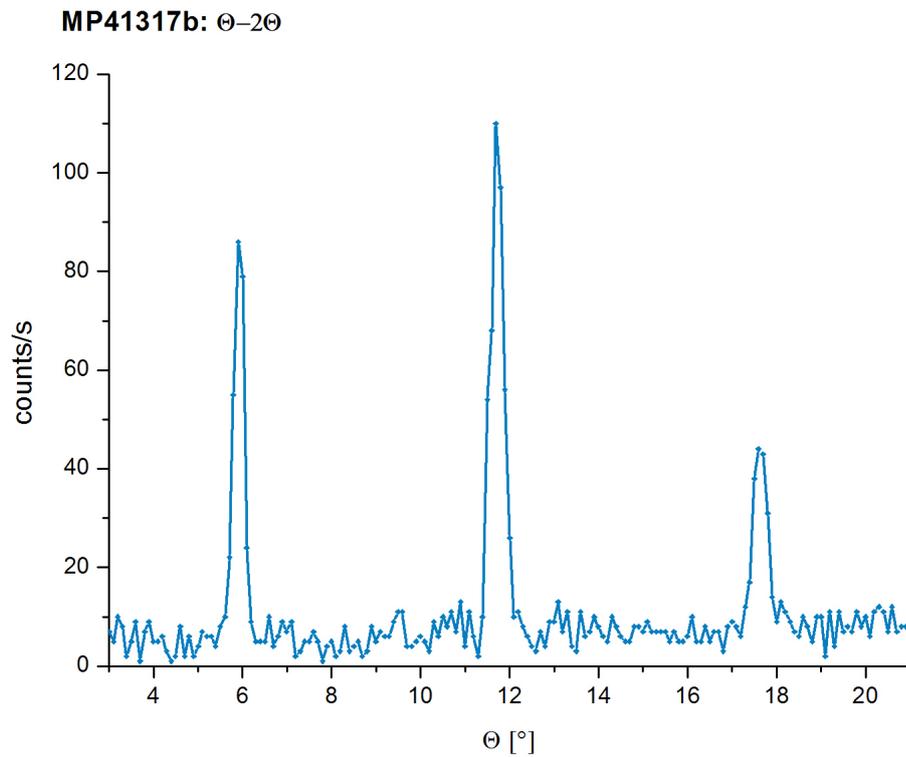
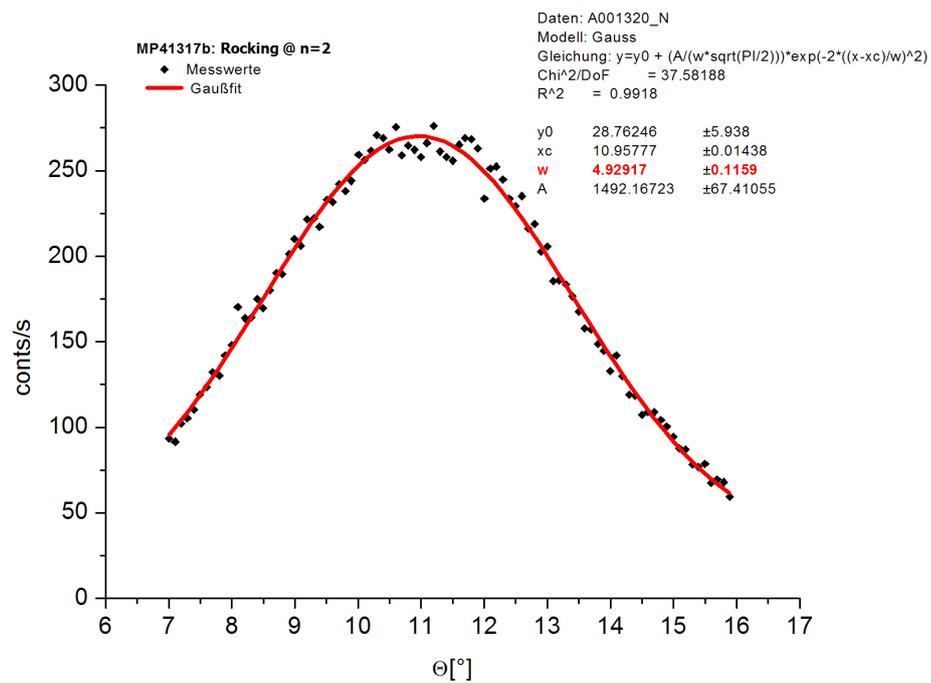
Abbildung B.29:  $\Theta-2\Theta$ -Kurve von MP41317b nach der Interkalation.

Abbildung B.30: Rocking-Kurve bei n=2 von MP41317b nach der Interkalation.

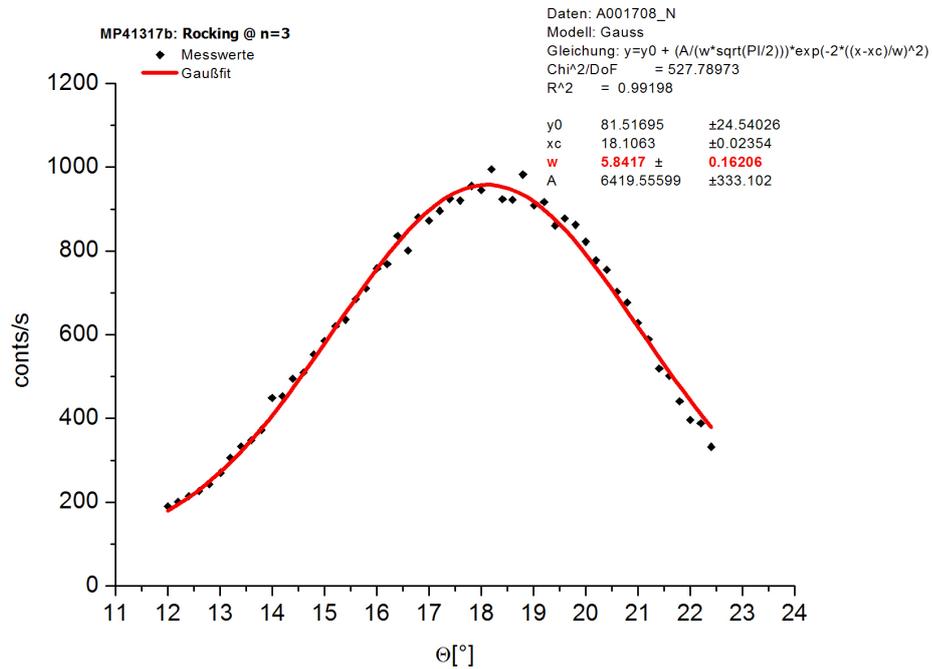


Abbildung B.31: Rocking-Kurve bei n=3 von MP41317b nach der Interkalation. Bei dieser Messung befand sich der Kristall bereits in einer Al-Box.

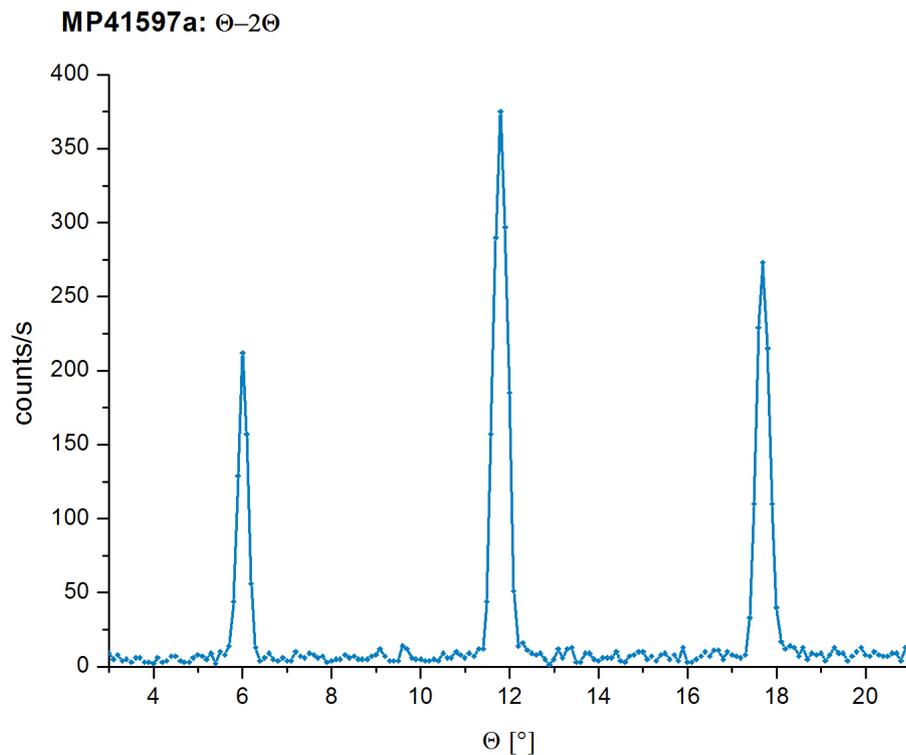


Abbildung B.32:  $\Theta-2\Theta$ -Kurve von MP41597a nach der Interkalation.

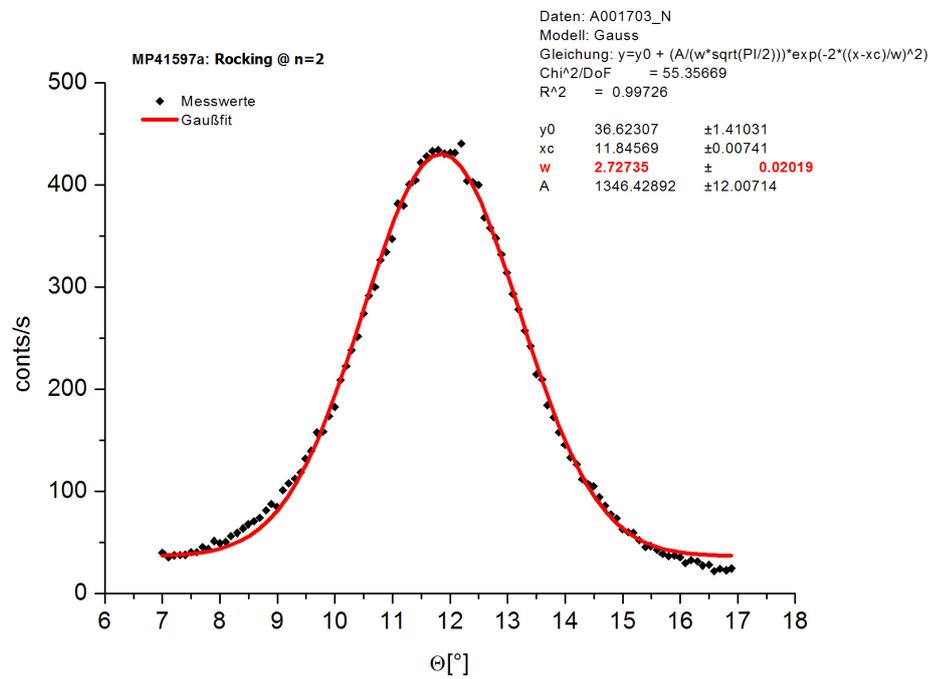
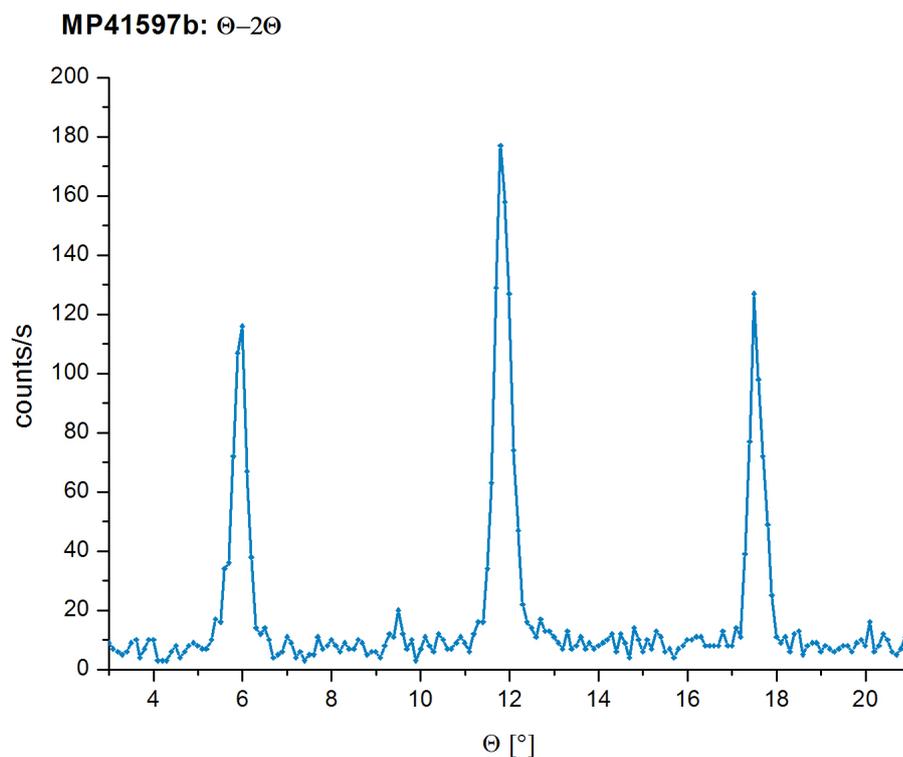


Abbildung B.33: Rocking-Kurve bei n=2 von MP41597a nach der Interkalation.

Abbildung B.34:  $\Theta-2\Theta$ -Kurve von MP41597b nach der Interkalation.

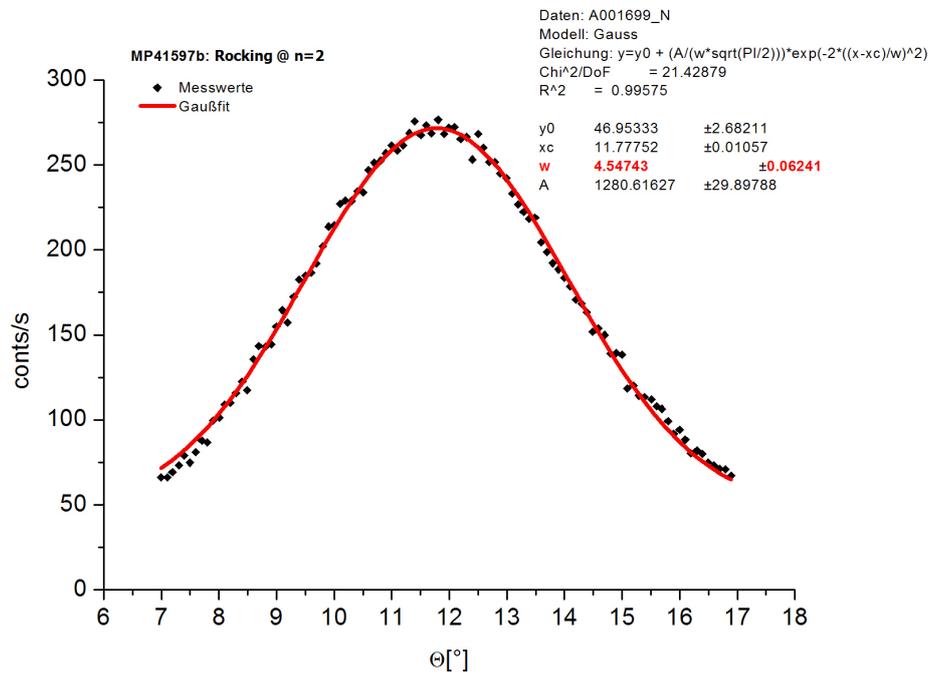
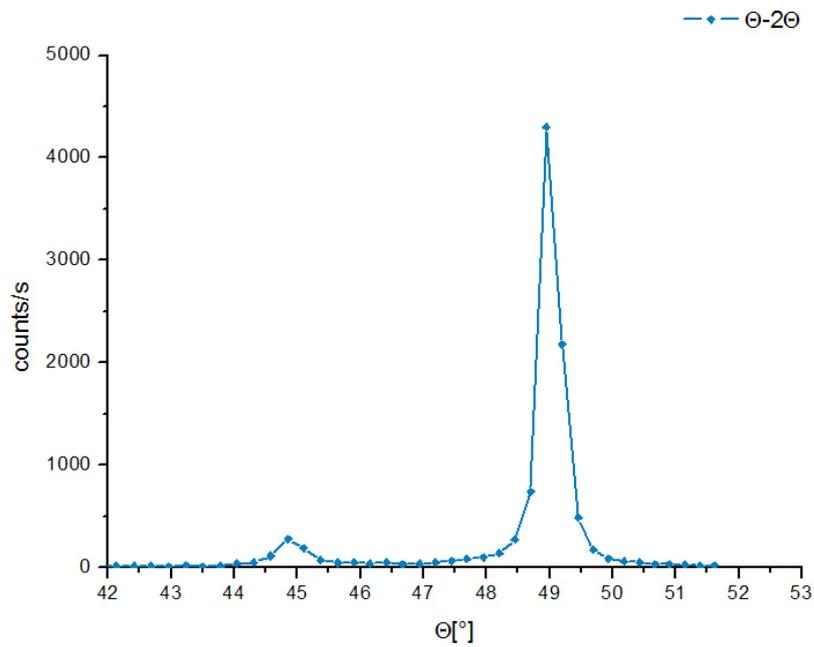


Abbildung B.35: Rocking-Kurve bei n=2 von MP41597b nach der Interkalation.

## B.2.2 IN12

Tabelle B.3: Parameter der Messungen an IN12

$\lambda$	=	5.9 Å
Kollimation <sub>v</sub>	=	10"
StrahlDia <sub>h</sub>	=	2 mm
StrahlDia <sub>h</sub>	=	2 mm
StrahlDia <sub>v</sub>	=	50 mm
DetektorDia <sub>h</sub>	=	1 mm
DetektorDia <sub>v</sub>	=	50 mm

Abbildung B.36:  $\Theta$ - $2\Theta$ -Kurve von OG005a nach der Interkalation.

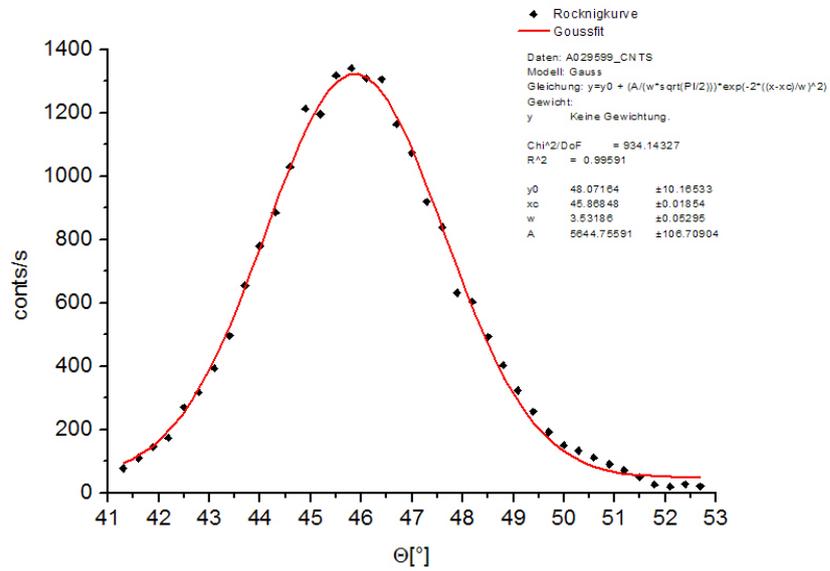


Abbildung B.37: Rocking-Kurve von OG005b nach der Interkalation.

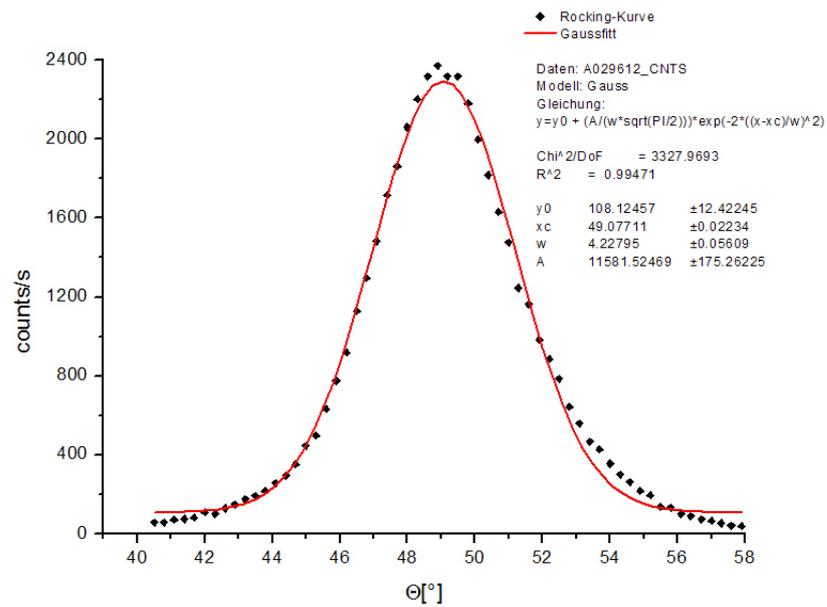


Abbildung B.38: Rocking-Kurve von OG005a nach der Interkalation.

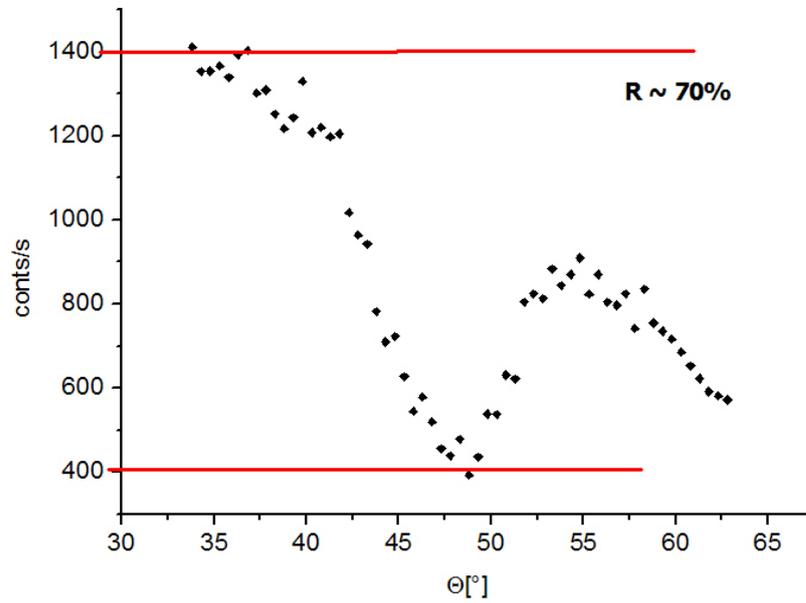


Abbildung B.39: Inverse Rocking-Kurve von OG005b nach der Interkalation.

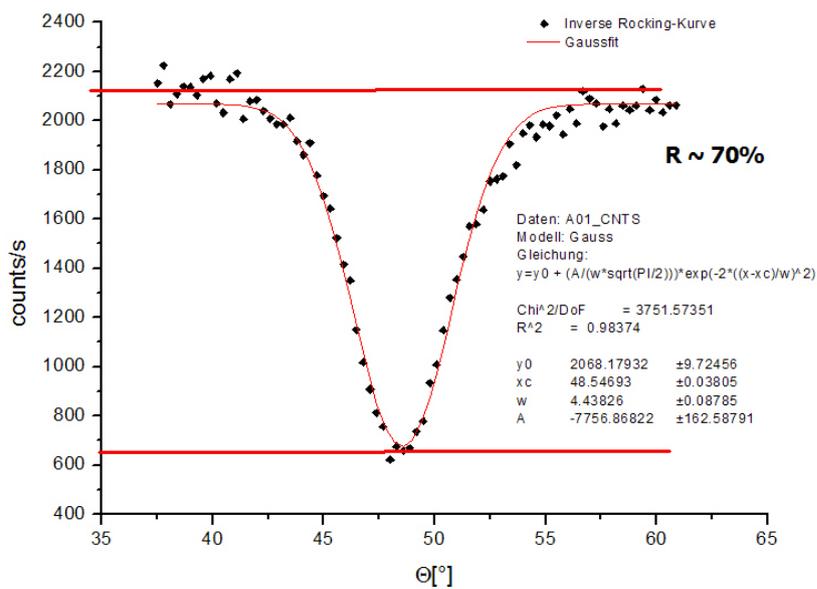


Abbildung B.40: Inverse Rocking-Kurve von OG005a nach der Interkalation.

## B.2.3 MIRA

Tabelle B.4: Parameterwerte der Mosaikbreiten-Messungen an MIRA

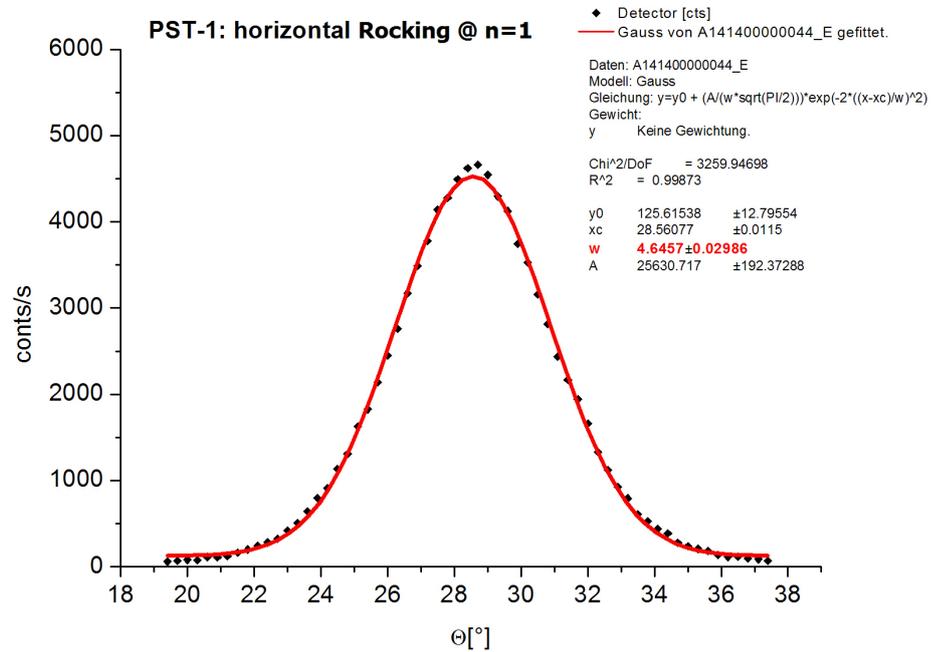
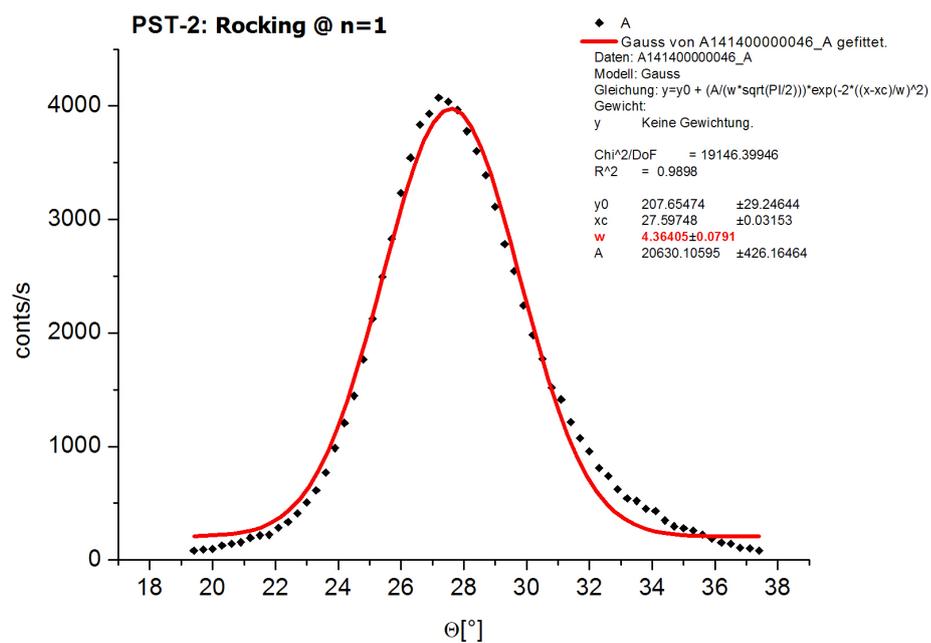
$StrahlDia_h$	=	2 mm
$StrahlDia_v$	=	50 mm
$DetektorDia_h$	=	1 mm
$DetektorDia_v$	=	50 mm

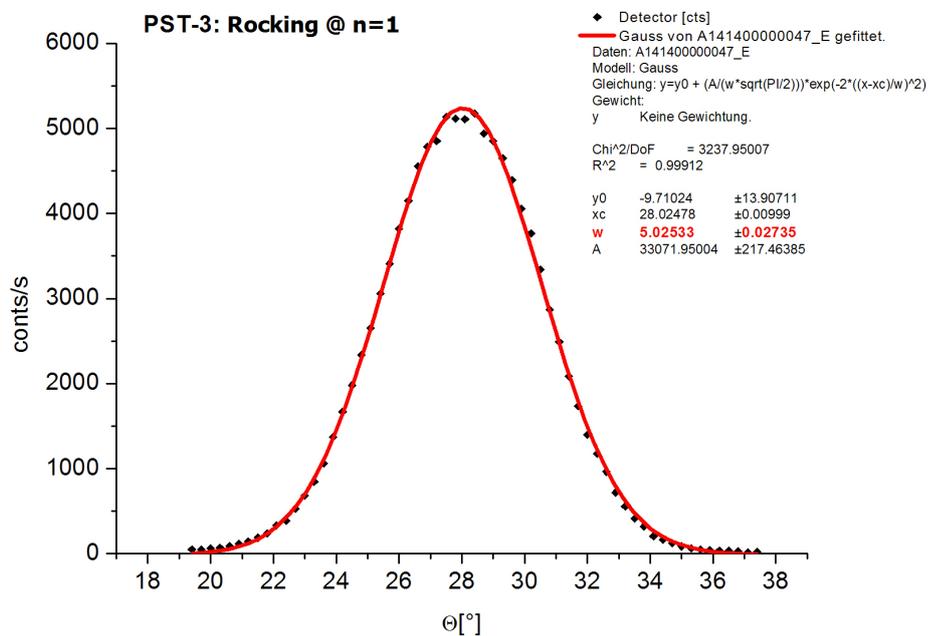
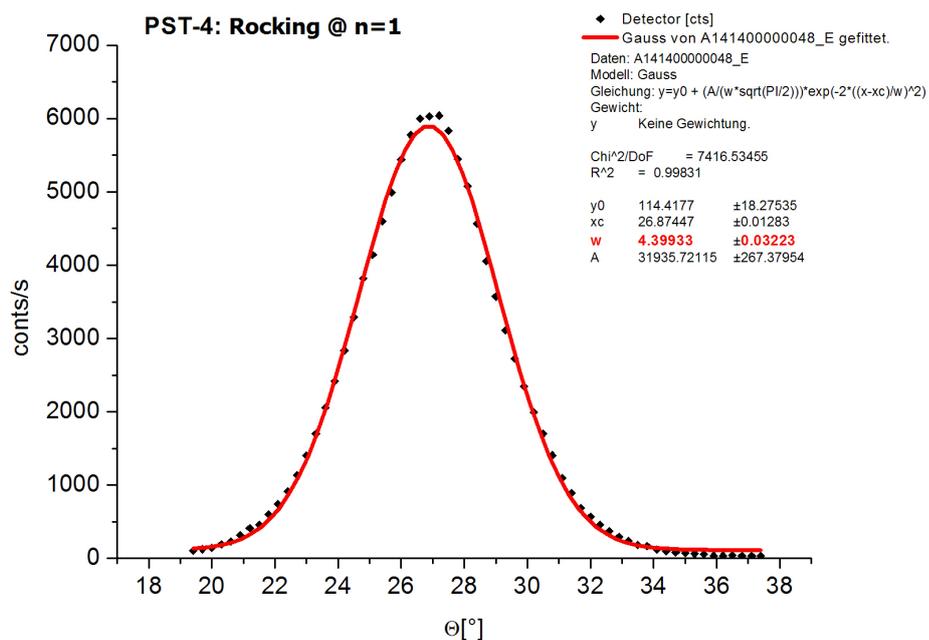
Tabelle B.5: Einstellungen von MIRA bei 8Å

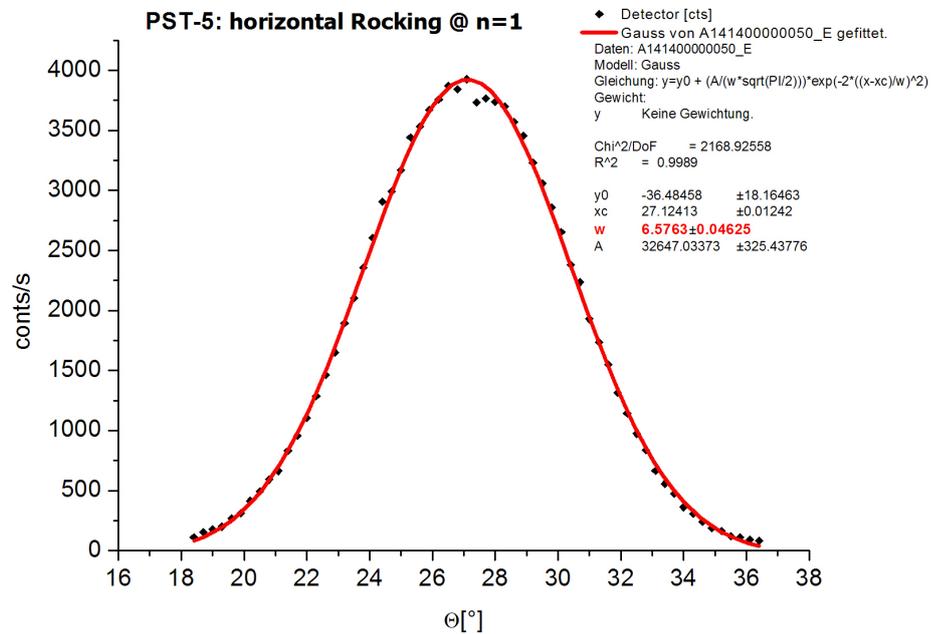
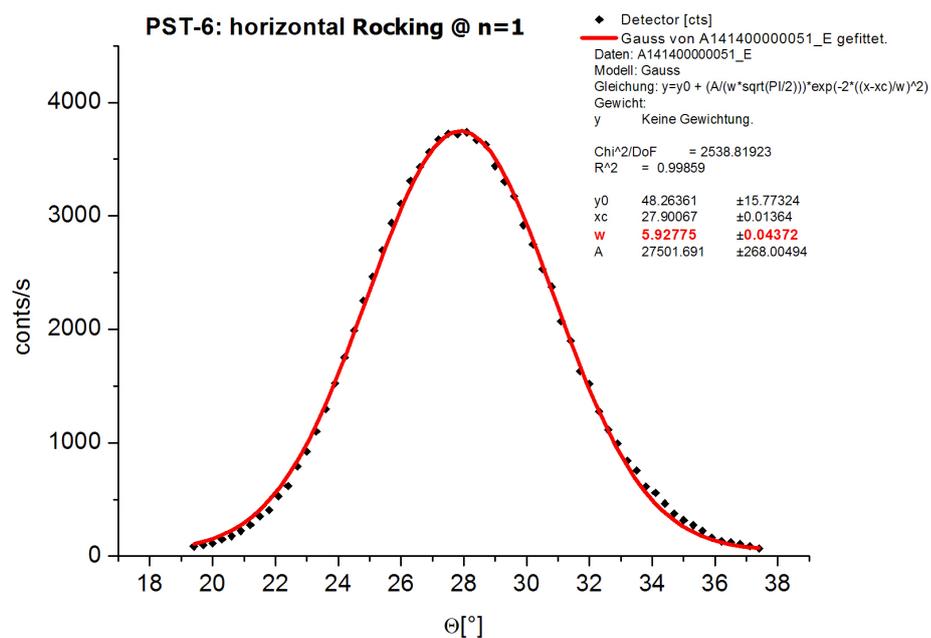
mtt	=	-7.959°
mth	=	-4.950°
mgx	=	0.495°
mtx	=	11.010 mm
mty	=	11.990 mm
stx	=	-0.000 mm
sty	=	12.000 mm
stz	=	20.0 mm
sgx	=	0.0°
sgy	=	1.0°

Tabelle B.6: Blendeneinstellungen der horizontalen Mosaikbreiten-Messungen an MIRA

s2	=	0;-12;10;30
s4	=	0;-12;10;30
$StrahlDia_h$	=	10 mm
$StrahlDia_v$	=	30 mm
$DetektorDia_h$	=	1 mm
$DetektorDia_v$	=	50 mm

Abbildung B.41: Horizontale Rocking-Kurve von PST1 bei  $\lambda = 8 \text{ \AA}$ .Abbildung B.42: Horizontale Rocking-Kurve von PST2 bei  $\lambda = 8 \text{ \AA}$ .

Abbildung B.43: Horizontale Rocking-Kurve von PST3 bei  $\lambda = 8 \text{ \AA}$ .Abbildung B.44: Horizontale Rocking-Kurve von PST4 bei  $\lambda = 8 \text{ \AA}$ .

Abbildung B.45: Horizontale Rocking-Kurve von PST5 bei  $\lambda = 8 \text{ \AA}$ .Abbildung B.46: Horizontale Rocking-Kurve von PST6 bei  $\lambda = 8 \text{ \AA}$ .

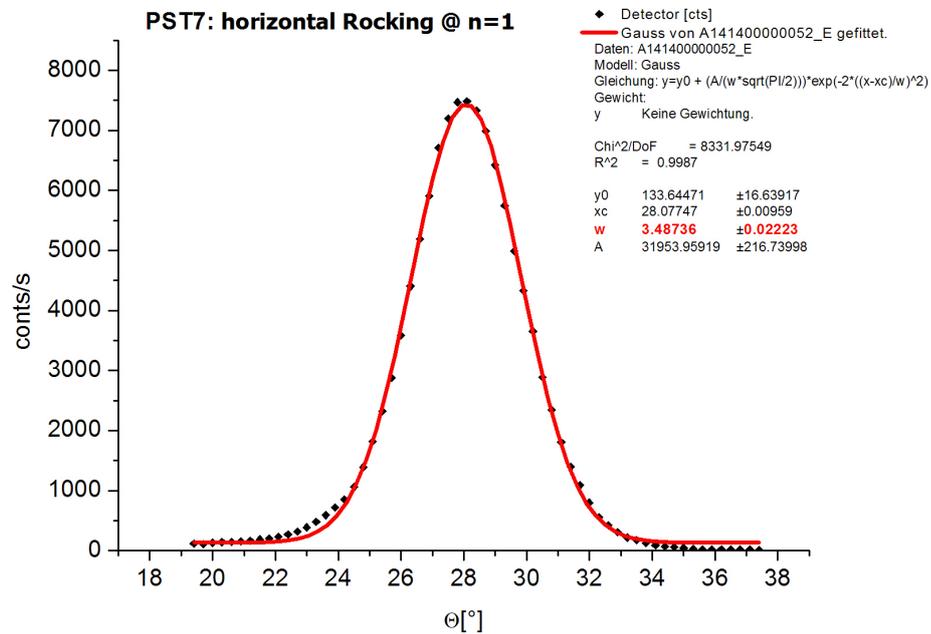
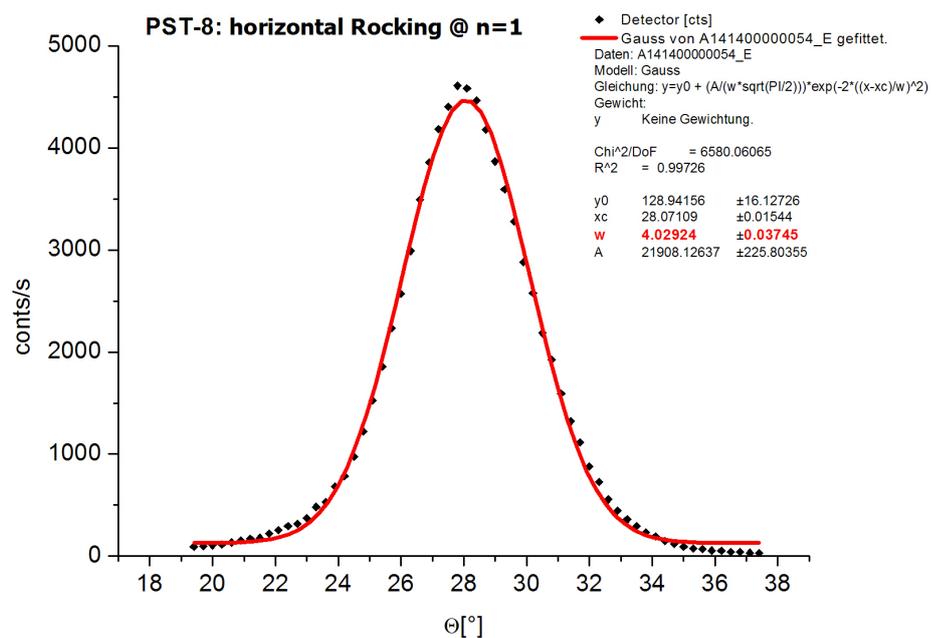
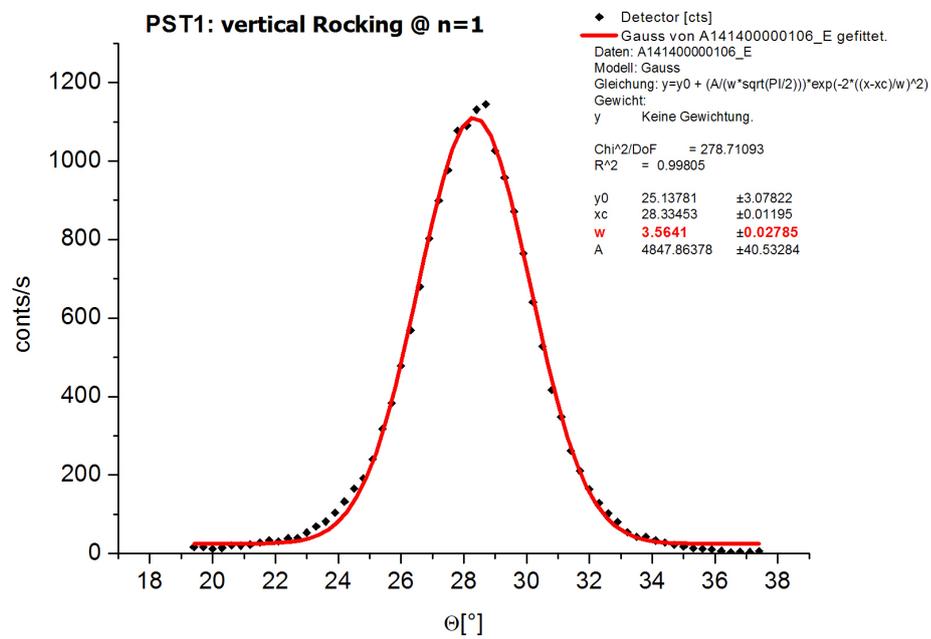
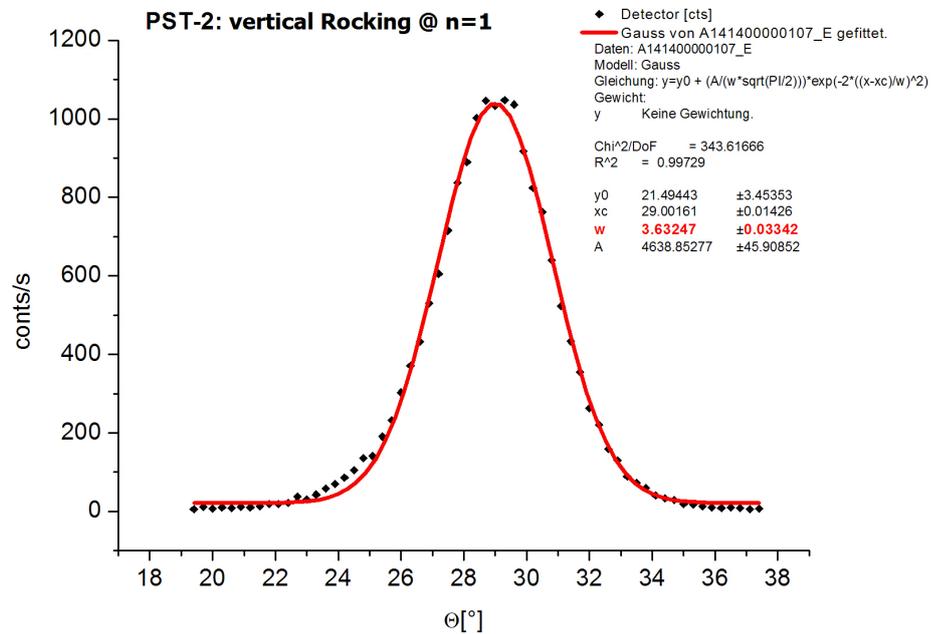
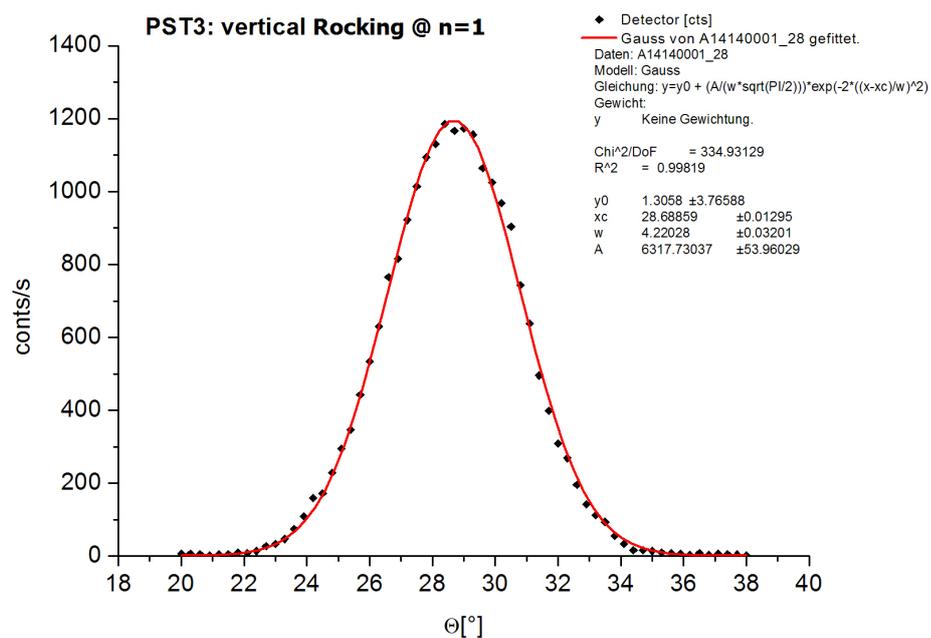
Abbildung B.47: Horizontale Rocking-Kurve von PST7 bei  $\lambda = 8 \text{ \AA}$ .Abbildung B.48: Horizontale Rocking-Kurve von PST8 bei  $\lambda = 8 \text{ \AA}$ .

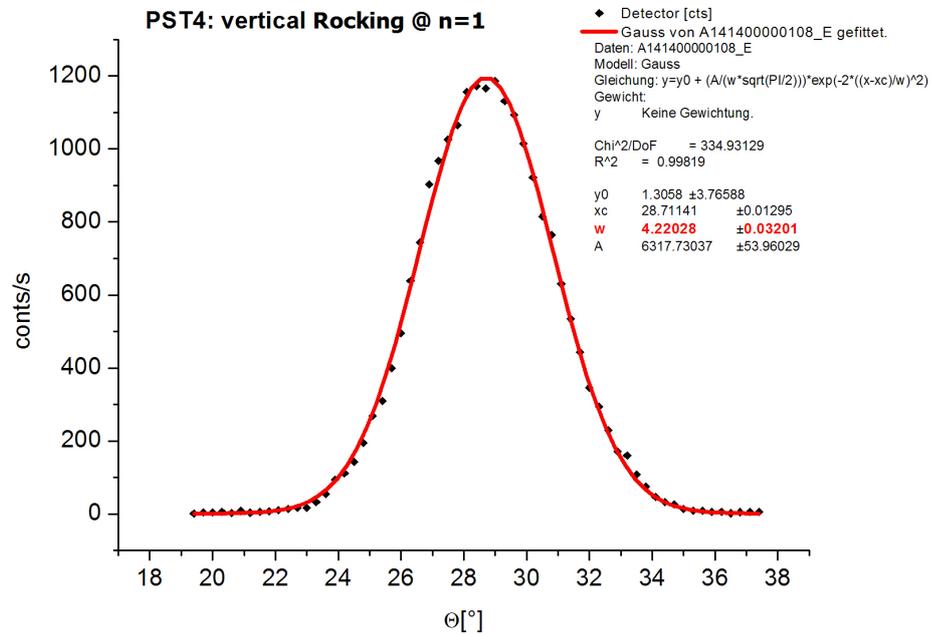
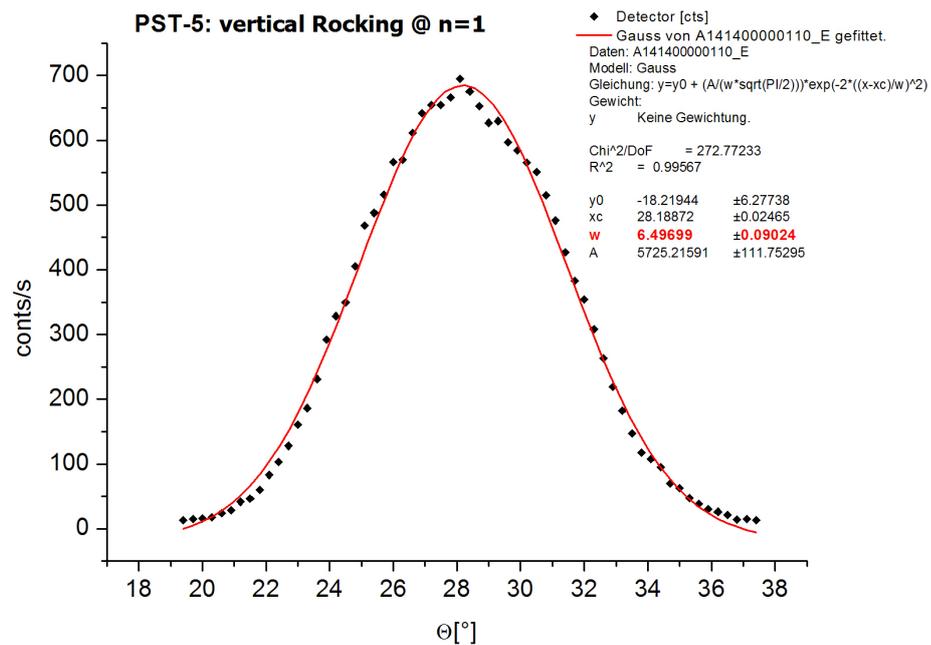
Tabelle B.7: Blendeneinstellungen der vertikale Mosaikbreiten-Messungen an MIRA

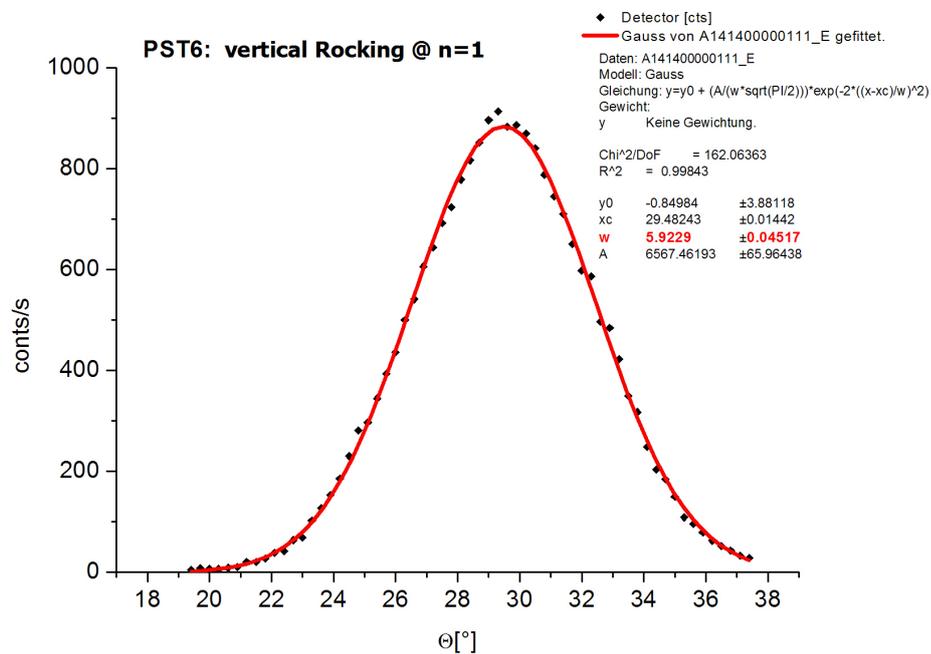
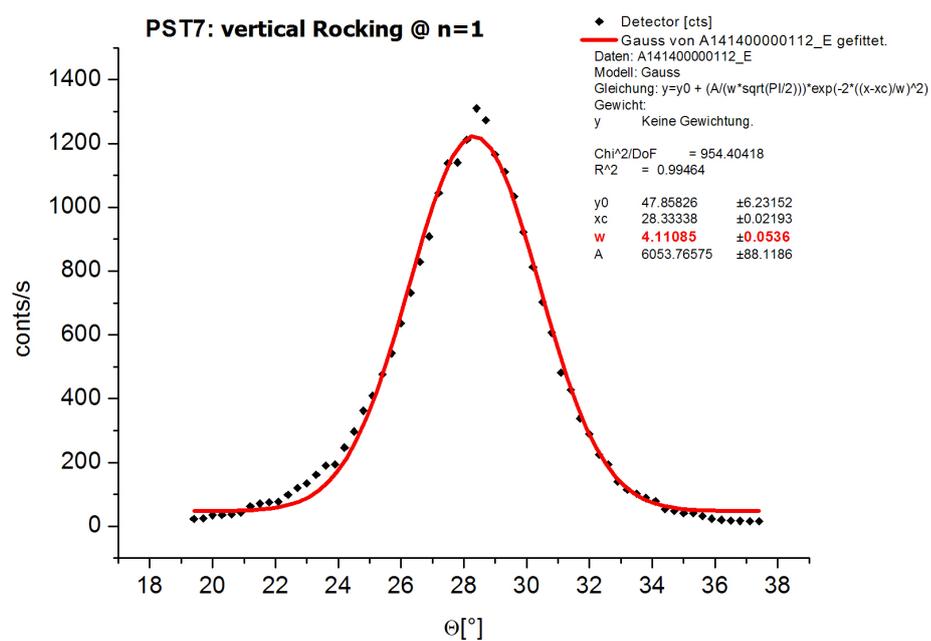
$s_2$	=	0;-12;3;20
$s_4$	=	0;-12;3;20
$StrahlDia_h$	=	3 mm
$StrahlDia_v$	=	20 mm
$DetektorDia_h$	=	1 mm
$DetektorDia_v$	=	50 mm

Abbildung B.49: Vertikale Rocking-Kurve von PST1 bei  $\lambda = 8 \text{ \AA}$ .Tabelle B.8: Einstellungen von MIRA bei  $8.9 \text{ \AA}$ 

mtt	=	$-8.534^\circ$
mth	=	$-5.703^\circ$
mgx	=	$0.495^\circ$
mtx	=	11.010 mm
mty	=	11.990 mm
stx	=	-0.000 mm
sty	=	12.000 mm
stz	=	20.0 mm
sgx	=	$-0.35^\circ$
sgy	=	$-0.5^\circ$

Abbildung B.50: Vertikale Rocking-Kurve von PST2 bei  $\lambda = 8 \text{ \AA}$ .Abbildung B.51: Vertikale Rocking-Kurve von PST3 bei  $\lambda = 8 \text{ \AA}$ .

Abbildung B.52: Vertikale Rocking-Kurve von PST4 bei  $\lambda = 8 \text{ \AA}$ .Abbildung B.53: Vertikale Rocking-Kurve von PST5 bei  $\lambda = 8 \text{ \AA}$ .

Abbildung B.54: Vertikale Rocking-Kurve von PST6 bei  $\lambda = 8 \text{ \AA}$ .Abbildung B.55: Vertikale Rocking-Kurve von PST7 bei  $\lambda = 8 \text{ \AA}$ .

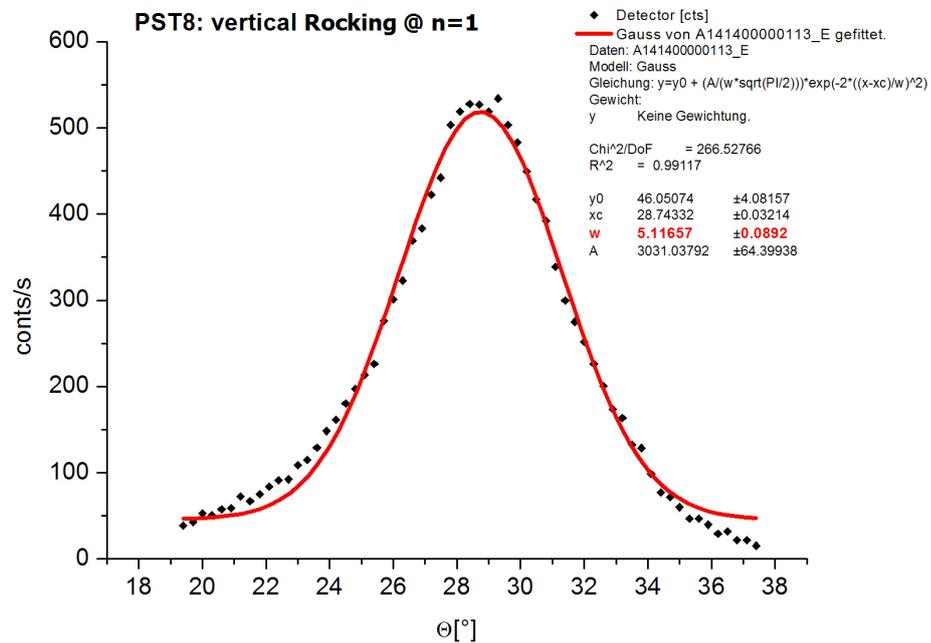
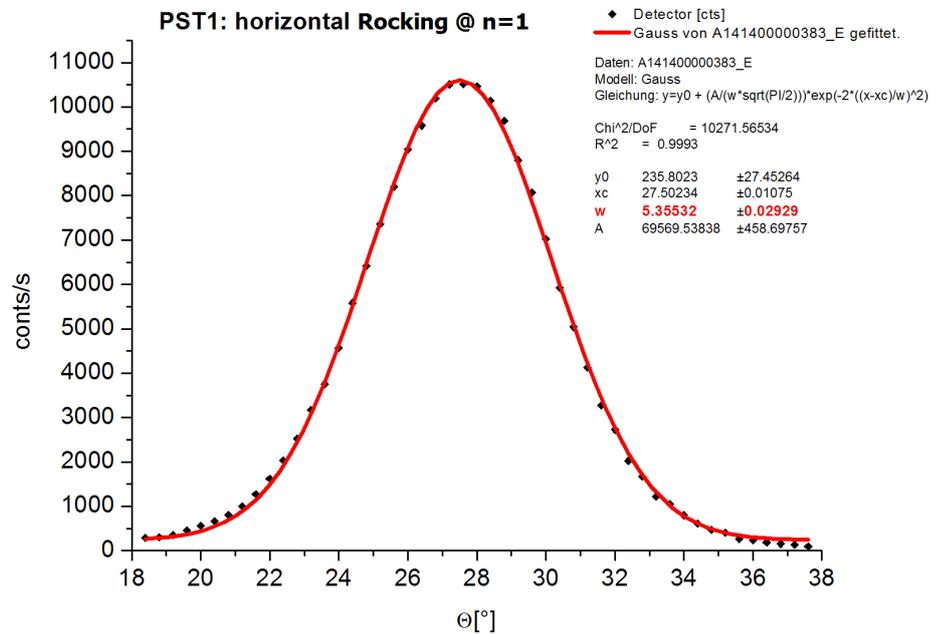
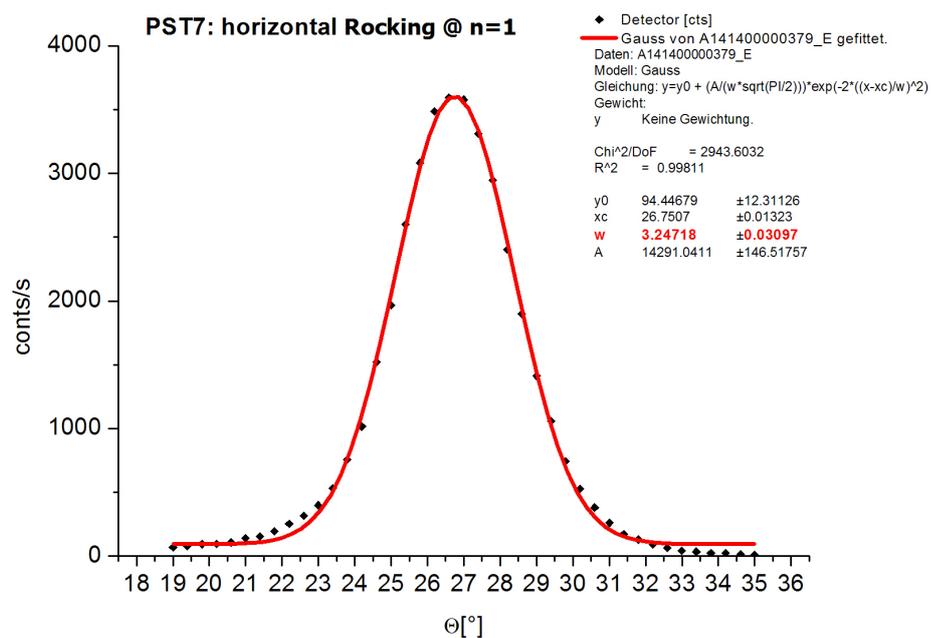
Abbildung B.56: Vertikale Rocking-Kurve von PST8 bei  $\lambda = 8 \text{ \AA}$ .

Tabelle B.9: Blendeneinstellungen der horizontalen Mosaikbreiten-Messungen an MIRA

s2	=	0;-12;3;30
s4	=	0;-12;3;30
StrahlDia <sub>h</sub>	=	3 mm
StrahlDia <sub>v</sub>	=	30 mm
DetektorDia <sub>h</sub>	=	1 mm
DetektorDia <sub>v</sub>	=	50 mm

Tabelle B.10: Einstellungen von MIRA bei 10.3Å

mtt	=	-11.000°
mth	=	-6.902°
mgx	=	0.495°
mtx	=	11.010 mm
mty	=	11.990 mm
stx	=	-0.000 mm
sty	=	12.000 mm
stz	=	20.0 mm
sgx	=	-0.35°
sgy	=	-0.5°

Abbildung B.57: Horizontale Rocking-Kurve von PST1 bei  $\lambda = 8.9\text{\AA}$ .Abbildung B.58: Horizontale Rocking-Kurve von PST7 bei  $\lambda = 8.9\text{\AA}$ .

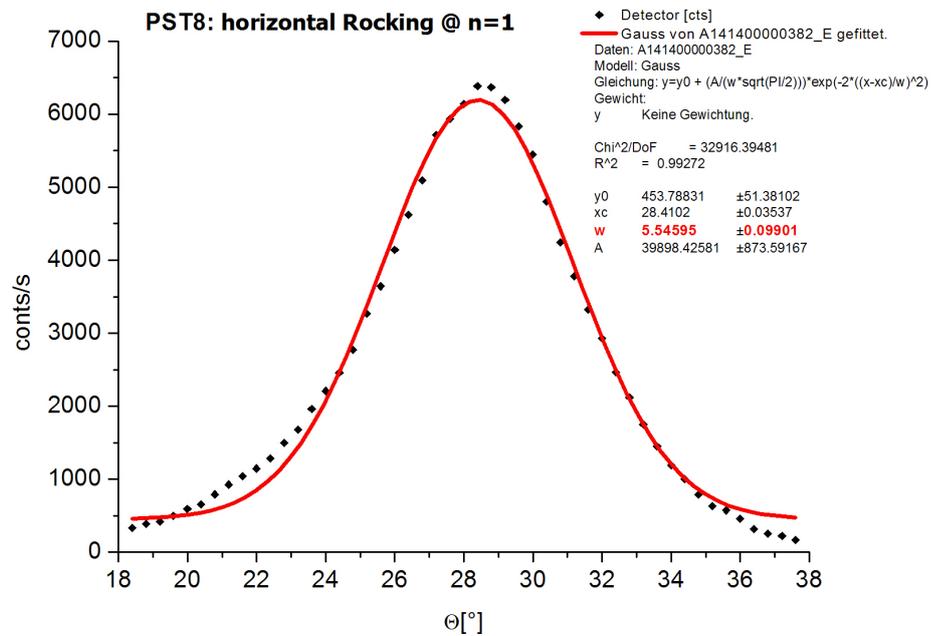
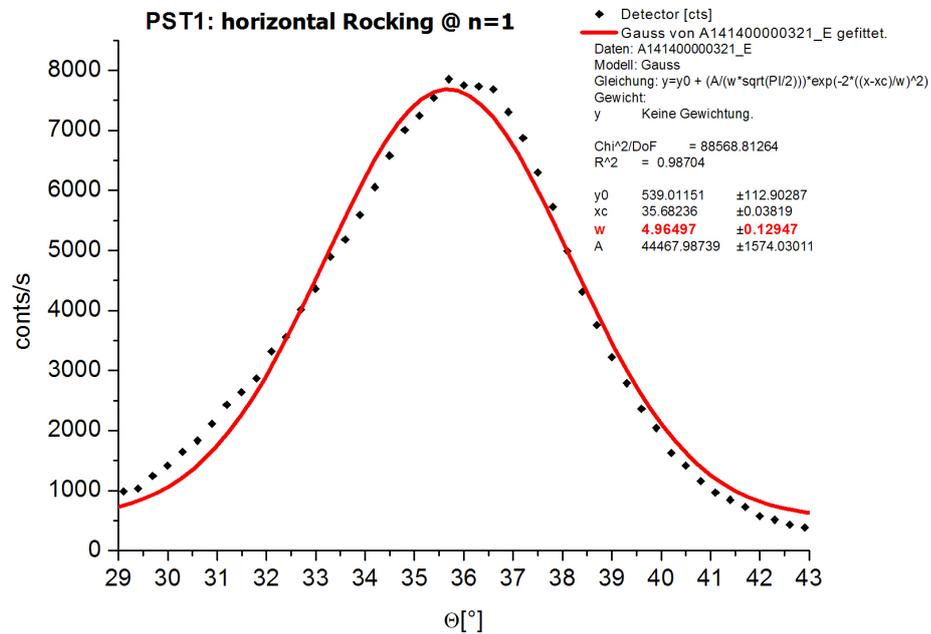
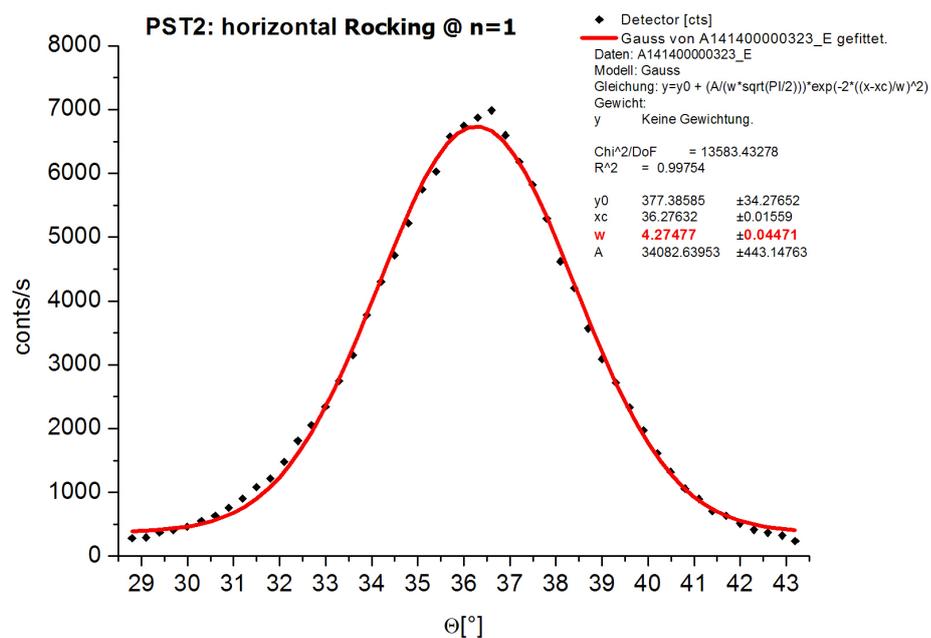
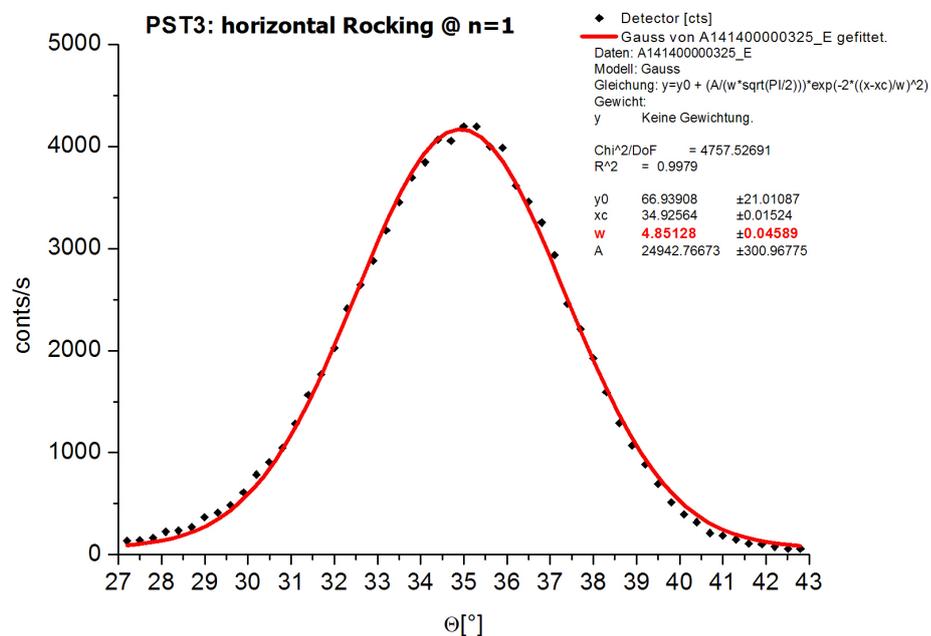
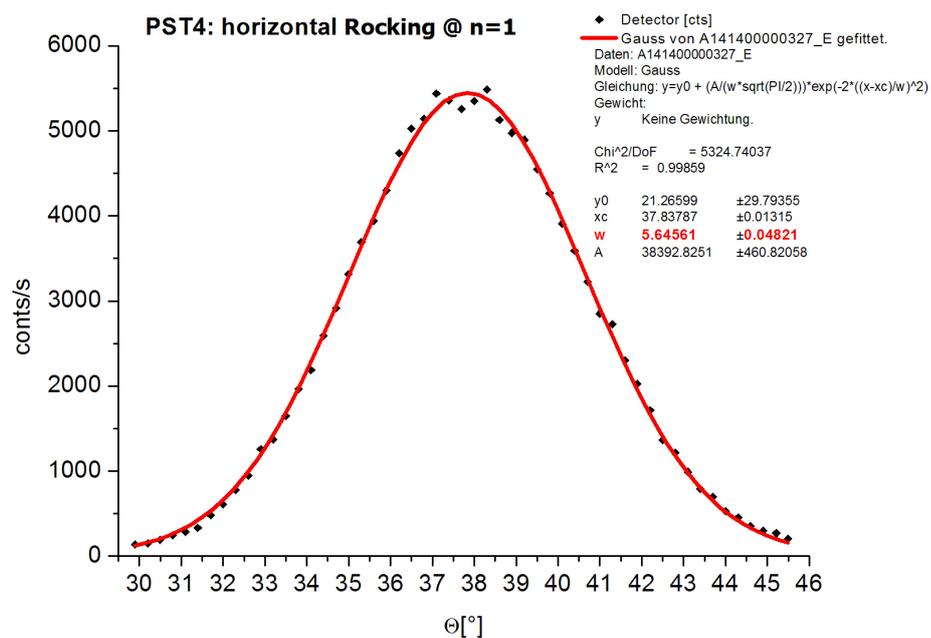


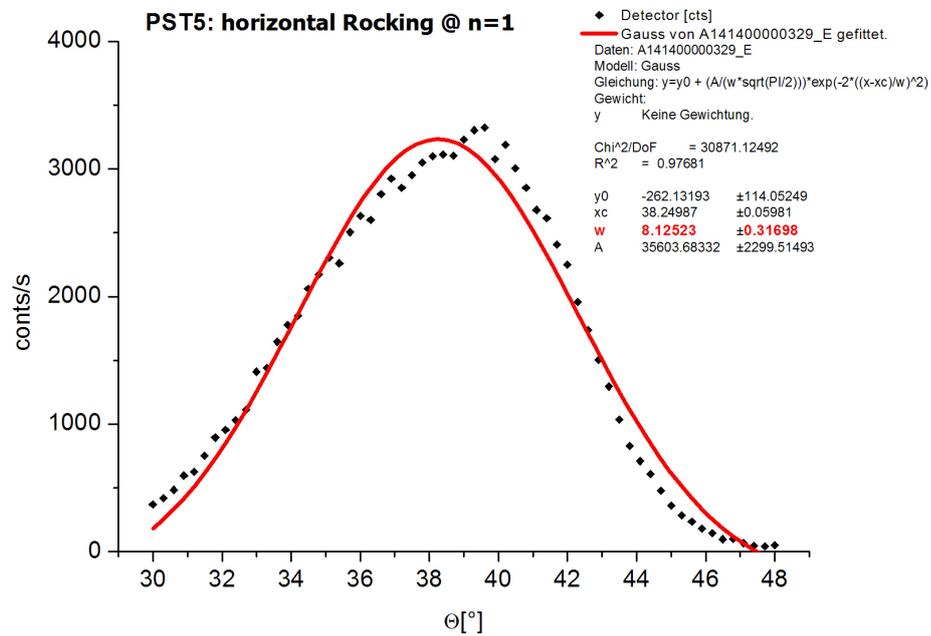
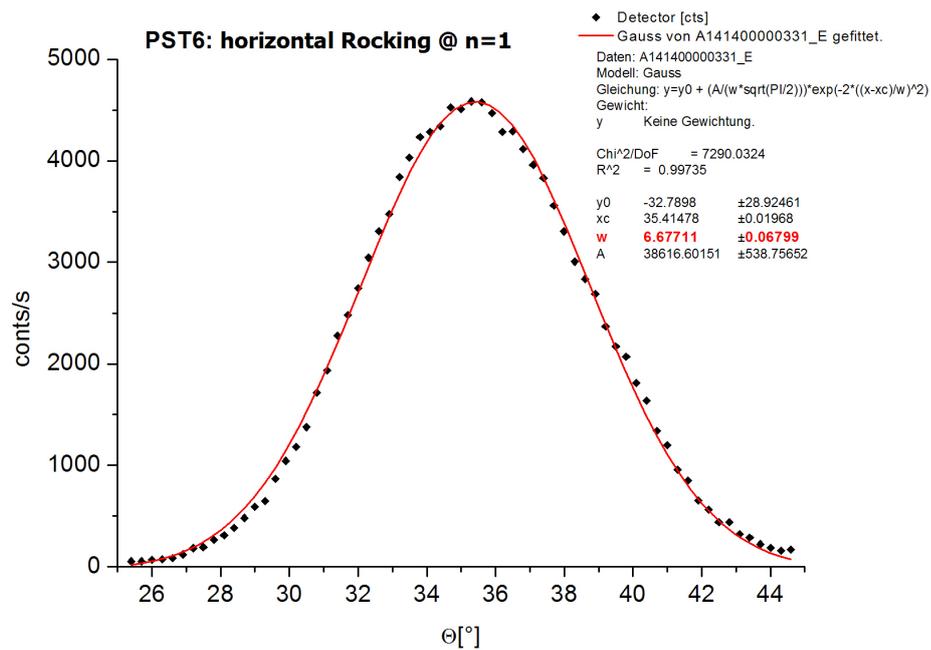
Abbildung B.59: Horizontale Rocking-Kurve von PST8 bei  $\lambda = 8.9\text{\AA}$ .

Tabelle B.11: Blendeneinstellungen der horizontalen Mosaikbreiten-Messungen an MIRA

s2	=	0;-12;15;40
s4	=	0;-12;15;40
StrahlDia <sub>h</sub>	=	15 mm
StrahlDia <sub>v</sub>	=	40 mm
DetektorDia <sub>h</sub>	=	1 mm
DetektorDia <sub>v</sub>	=	50 mm

Abbildung B.60: Horizontale Rocking-Kurve von PST1 bei  $\lambda = 10.3 \text{ \AA}$ .Abbildung B.61: Horizontale Rocking-Kurve von PST2 bei  $\lambda = 10.3 \text{ \AA}$ .

Abbildung B.62: Horizontale Rocking-Kurve von PST3 bei  $\lambda = 10.3 \text{ \AA}$ .Abbildung B.63: Horizontale Rocking-Kurve von PST4 bei  $\lambda = 10.3 \text{ \AA}$ .

Abbildung B.64: Horizontale Rocking-Kurve von PST5 bei  $\lambda = 10.3 \text{ \AA}$ .Abbildung B.65: Horizontale Rocking-Kurve von PST6 bei  $\lambda = 10.3 \text{ \AA}$ .

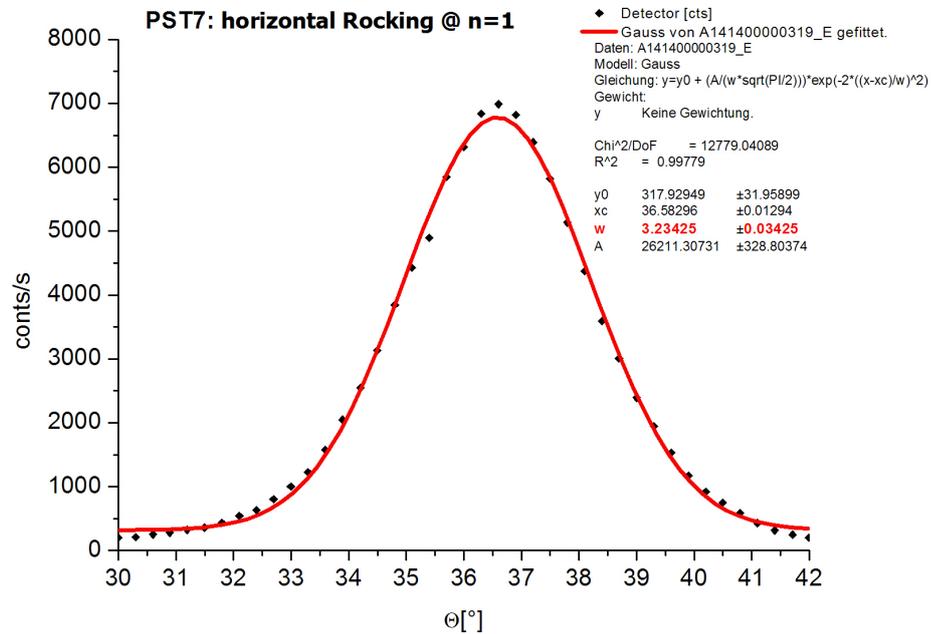
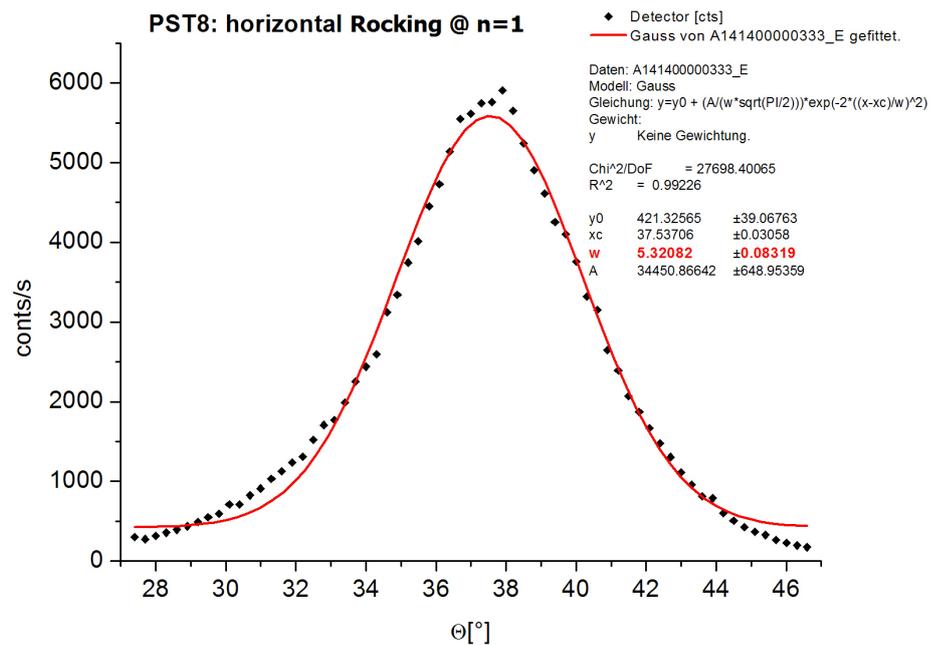
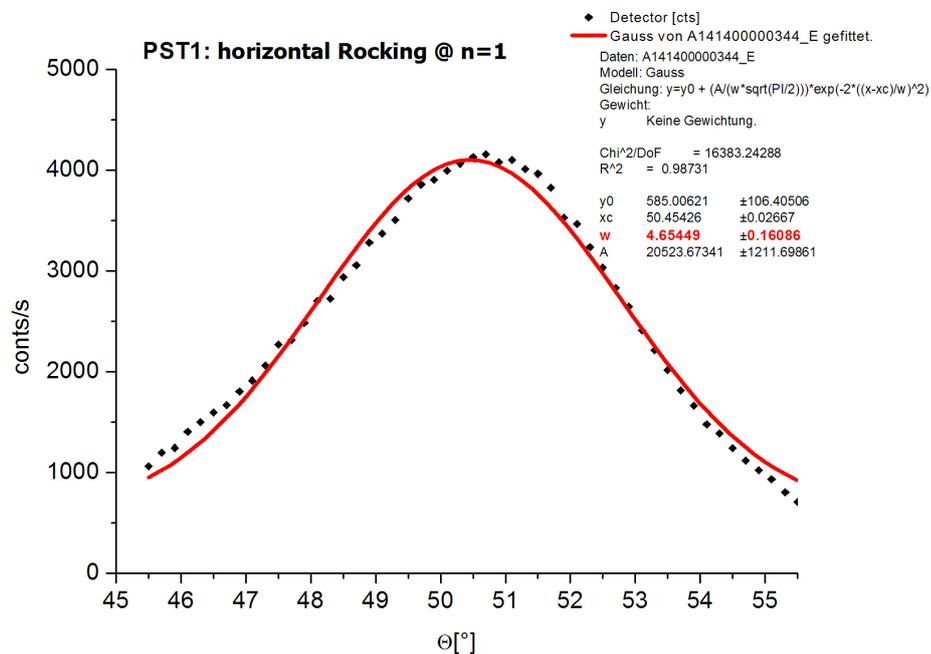
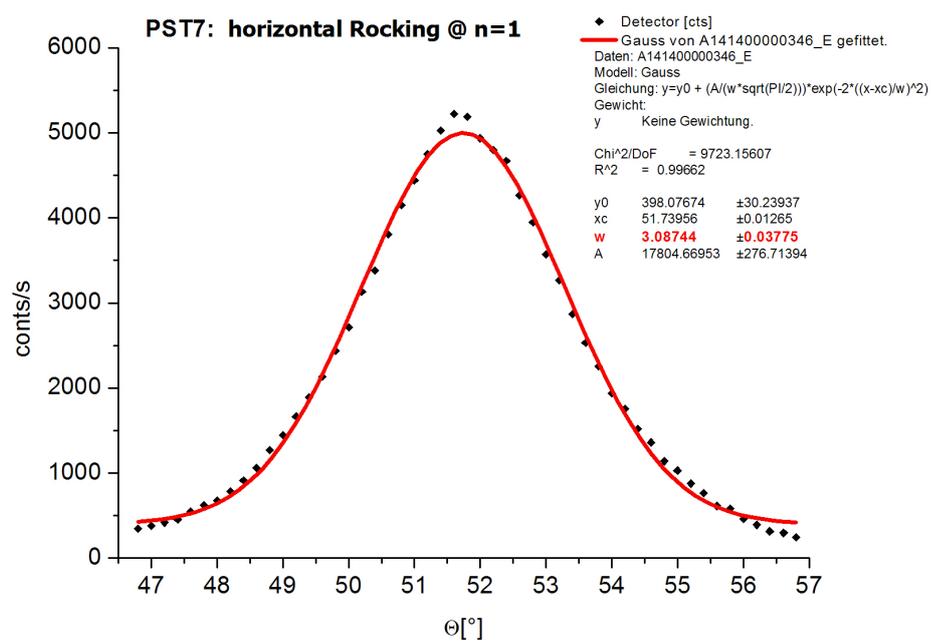
Abbildung B.66: Horizontale Rocking-Kurve von PST7 bei  $\lambda = 10.3 \text{ \AA}$ .Abbildung B.67: Horizontale Rocking-Kurve von PST8 bei  $\lambda = 10.3 \text{ \AA}$ .

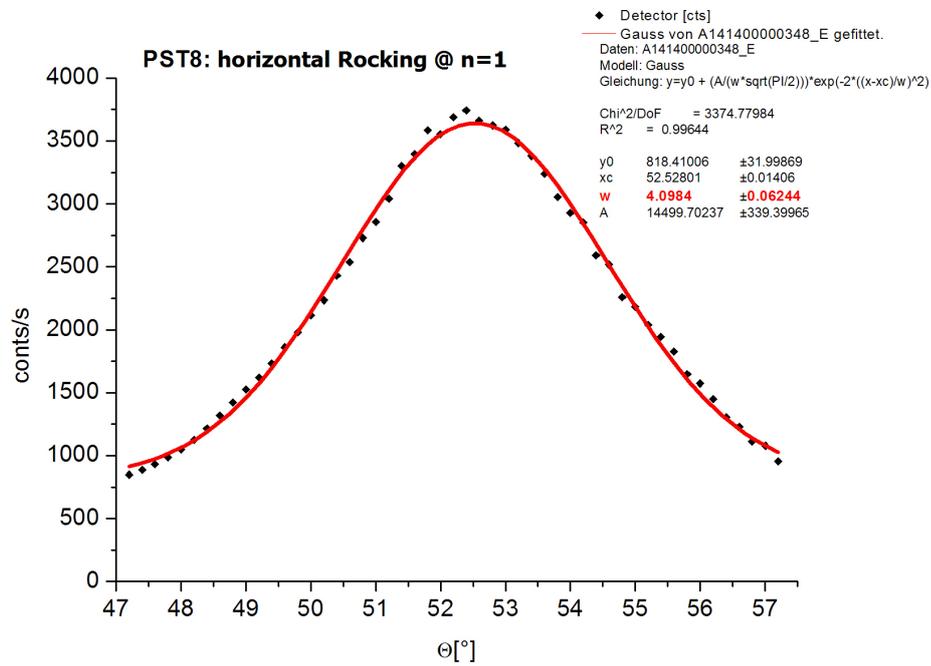
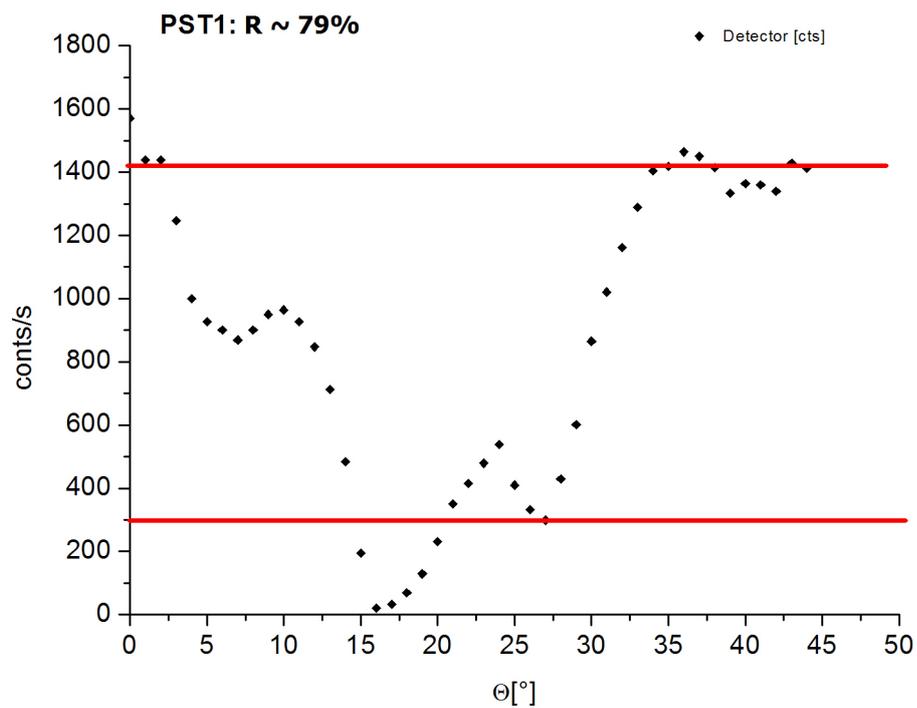
Tabelle B.12: Einstellungen von MIRA bei 13.5Å

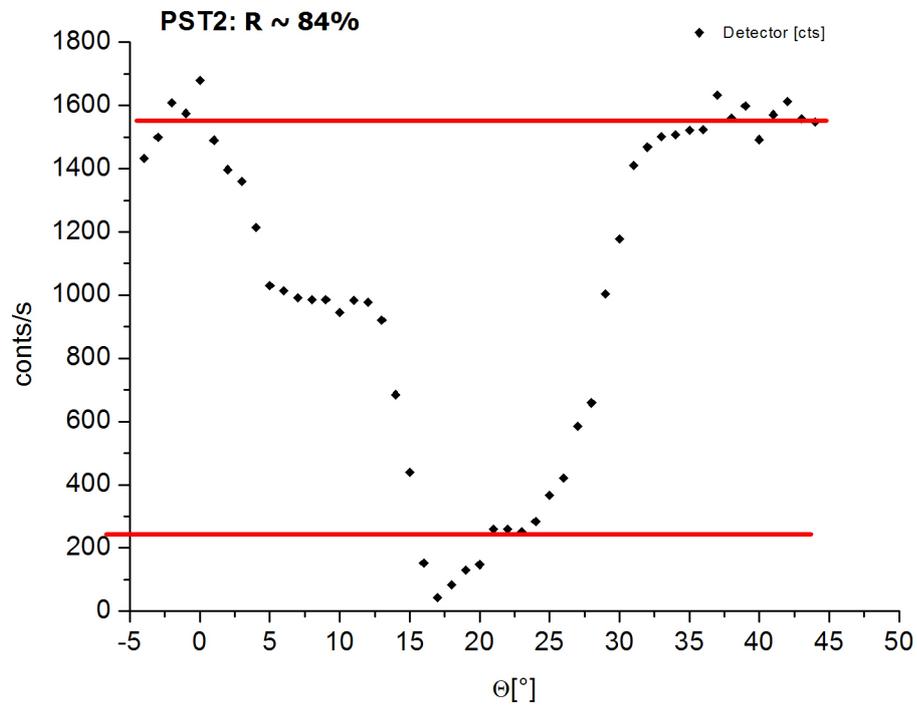
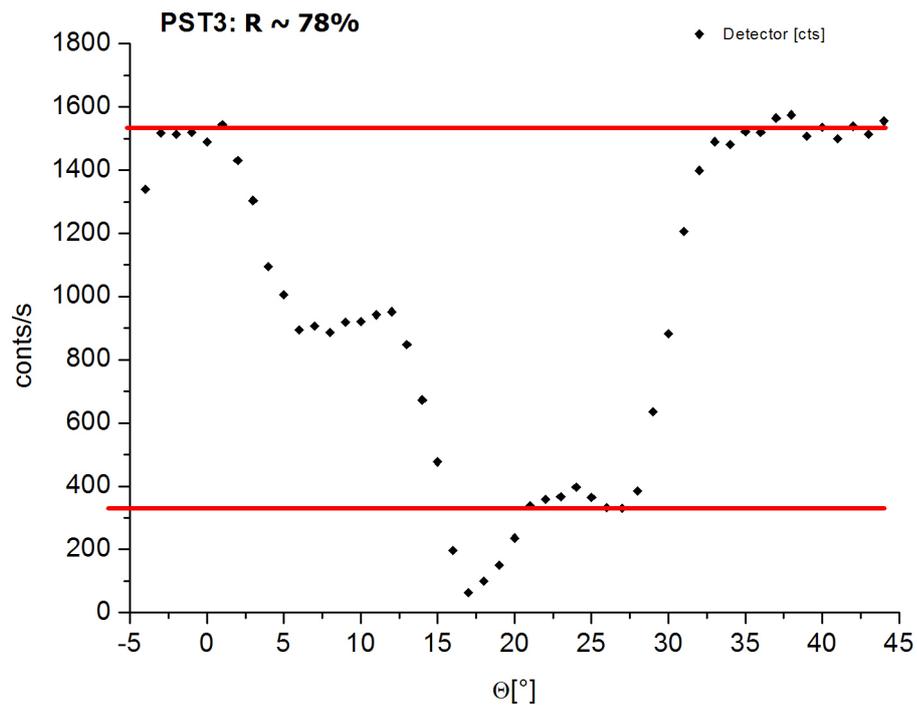
mtt	=	-14.000°
mth	=	-8.600°
mgx	=	0.495°
mtx	=	11.010 mm
mty	=	11.990 mm
stx	=	-0.000 mm
sty	=	12.000 mm
stz	=	20.0 mm
sgx	=	-0.35°
sgy	=	-0.5°

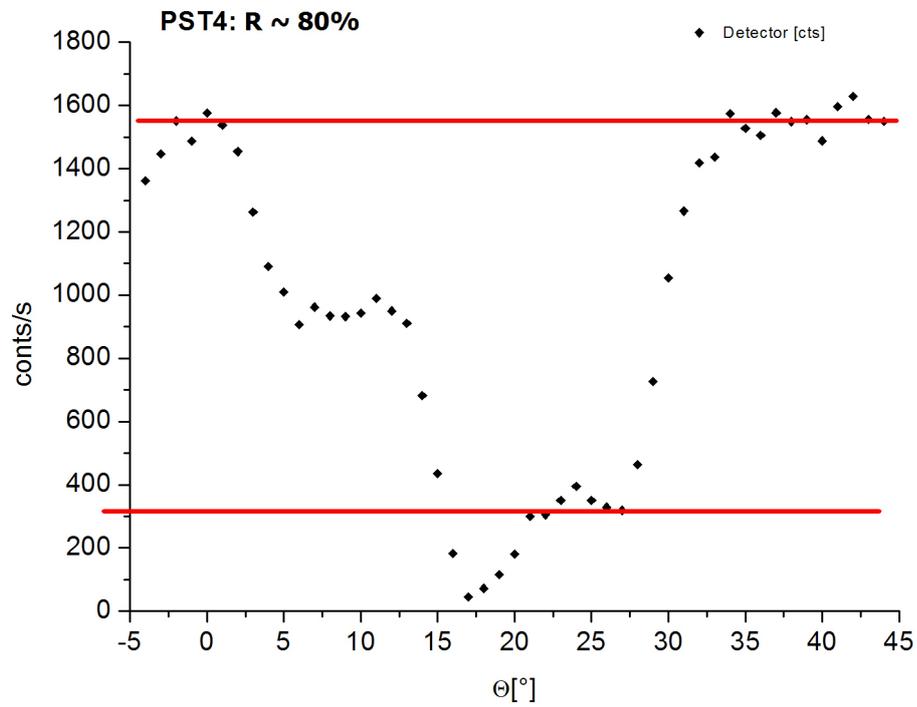
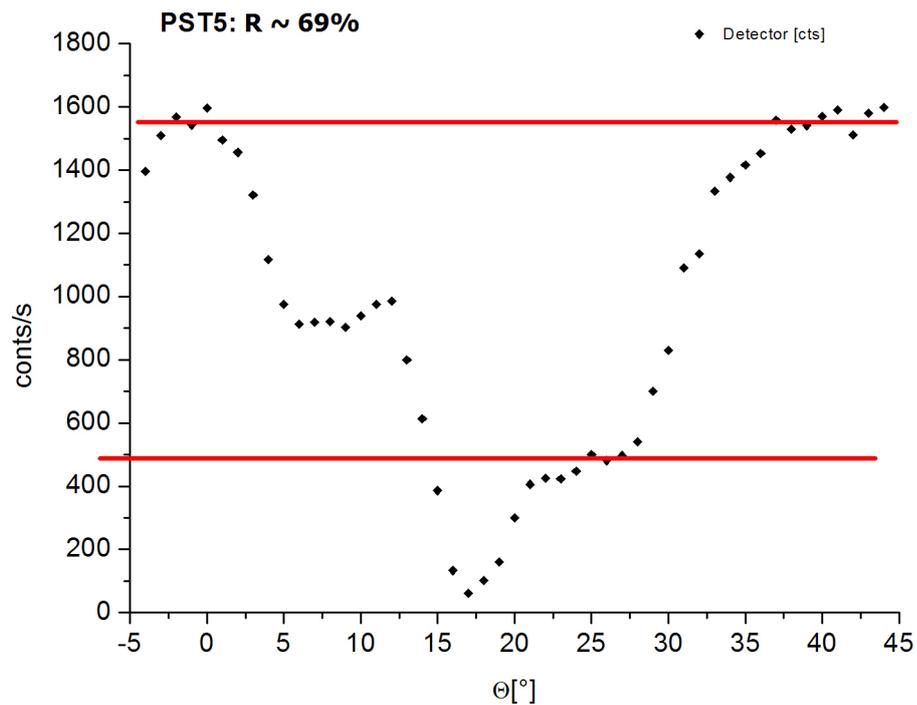
Tabelle B.13: Blendeneinstellungen der horizontalen Mosaikbreiten-Messungen an MIRA

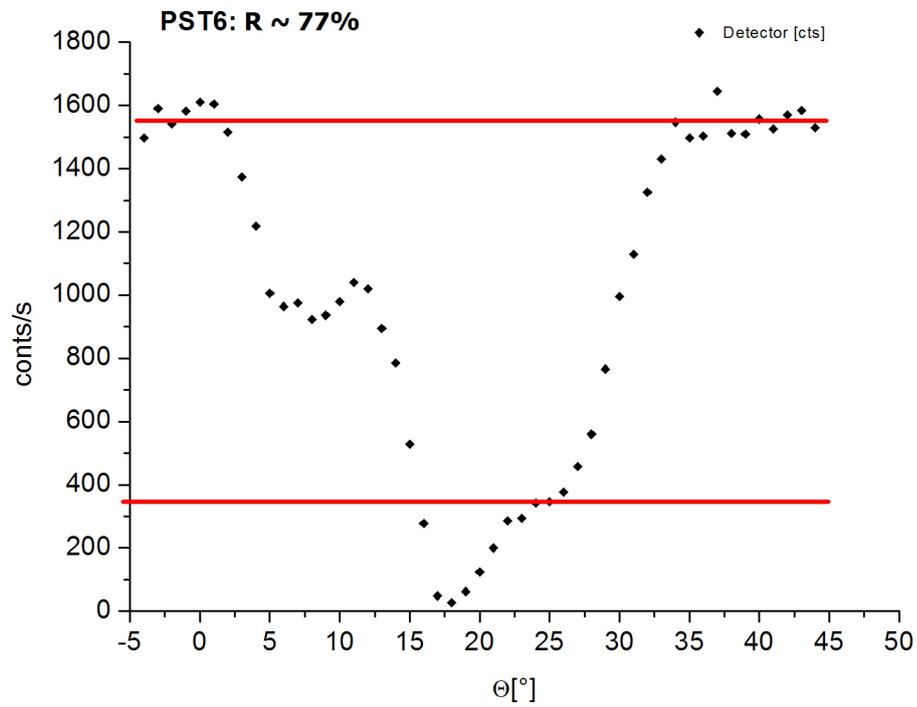
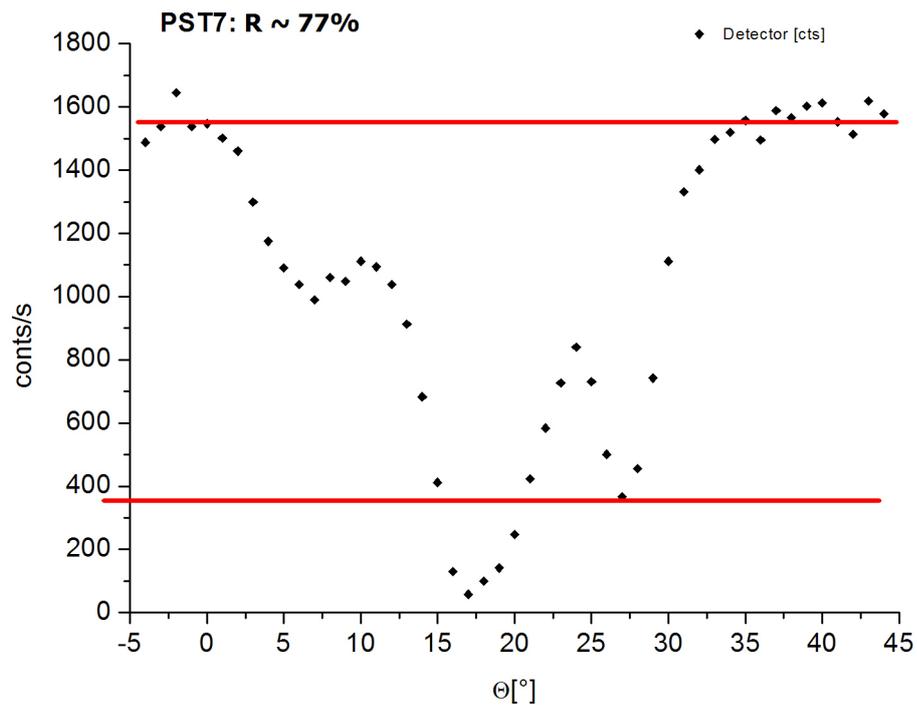
s2	=	0;-12;15;40
s4	=	0;-12;15;40
<i>StrahlDia<sub>h</sub></i>	=	15 mm
<i>StrahlDia<sub>v</sub></i>	=	40 mm
<i>DetektorDia<sub>h</sub></i>	=	1 mm
<i>DetektorDia<sub>v</sub></i>	=	50 mm

Abbildung B.68: Horizontale Rocking-Kurve von PST1 bei  $\lambda = 13.5\text{\AA}$ .Abbildung B.69: Horizontale Rocking-Kurve von PST7 bei  $\lambda = 13.5\text{\AA}$ .

Abbildung B.70: Horizontale Rocking-Kurve von PST8 bei  $\lambda = 13.5 \text{ \AA}$ .Abbildung B.71: Reflexionsvermögensmessung von PST1 bei  $\lambda = 8 \text{ \AA}$ .

Abbildung B.72: Reflexionsvermögensmessung von PST2 bei  $\lambda = 8 \text{ \AA}$ .Abbildung B.73: Reflexionsvermögensmessung von PST3 bei  $\lambda = 8 \text{ \AA}$ .

Abbildung B.74: Reflexionsvermögensmessung von PST4 bei  $\lambda = 8 \text{ \AA}$ .Abbildung B.75: Reflexionsvermögensmessung von PST5 bei  $\lambda = 8 \text{ \AA}$ .

Abbildung B.76: Reflexionsvermögensmessung von PST6 bei  $\lambda = 8 \text{ \AA}$ .Abbildung B.77: Reflexionsvermögensmessung von PST7 bei  $\lambda = 8 \text{ \AA}$ .

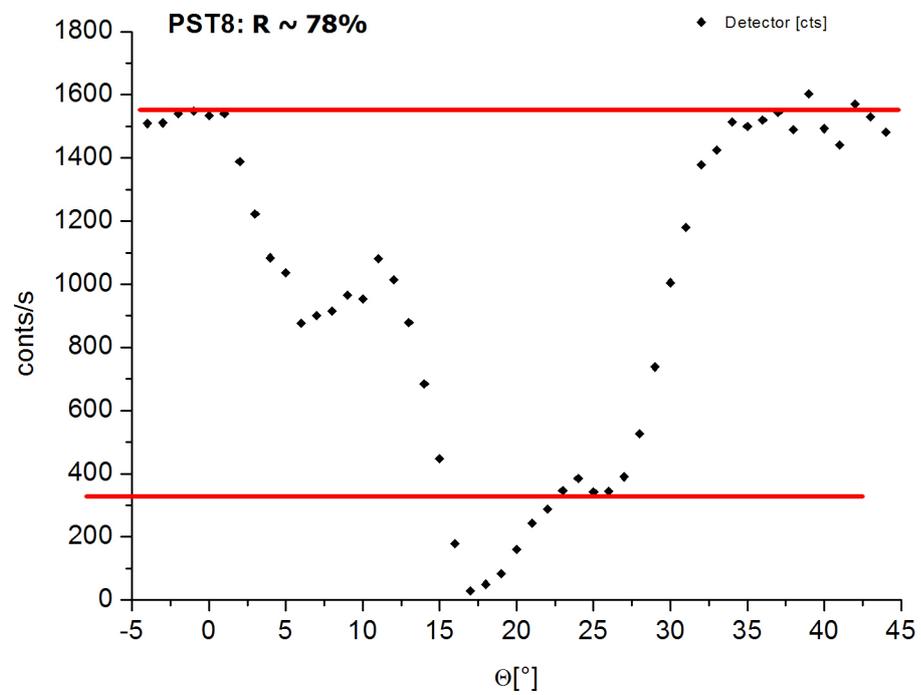
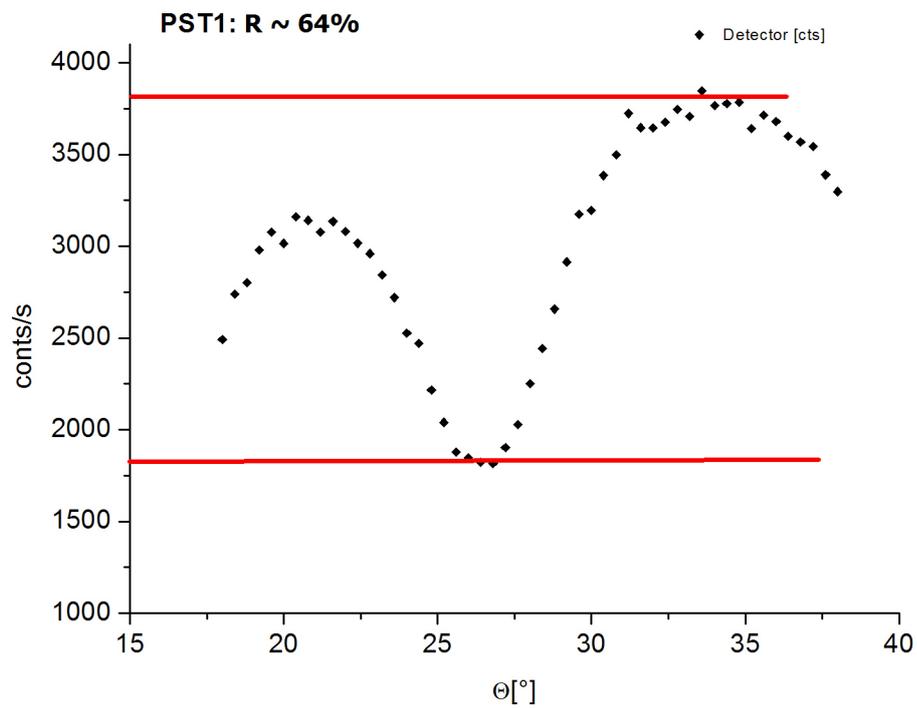


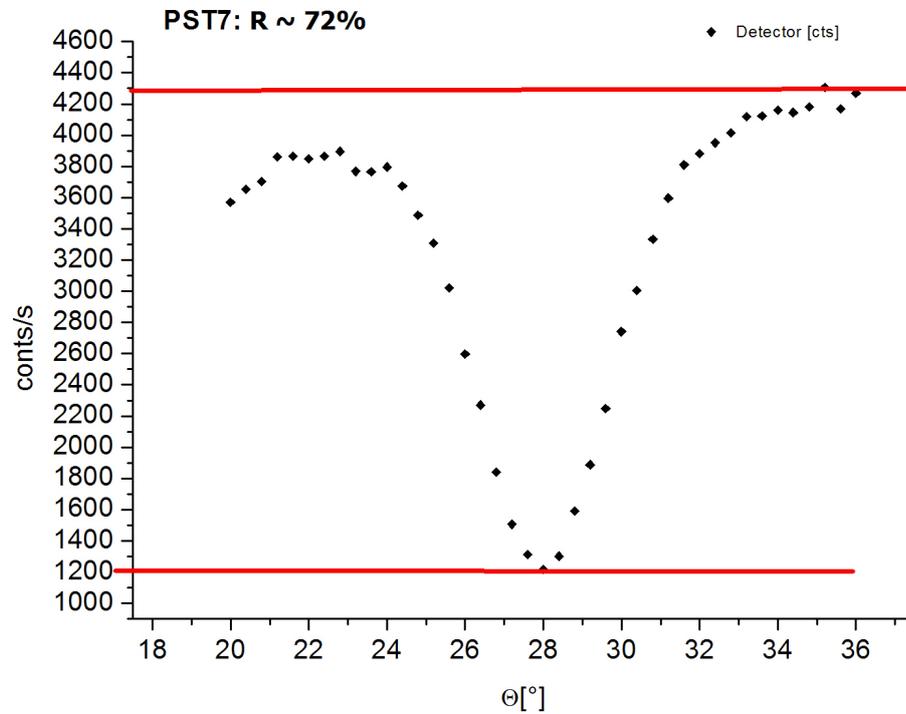
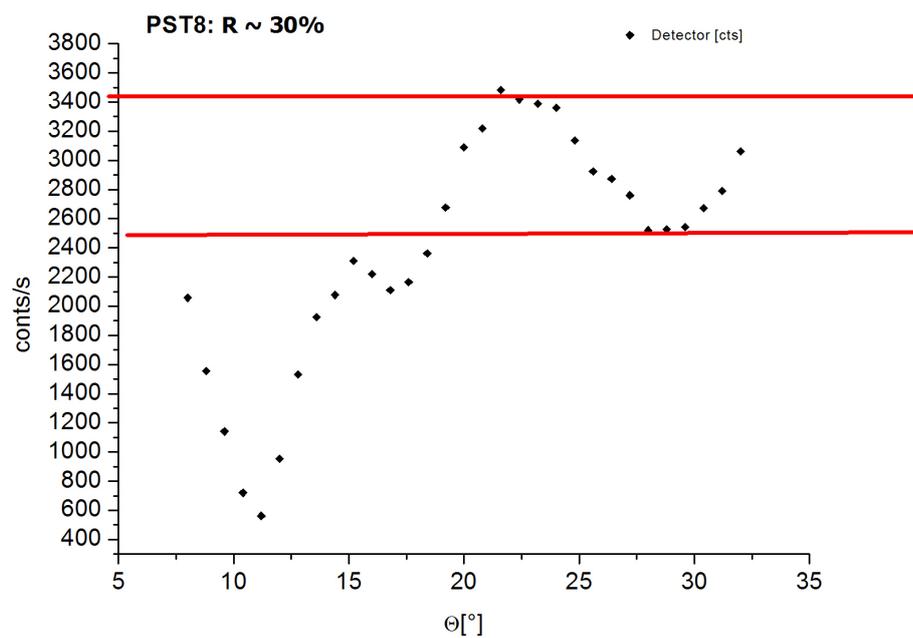
Abbildung B.78: Reflexionsvermögensmessung von PST8 bei  $\lambda = 8 \text{ \AA}$ .

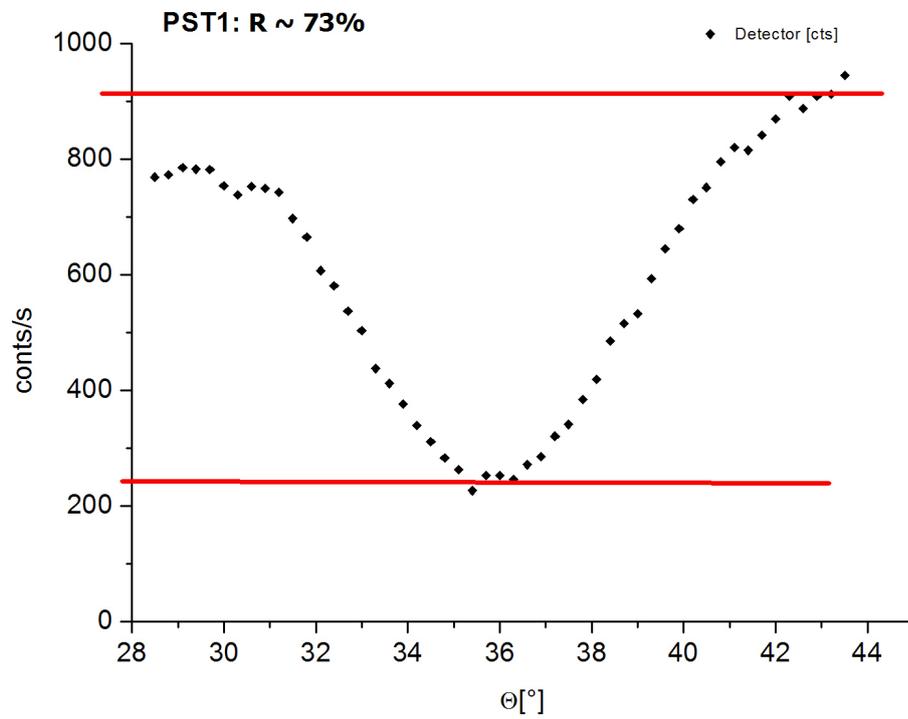
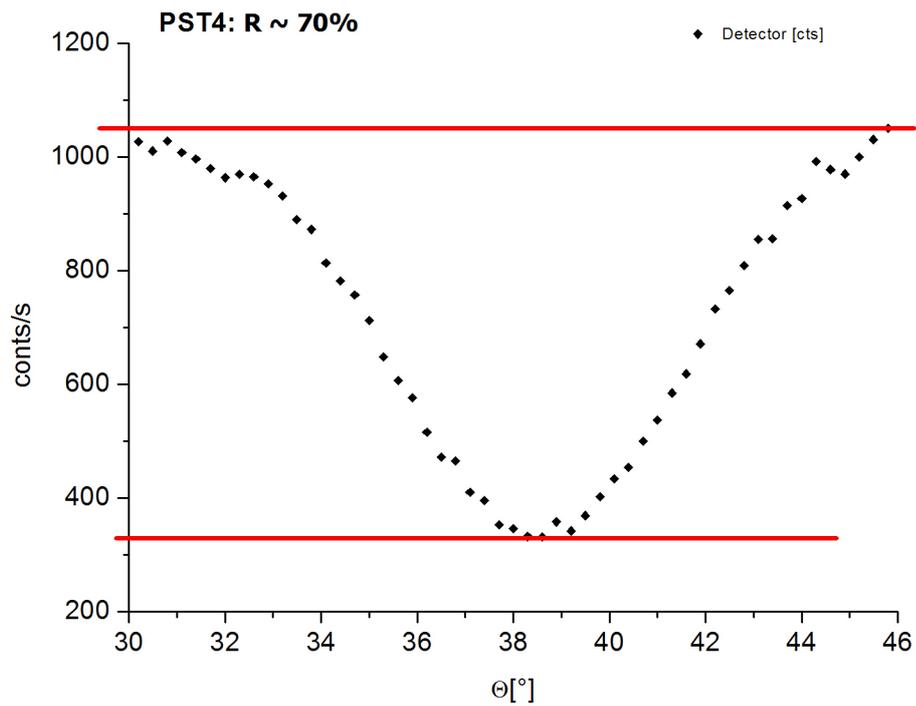
Tabelle B.14: Parameterwerte der Reflexionsvermögens-Messungen an MIRA

$StrahlDia_h$	=	2 mm
$StrahlDia_v$	=	50 mm
$DetektorDia_h$	=	1 mm
$DetektorDia_v$	=	50 mm

Die Monochromatoreinstellungen waren identisch denen der Mosaikbreitenmessungen bei den entsprechenden Wellenlängen.

Abbildung B.79: Reflexionsvermögensmessung von PST1 bei  $\lambda = 8.9\text{\AA}$ .

Abbildung B.80: Reflexionsvermögensmessung von PST7 bei  $\lambda = 8.9\text{\AA}$ .Abbildung B.81: Reflexionsvermögensmessung von PST8 bei  $\lambda = 8.9\text{\AA}$ .

Abbildung B.82: Reflexionsvermögensmessung von PST1 bei  $\lambda = 10.3\text{\AA}$ .Abbildung B.83: Reflexionsvermögensmessung von PST4 bei  $\lambda = 10.3\text{\AA}$ .

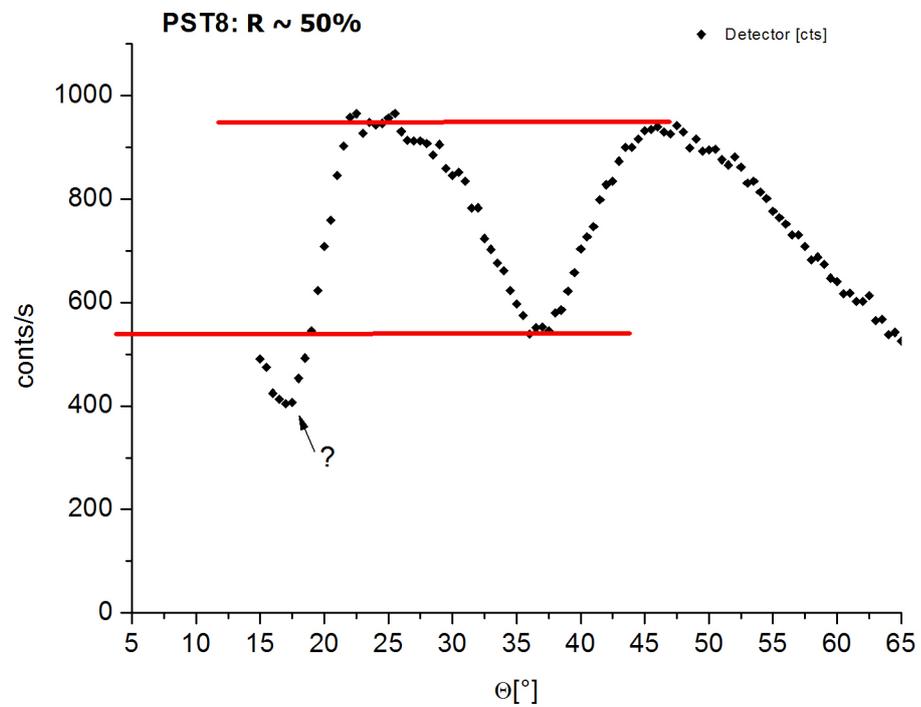
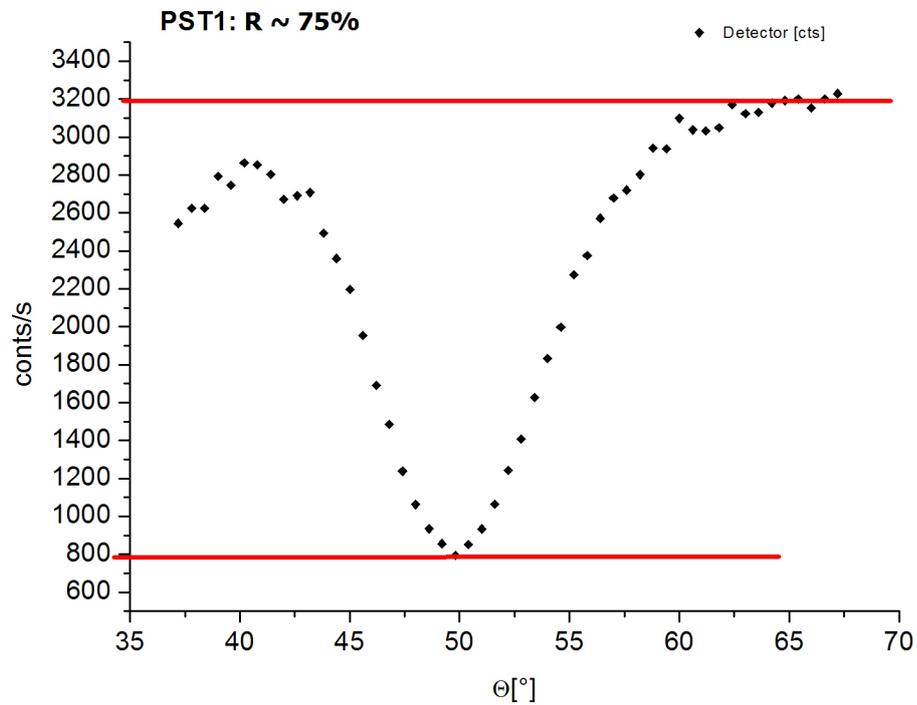
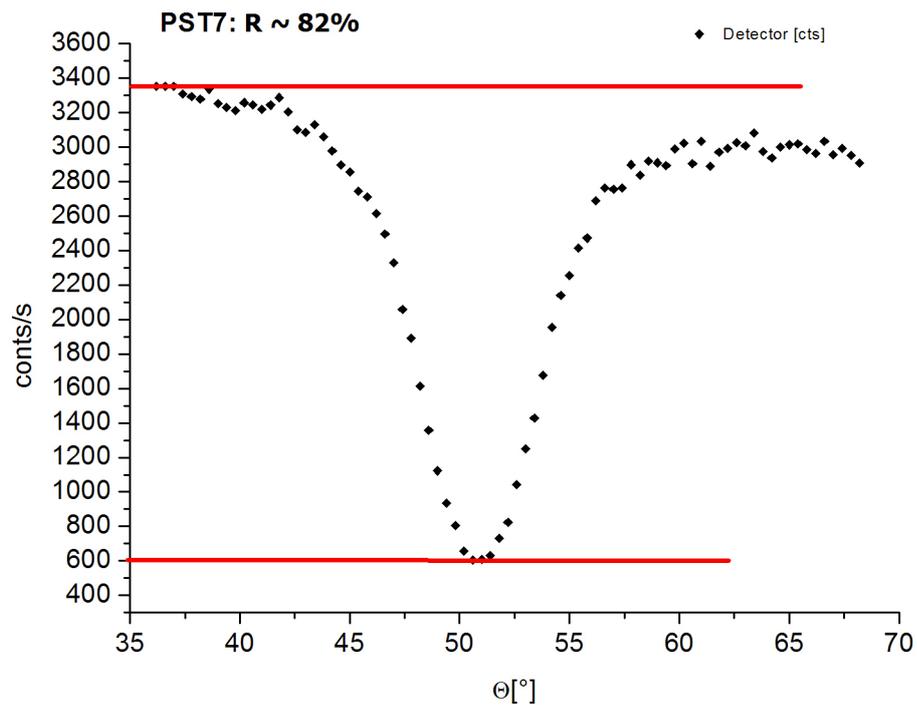


Abbildung B.84: Reflexionsvermögensmessung von PST8 bei  $\lambda = 10.3\text{\AA}$ .

Abbildung B.85: Reflexionsvermögensmessung von PST1 bei  $\lambda = 13.5\text{\AA}$ .Abbildung B.86: Reflexionsvermögensmessung von PST7 bei  $\lambda = 13.5\text{\AA}$ .

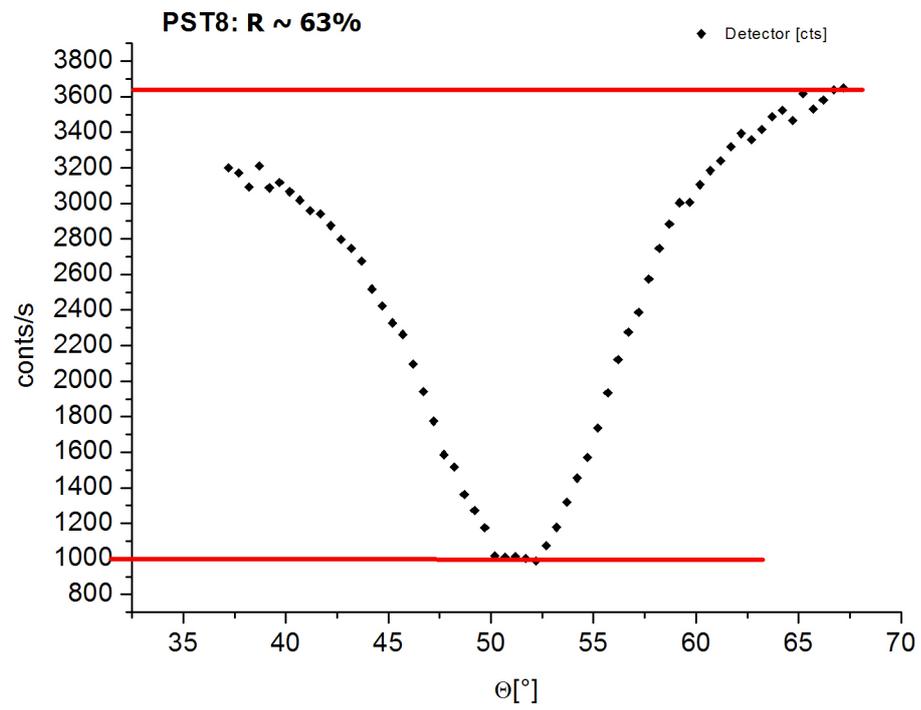


Abbildung B.87: Reflexionsvermögensmessung von PST8 bei  $\lambda = 13.5\text{\AA}$ .

*Überblick:*

Interkalationszelle (Zeichnung: Ph. Schmidt-Wellenburg (ILL))

Testkassette

PST-Kassette

Deckel zu PST-Kassette

Konstruktionsstückliste PST-Rotor

Rotorscheibe

Rotorwelle (Kupplungs-Adapter)

Einstellscheibe

Fanglager-Zapfen

Hülse (Rundalu)

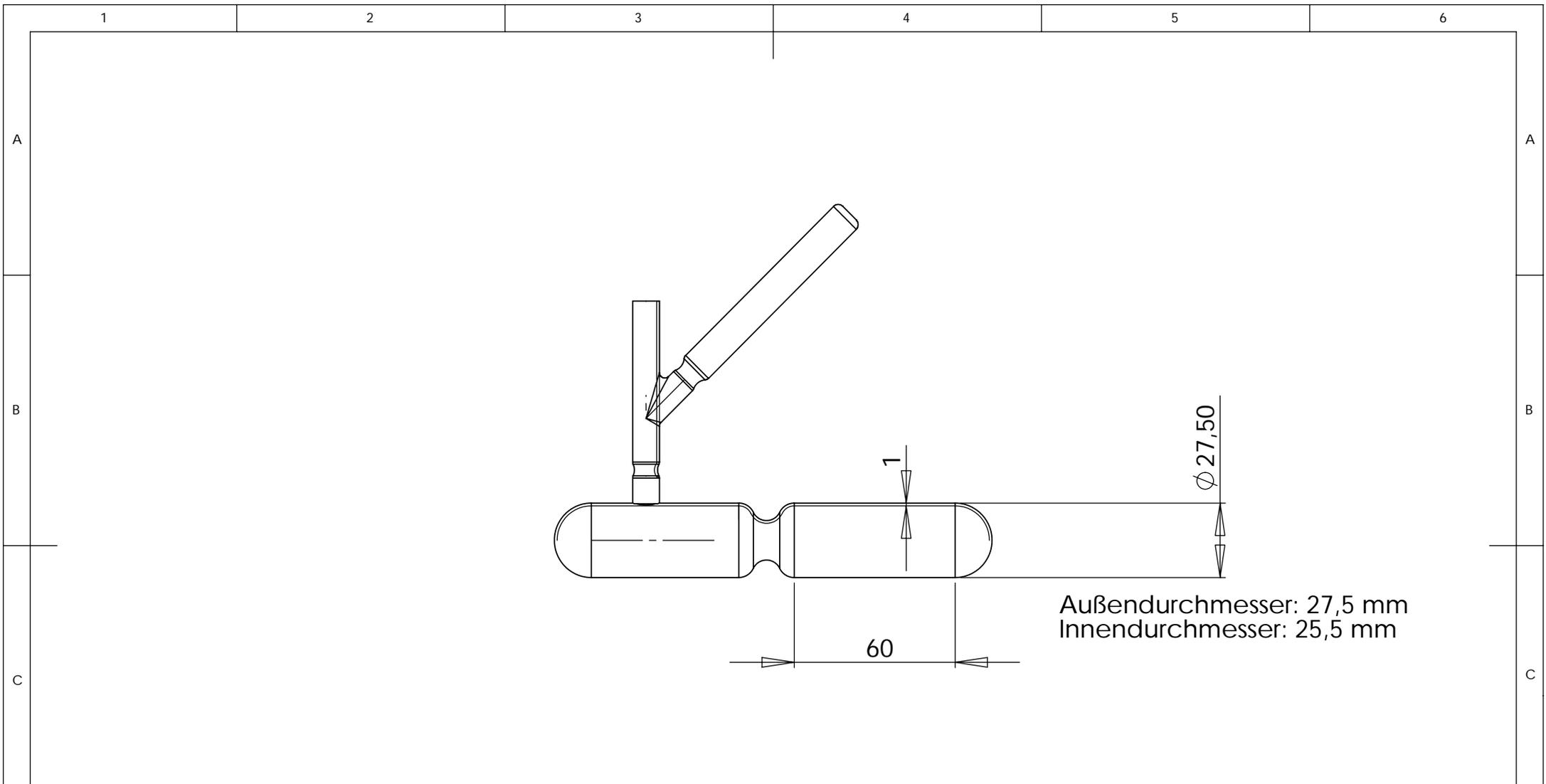
PST-Rotor (komplett)

Einlassflansch (Wilsonichtung)

Ausgangsflansch (DN ISO-K 250)

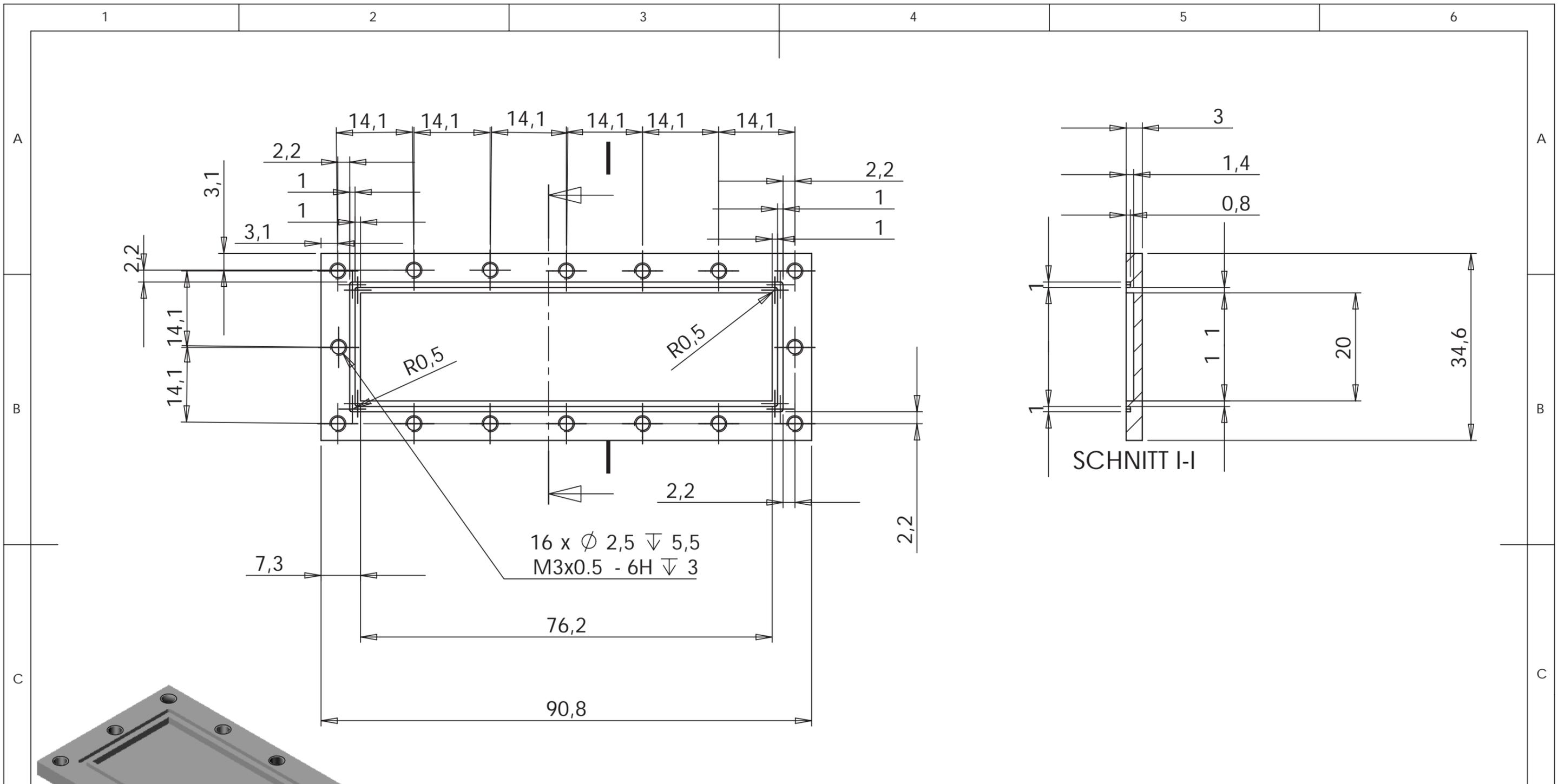
Modifikation BI 3 U und Aufstellungsplan

Konstruktionsstückliste Modifikation BI 3 U

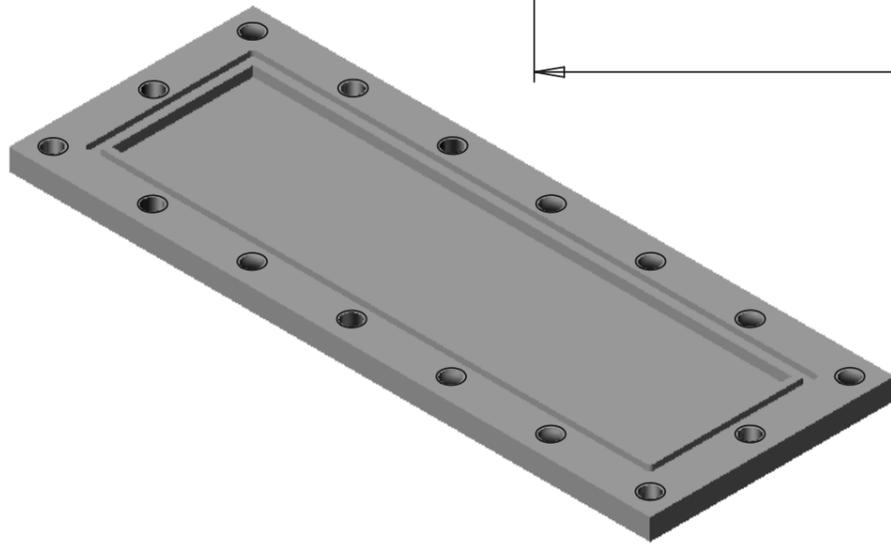


Außendurchmesser: 27,5 mm  
 Innendurchmesser: 25,5 mm

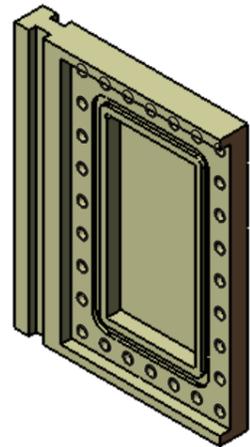
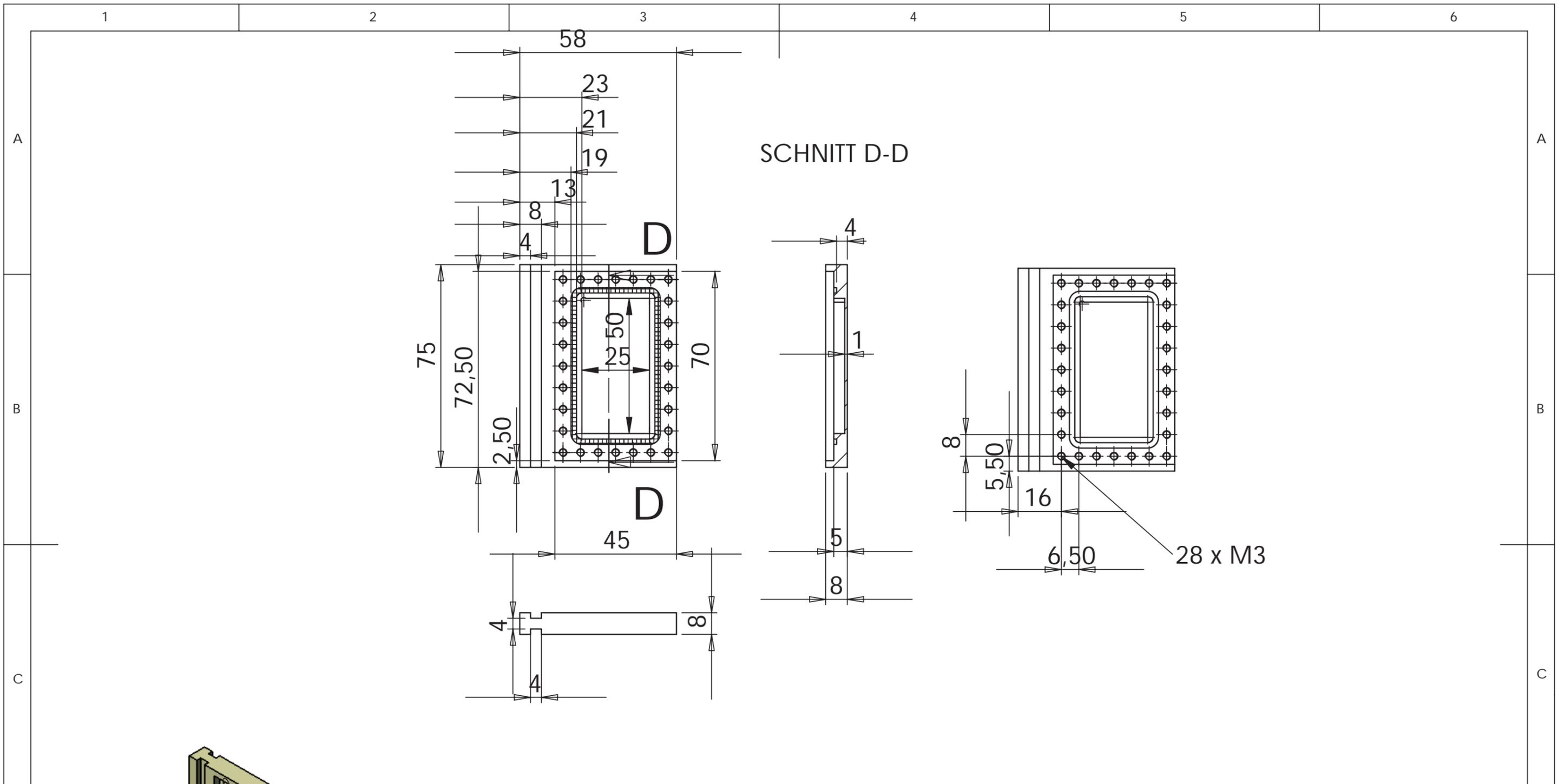
UNLESS OTHERWISE SPECIFIED: DIMENSIONS ARE IN MILLIMETERS SURFACE FINISH: TOLERANCES: LINEAR: ANGULAR:				FINISH:		DEBUR AND BREAK SHARP EDGES		DO NOT SCALE DRAWING		REVISION	
	NAME	SIGNATURE	DATE			TITLE:					
DRAWN											
CHK'D											
APPV'D											
MFG											
Q.A					MATERIAL:	DWG NO.		<b>Cellule_3</b>			A4
					WEIGHT:	SCALE:1:2		SHEET 1 OF 1			



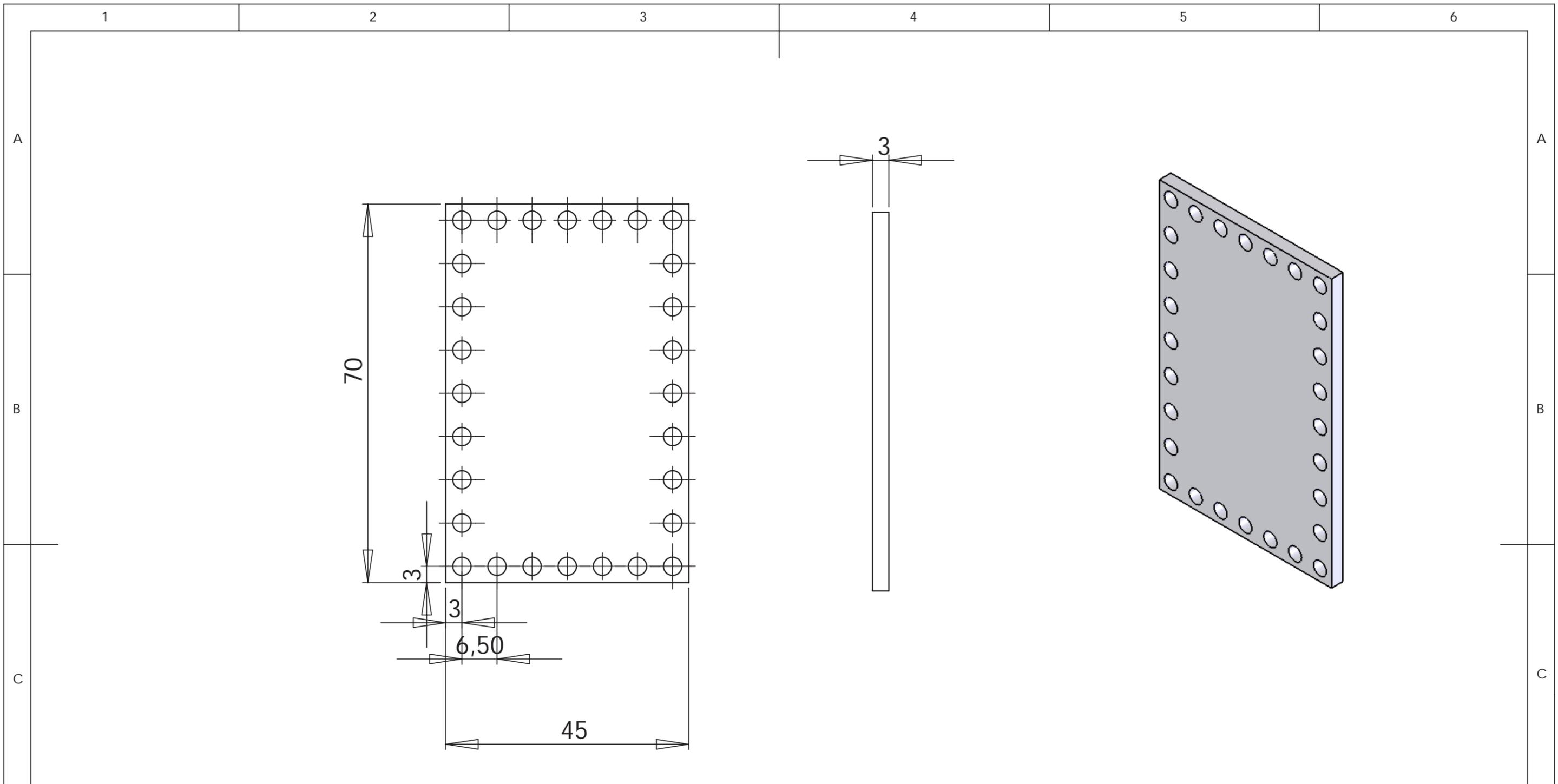
16 x  $\varnothing$  2,5  $\nabla$  5,5  
 M3x0.5 - 6H  $\nabla$  3



UNLESS OTHERWISE SPECIFIED: DIMENSIONS ARE IN MILLIMETERS SURFACE FINISH: TOLERANCES: LINEAR: ANGULAR:				FINISH:		DEBUR AND BREAK SHARP EDGES		DO NOT SCALE DRAWING		REVISION	
								TITLE:			
DRAWN				SIGNATURE		DATE					
CHK'D											
APPV'D											
MFG											
Q.A						MATERIAL:		DWG NO.		kb12 v1	
								SCALE:1:1		SHEET 1 OF 1	
										A4	



UNLESS OTHERWISE SPECIFIED: DIMENSIONS ARE IN MILLIMETERS SURFACE FINISH: TOLERANCES: LINEAR: ANGULAR:			FINISH:		DEBUR AND BREAK SHARP EDGES	DO NOT SCALE DRAWING		REVISION	
DRAWN			SIGNATURE		DATE			TITLE:	
CHK'D									
APPV'D									
MFG									
Q.A					MATERIAL:			DWG NO. R064770101_100_SP1 A4	
					WEIGHT:	SCALE:1:2		SHEET 1 OF 1	



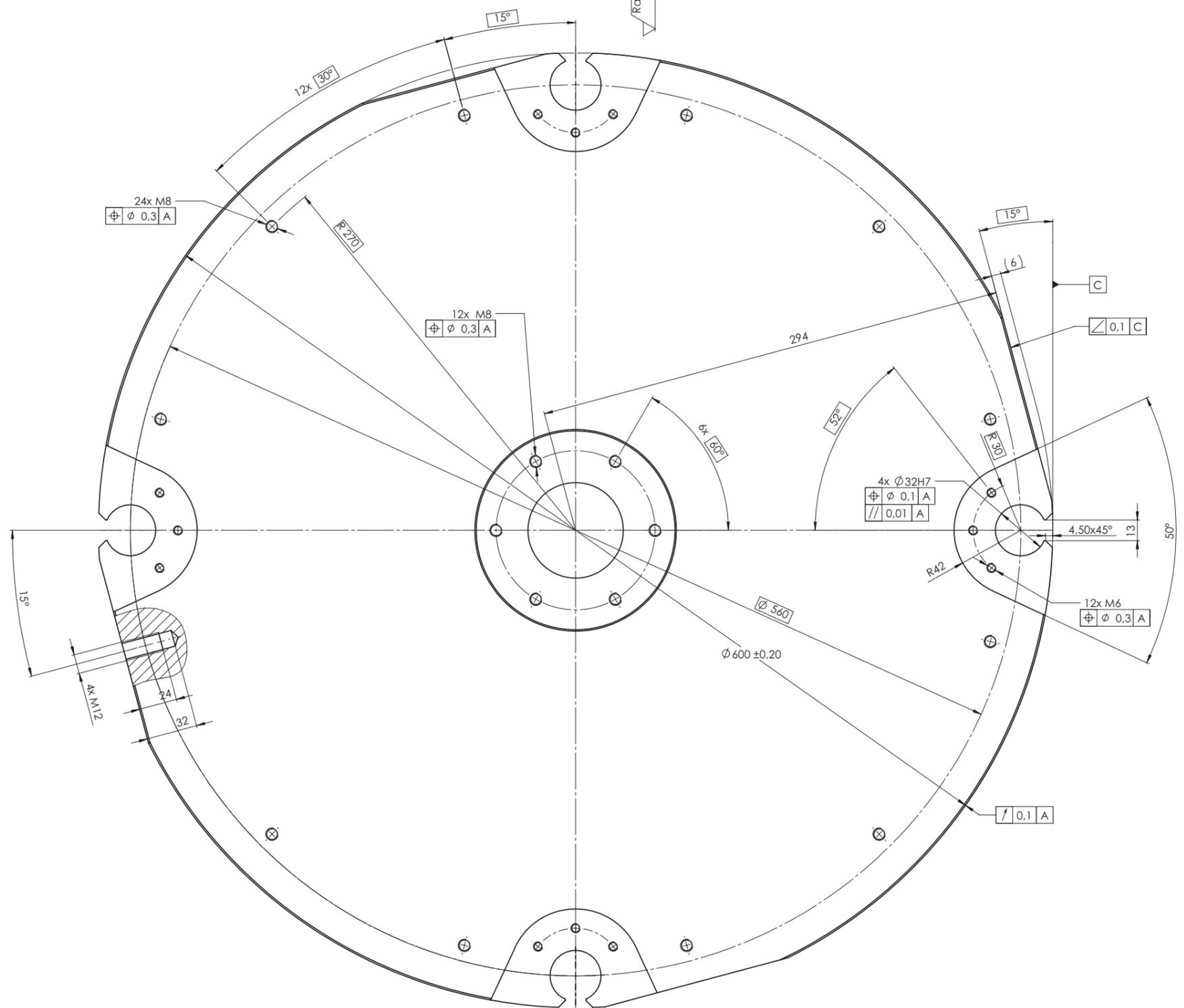
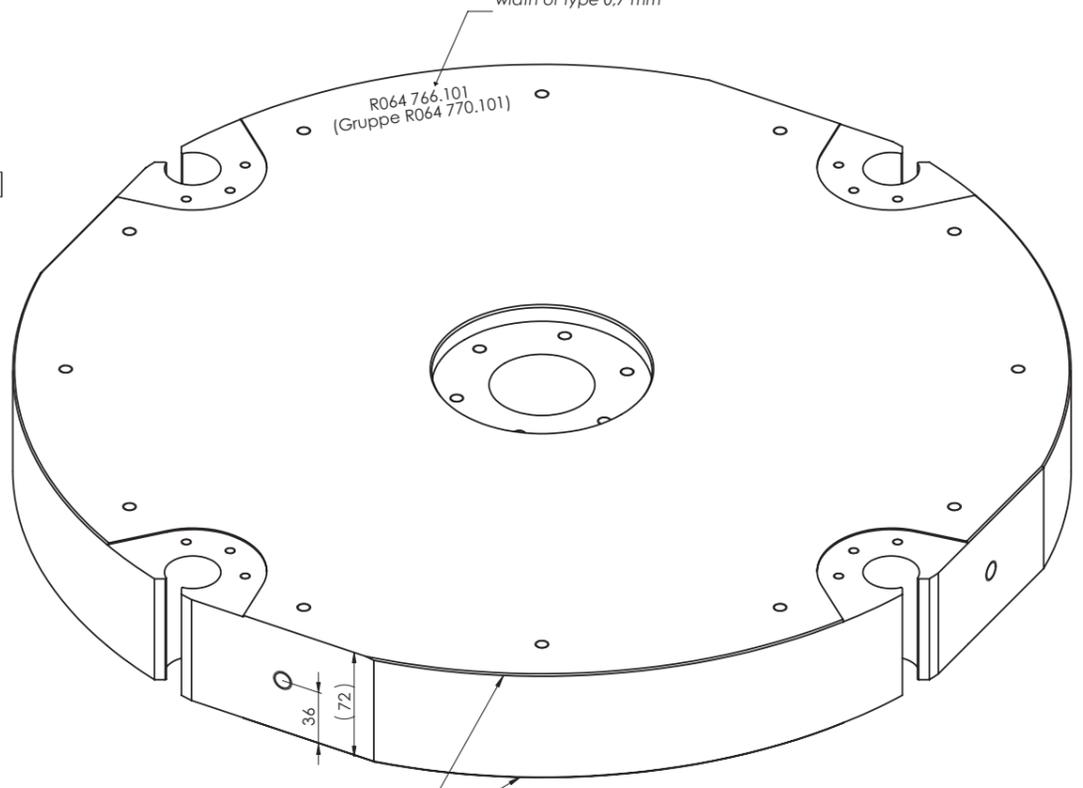
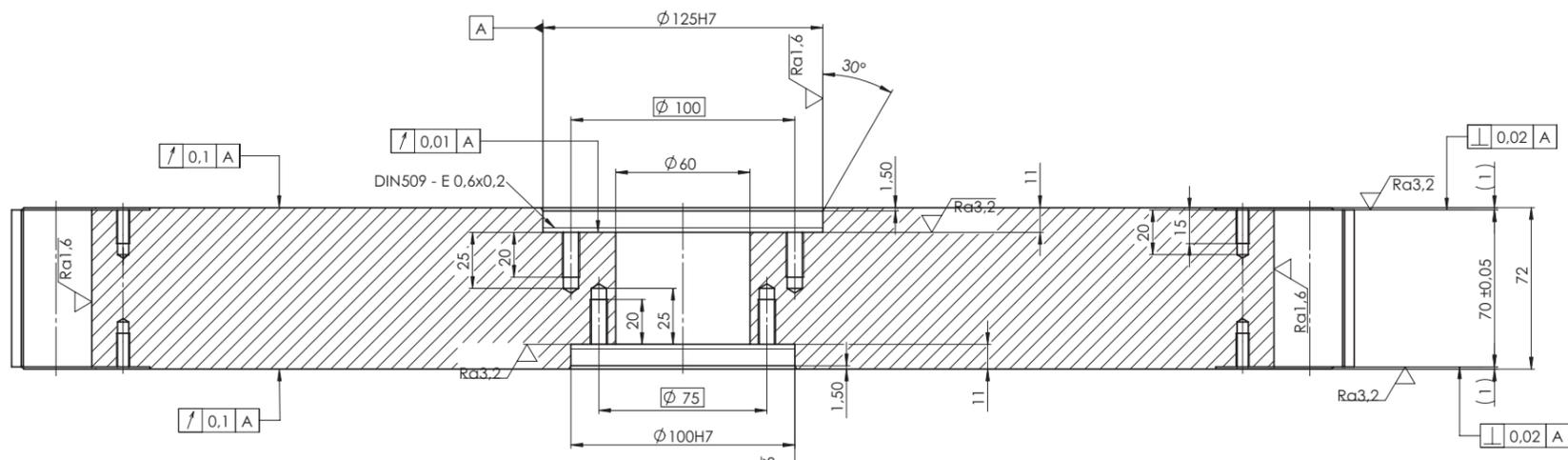
UNLESS OTHERWISE SPECIFIED: DIMENSIONS ARE IN MILLIMETERS SURFACE FINISH: TOLERANCES: LINEAR: ANGULAR:			FINISH:			DEBUR AND BREAK SHARP EDGES		DO NOT SCALE DRAWING		REVISION	
	NAME	SIGNATURE	DATE			TITLE:					
DRAWN											
CHK'D											
APPV'D											
MFG											
Q.A					MATERIAL:		DWG NO.			A4	
							Deckel2				
					WEIGHT:		SCALE:1:1			SHEET 1 OF 1	

Einsatzmenge: 1,000 ST \*\* Konstruktionsstückliste 91 \*\* Werk: 3001 Schenck RoTec GmbH  
 Auflösung: INST R064770.101 Einfach-Neutronen-Schleuder-Rotor HALB G Gewicht: 0,000

Pos	Menge	ME	Material - Kurztext	Positionstext	Mass 1 BE/Rastm	Mass 2 Rohteil	ME Material Gewicht	E MtArt C P Aend-Datum Zeich-Nr.	BV
0001	1,000	ST	Rotorscheibe AlZnMgCu1,5 — D600				R064766.101	HALB E L R064766101	X
0002	1,000	ST	Kupplungs-Adapter	PL12			R064767.101	HALB E L R064767101	X
0003	1,000	ST	Fanglager-Zapfen D28	PL12			R064768.101	HALB E L R064768101	X
0004	8,000	ST	Einstellscheibe				R064769.101	HALB E L R064769101	X
0005	4,000	ST	Rundalu				R064774.101	HALB E L R064774101	X
0006	24,000	ST	Zyl-Schr	DIN 912 A2 M6X25			5020823	FLAG E L	X
0007	24,000	ST	Scheibe	DIN 9021 A2 6,4			5306106	FLAG E L	X
0008	12,000	ST	Zyl-Schr	DIN 912 A2 M8x30			E053225.07	FLAG E L	X
0009	12,000	ST	Scheibe	DIN 125 140HV-A2 B 8,4			5302711	HAND E L 0,024 KG	X
0010	6,000	ST	6kt-Schr	DIN 931 A2 M6X35			5005793	HAND E L 0,060 KG	X
0011	4,000	ST	Ringschr	DIN 580 C15 M12			5086012	HAND E L 0,680 KG	X

Weitergabe sowie Vervielfältigung dieser Unterlage ist nicht gestattet  
 Alle Eigentums- und Urheberrechte verbleiben bei Schenck RoTec GmbH

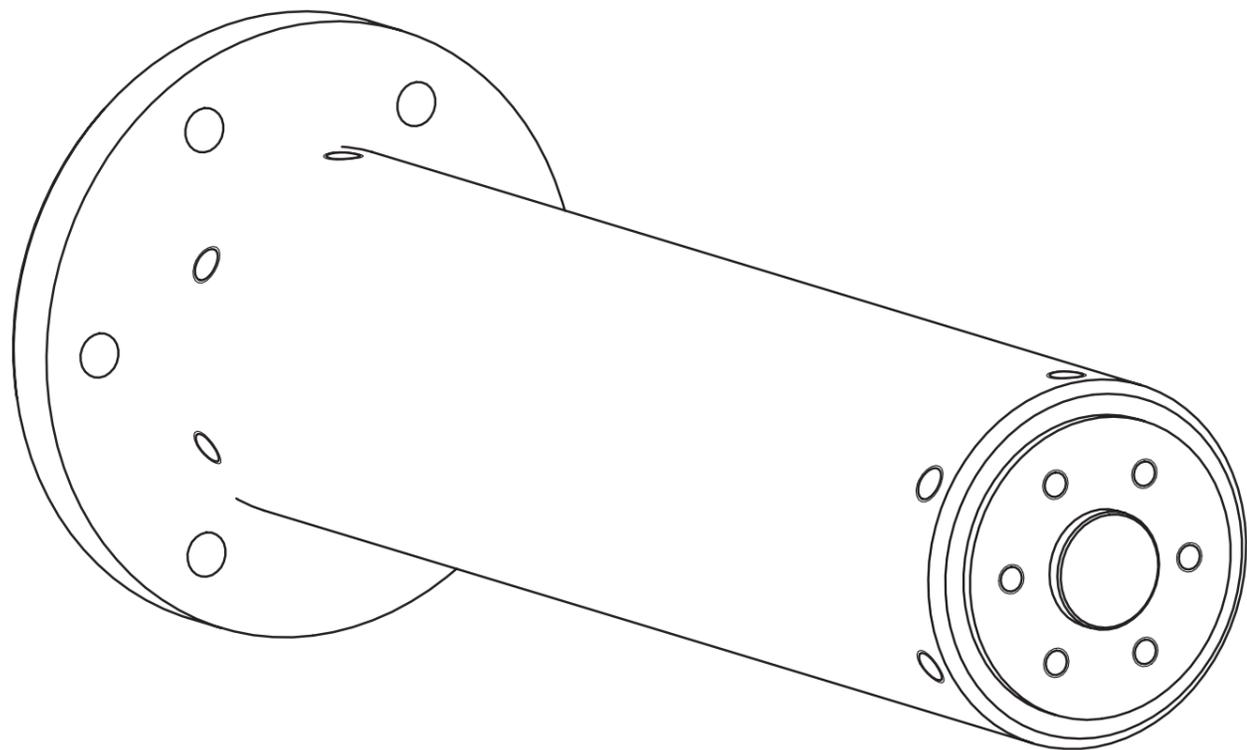
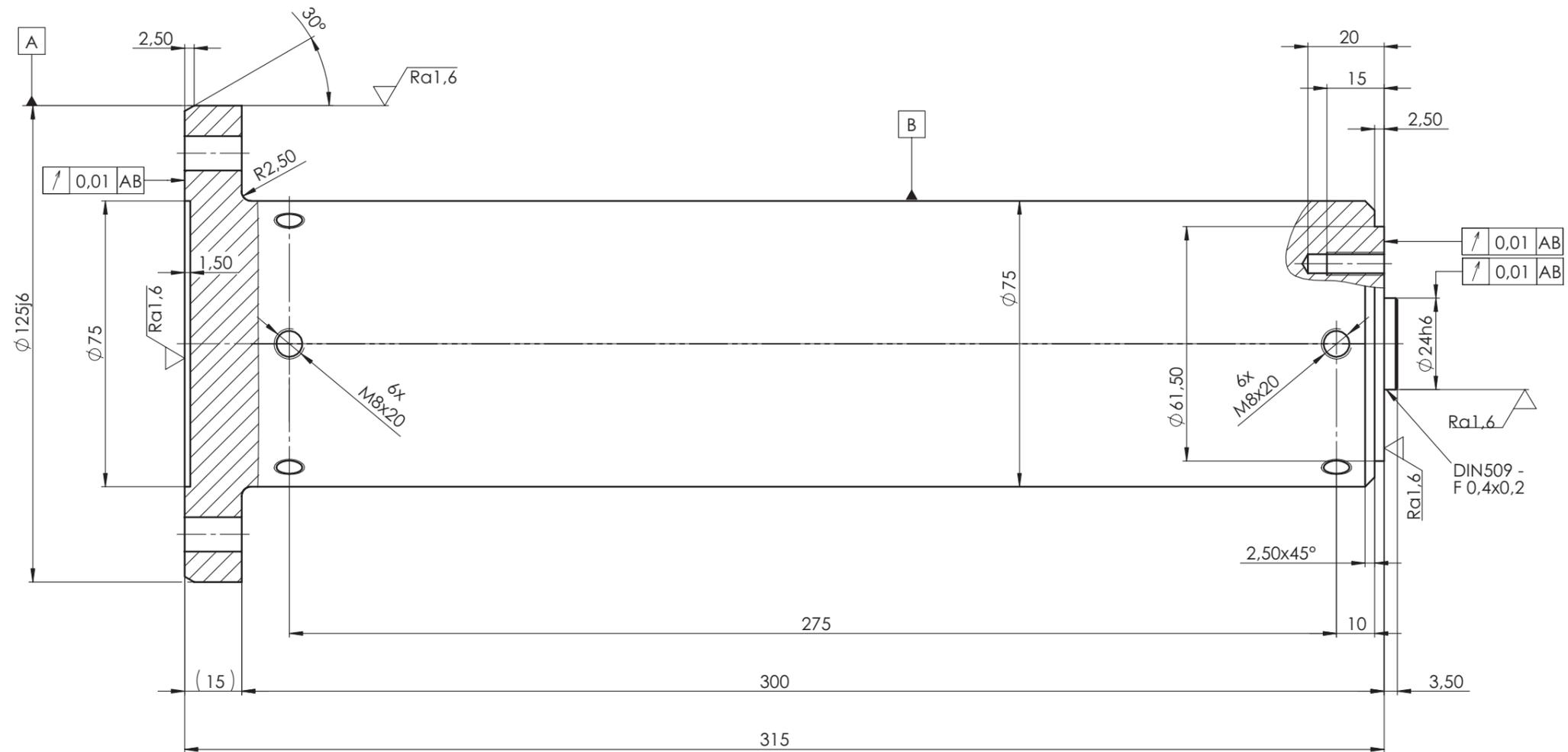
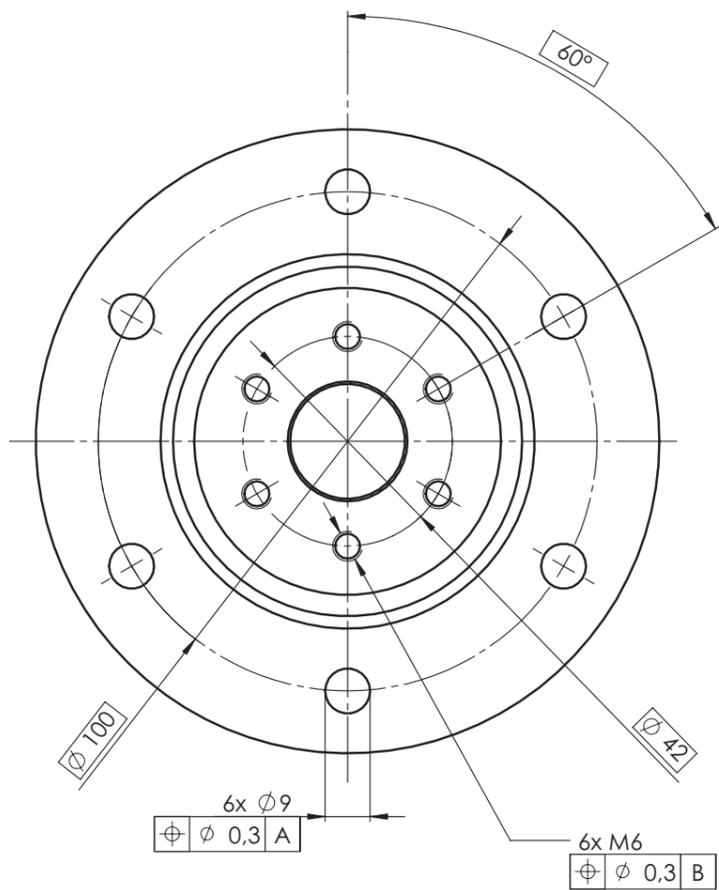
Material: R064770.101  
 Zeichng.: R064770101  
 gedruckt: 11.03.2008 von: CSD8614  
 BLATT: 1



1x45°  
umlaufend  
circular



Weitergabe sowie Vervielfältigung dieser Unterlage ist nicht gestattet. Alle Eigentums- und Urheberrechte verbleiben bei SCHENCK Rotec GmbH.		Zchg. Nr. Auftraggeber	
Allgemeintoleranzen ISO 2768 - m K ISO 1302 - B F ISO 9013 - H A DIN.....GT.....	Oberfläche DIN ISO 1302 DIN 4768	Maßstab im Original 1:1.5	Gewicht 53 kg
Datum 24.10.2007	Name Schwingner	Werkstoff AlZnMgCu1,5	
Bearb. 24.10.2007	Gepr. 24.10.2007	Benennung (z. Zelle für Fremdsprache) Rotorscheibe D600 Rotordisk	
Norm 24.10.2007	Form A1	Zeichnung Nr. R064 766.101	
SCHENCK Rotec GmbH D-64273 Darmstadt		Blatt 1 1 Bl.	
Zust.	Änderung	Datum	Name
Urspr.	NEU		
Ers. für		Ers. durch	



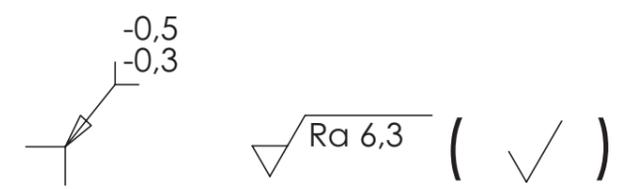
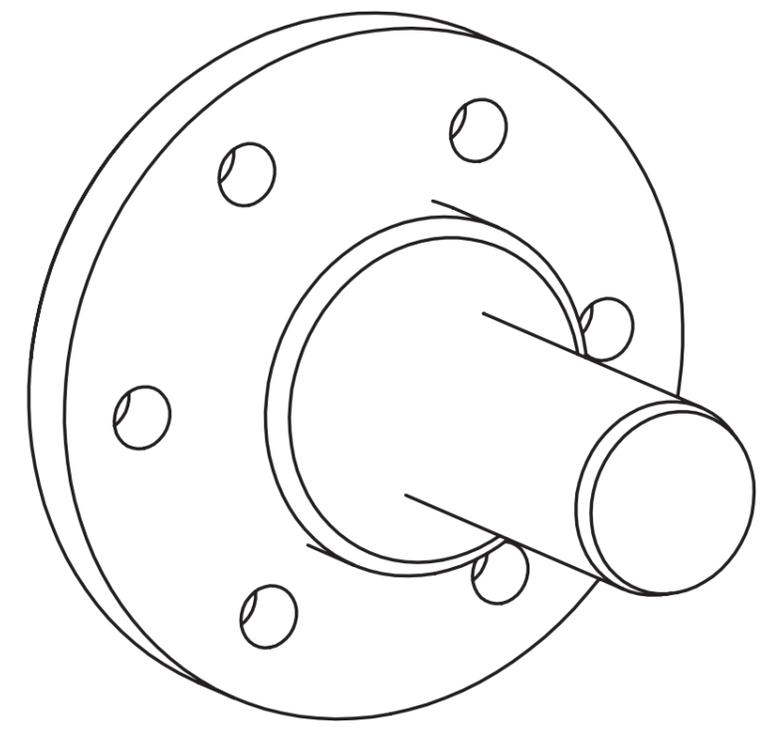
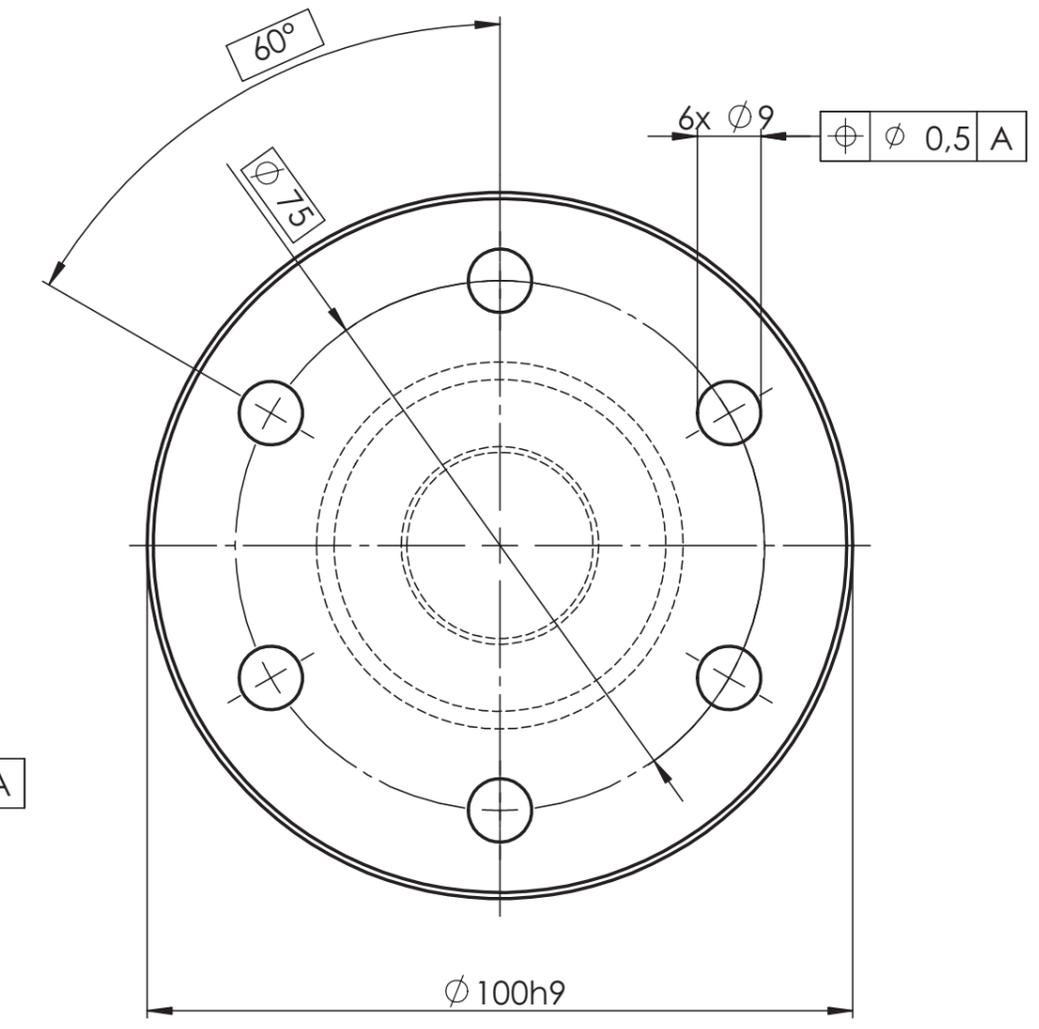
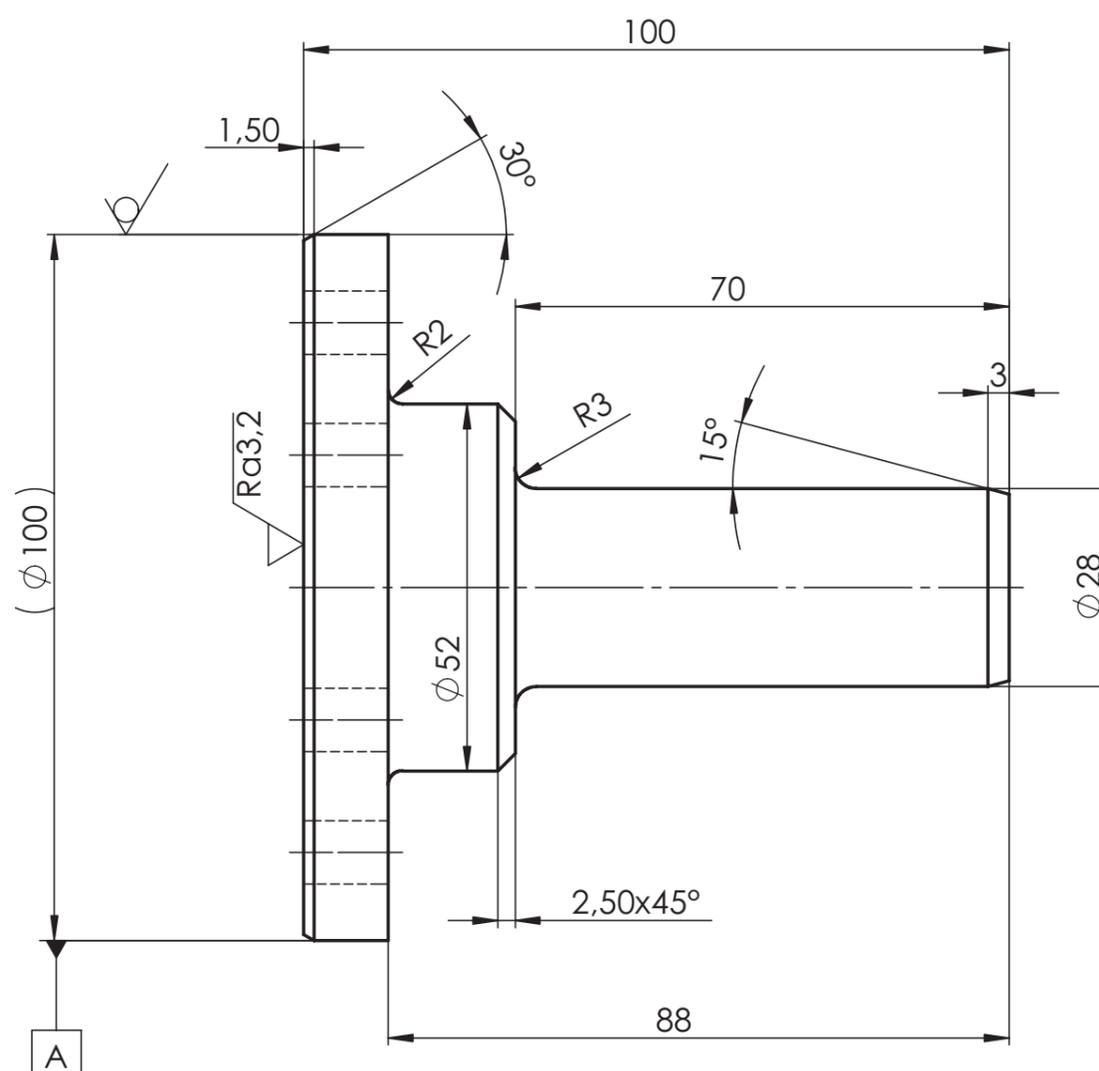
+0,3  
+0,1

-0,5  
-0,3

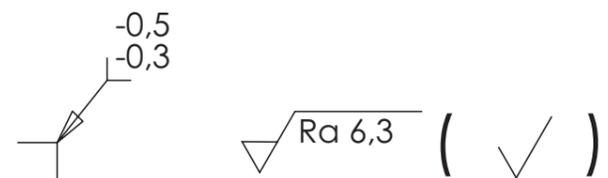
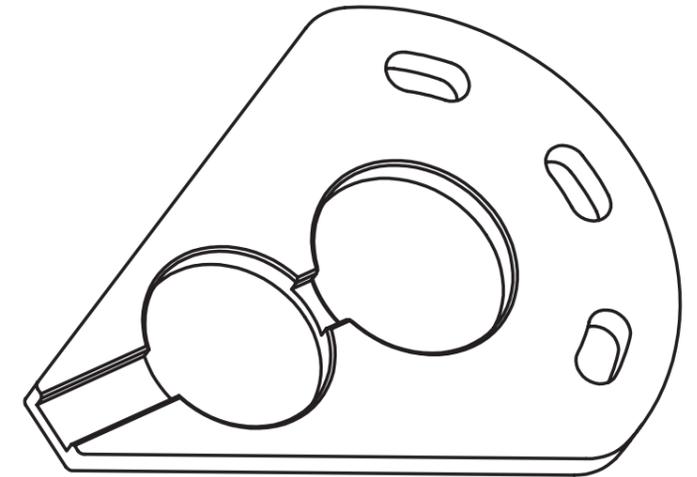
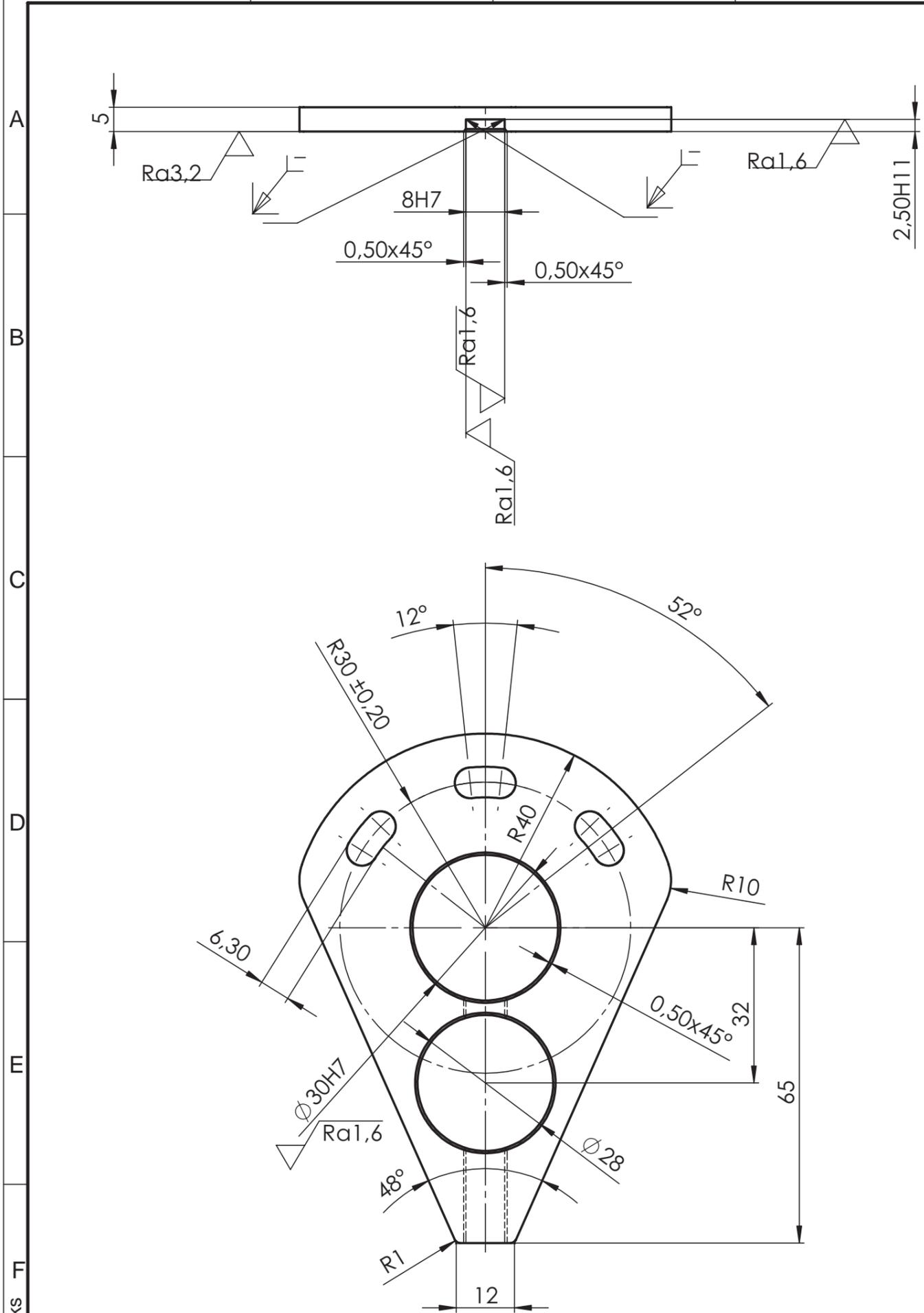
Ra 6,3 ( ✓ )

Weitergabe sowie Vervielfältigung dieser Unterlage ist nicht gestattet. Alle Eigentums- und Urheberrechte verbleiben bei SCHENCK RoTec GmbH.		Zchg. Nr. Auftraggeber	
Allgemeintoleranzen ISO 2768 - m K ISO 13920 - B F ISO 9013 - II A DIN.....GT.....		Oberfläche DIN ISO 1302 DIN 4768	Maßstab im Original 1:1
Bearb. 24.10.2007 Gepr. 24.10.2007 Norm 24.10.2007		Name Schwinger Schwinger Schwinger	Gewicht 4 kg
Format A2		Werkstoff AlZnMgCu1,5	
SCHENCK SCHENCK RoTec GmbH D-64273 Darmstadt		Benennung (2. Zeile für Fremdsprache) Kupplungs-Adapter Coupling-Adaptor	
Zust. Änderung Datum Name		Zeichnung Nr. R064 767.101	
Urspr. neu		Blatt 1 1 Bl.	
Ers. für		Ers. durch	

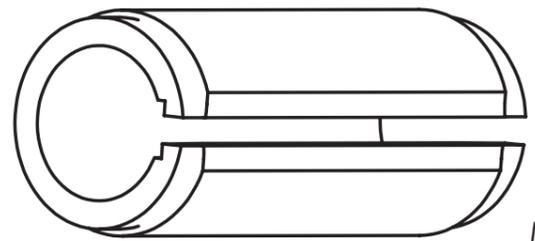
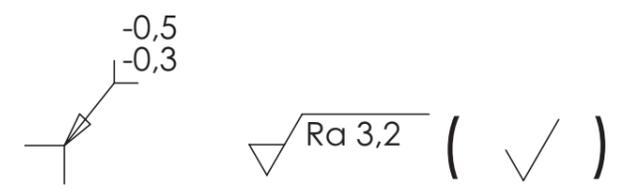
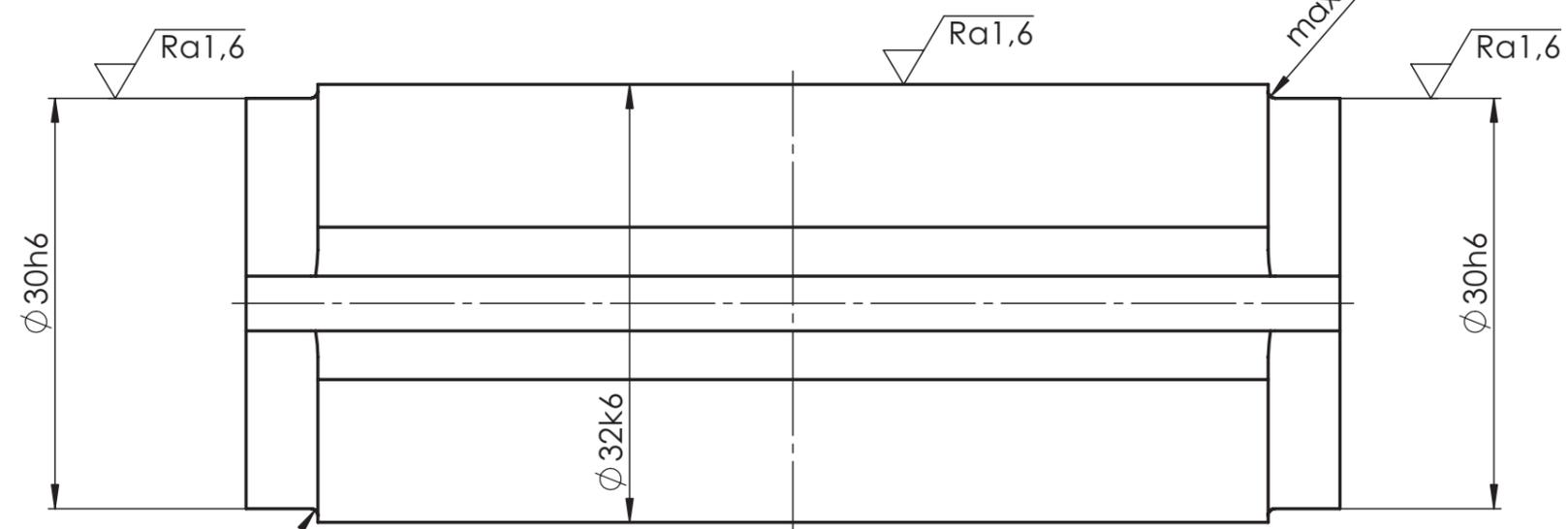
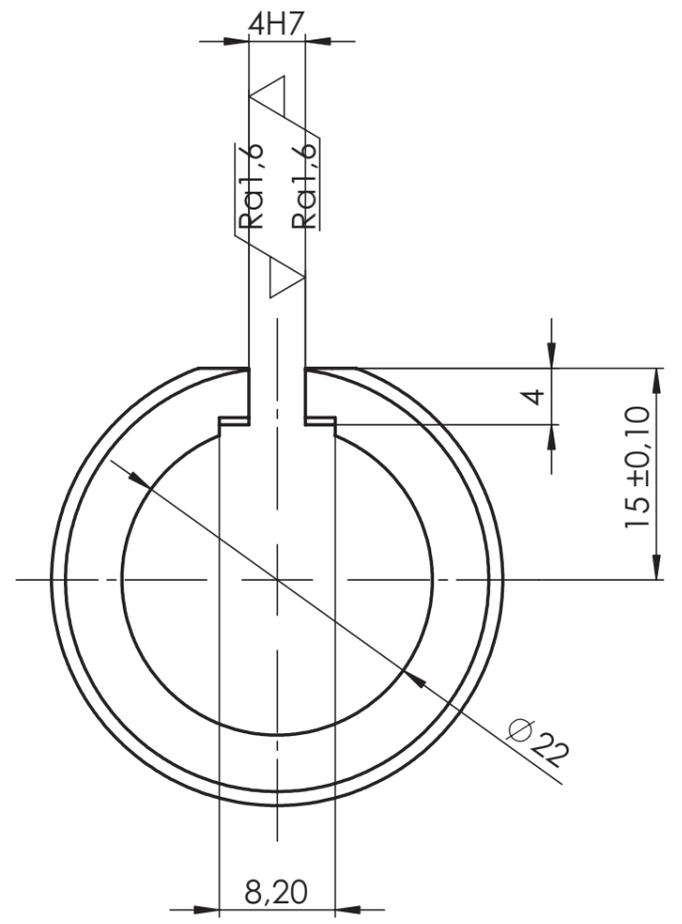
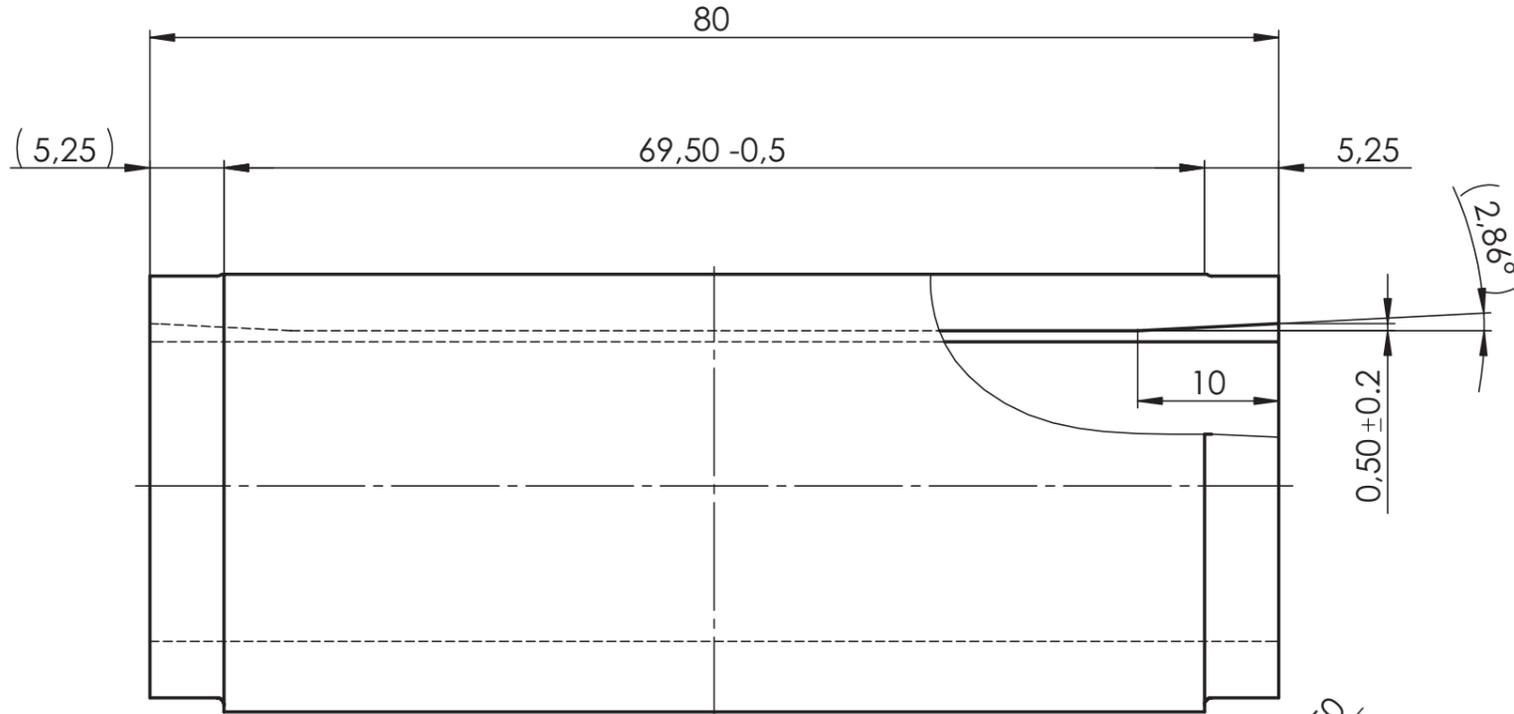
SolidWorks



Weitergabe sowie Vervielfältigung dieser Unterlage ist nicht gestattet. Alle Eigentums- und Urheberrechte verbleiben bei SCHENCK RoTec GmbH.				Zchg. Nr. Auftraggeber	
Allgemeintoleranzen ISO 2768 - m K ISO 13920 - B F ISO 9013 - II A DIN.....GT.....		Oberfläche DIN ISO 1302 DIN 4768	Maßstab im Original 1:1	Gewicht 0,46 kg	
			Werkstoff AlZnMgCu1,5		
	Datum	Name	Benennung (2. Zeile für Fremdsprache) <b>Fanglager-Zapfen D28</b> <b>Safety Bearing Pivot</b>		
	Bearb. 24.10.2007	Schwinger	Zeichnung Nr. <b>R064 768.101</b>		
	Gepr. 24.10.2007	Schwinger			
	Norm 24.10.2007	Schwinger			
		Format d. Orig. A3	Ers. für		Ers. durch
		<b>SCHENCK</b> SCHENCK RoTec GmbH D-64273 Darmstadt	Blatt 1		1 Bl.
Zust.	Änderung	Datum	Name	Urspr. neu	

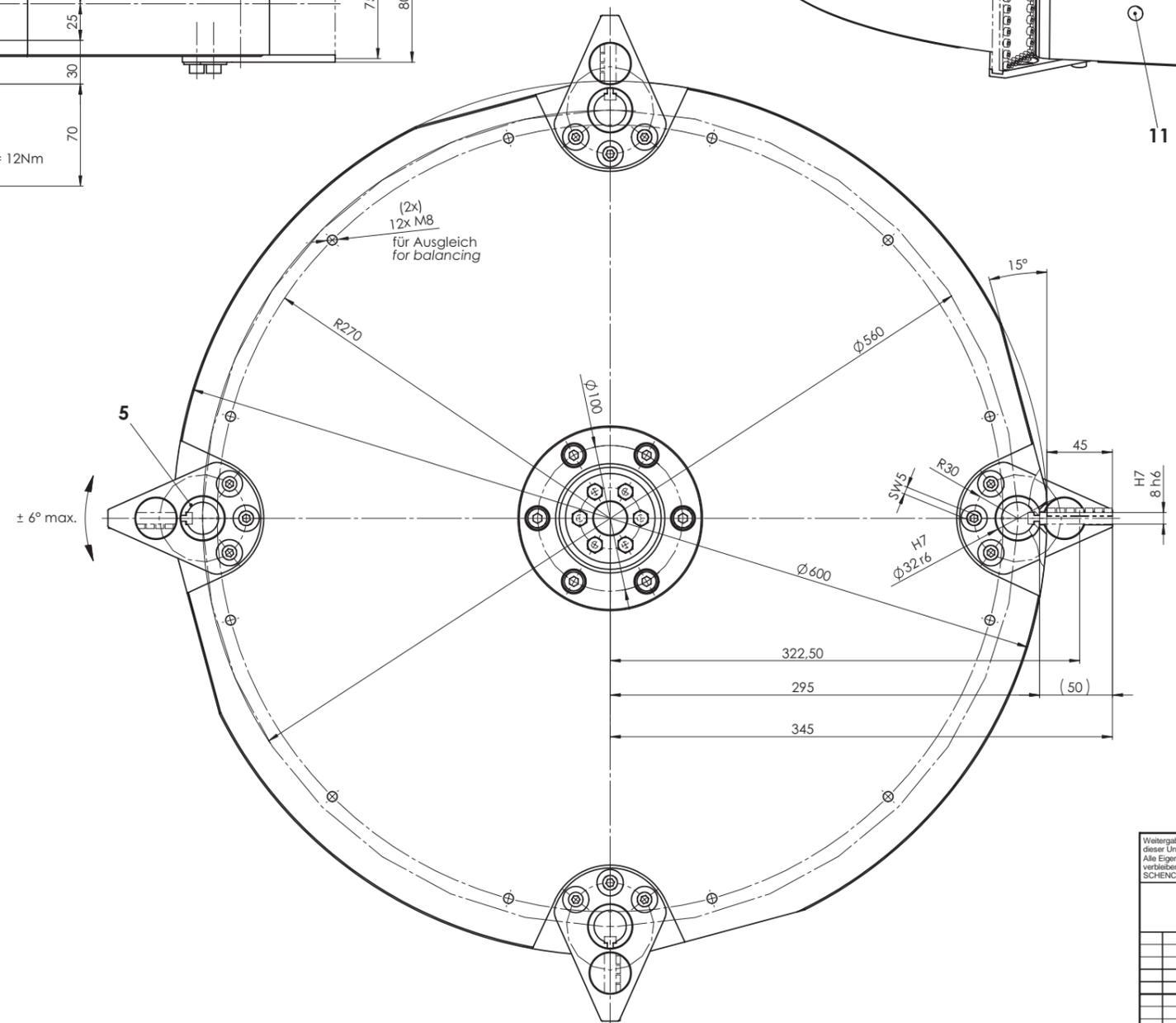
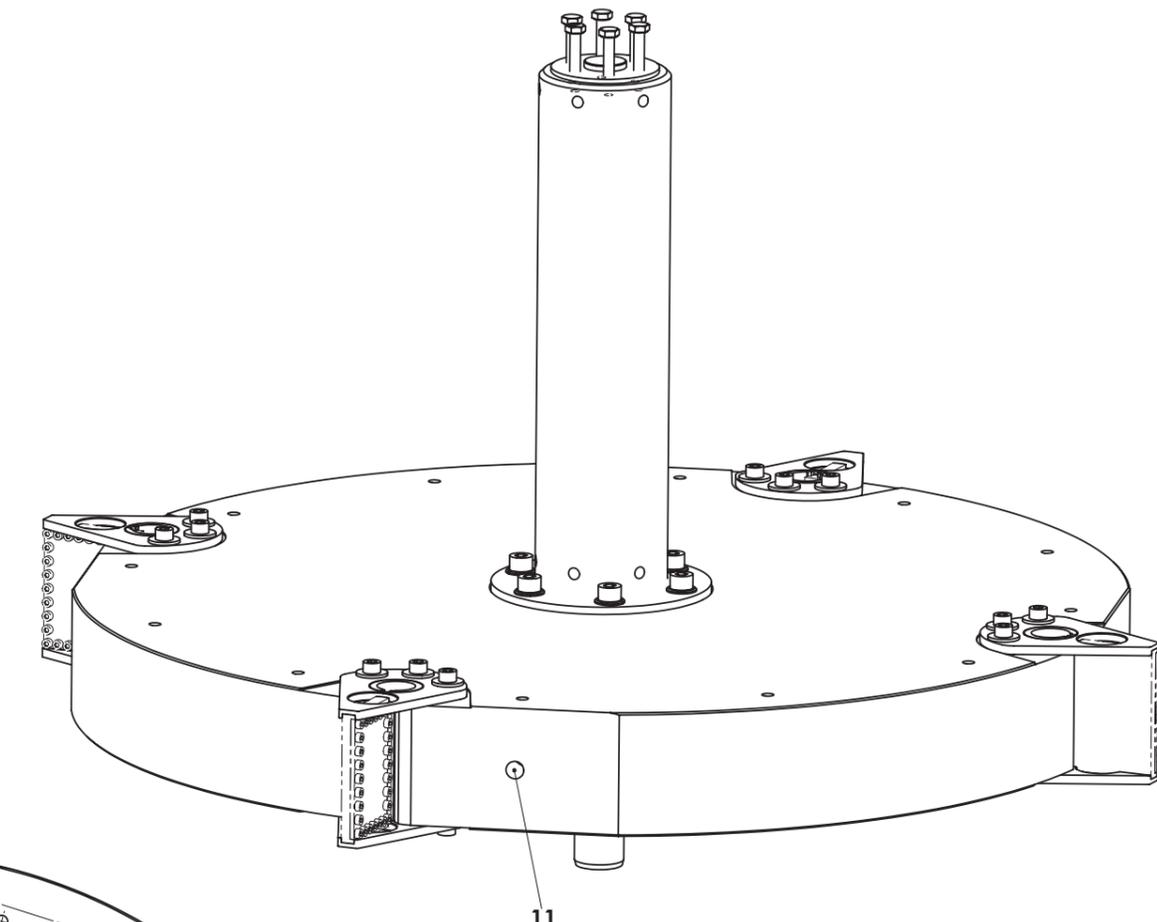
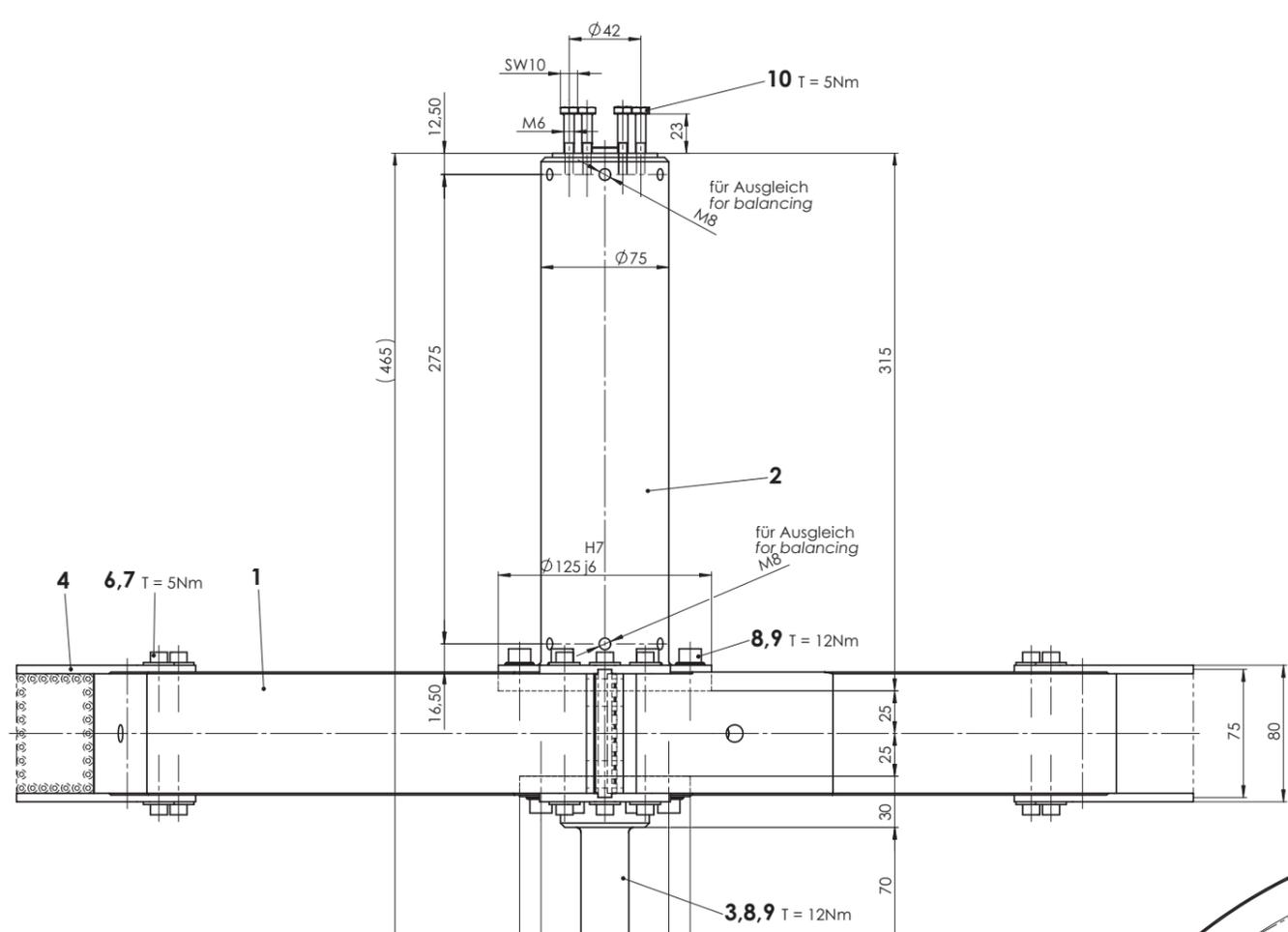


Weitergabe sowie Vervielfältigung dieser Unterlage ist nicht gestattet. Alle Eigentums- und Urheberrechte verbleiben bei SCHENCK RoTec GmbH.				Zchg. Nr. Auftraggeber	
Allgemeintoleranzen ISO 2768 - m K ISO 13920 - B F ISO 9013 - II A DIN.....GT.....		Oberfläche DIN ISO 1302 DIN 4768	Maßstab im Original 1:1	Gewicht 0,047 kg	
			Werkstoff AlZnMgCu1,5		
		Datum	Name	Benennung (2. Zeile für Fremdsprache) <b>Einstellscheibe</b> <b>Adjusting Disk</b>	
		Bearb. 24.10.2007	Schwinger	Zeichnung Nr. <b>R064 769.101</b>	
		Gepr. 24.10.2007	Schwinger		
		Norm 24.10.2007	Schwinger		
			Format A3	Blatt 1 1 Bl.	
			<b>SCHENCK</b> SCHENCK RoTec GmbH D-64273 Darmstadt	Ers. durch	
Zust.	Änderung	Datum	Name	Urspr. neu	Ers. für



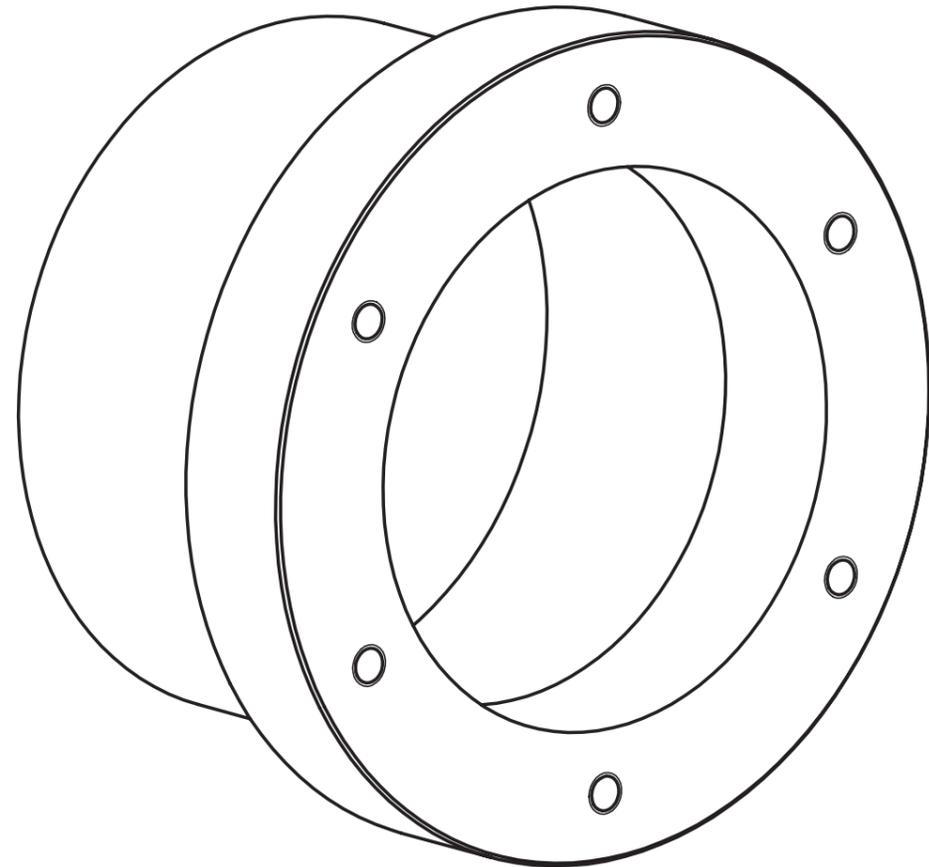
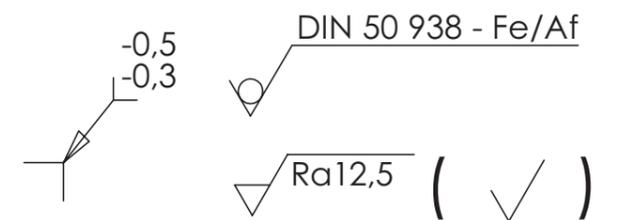
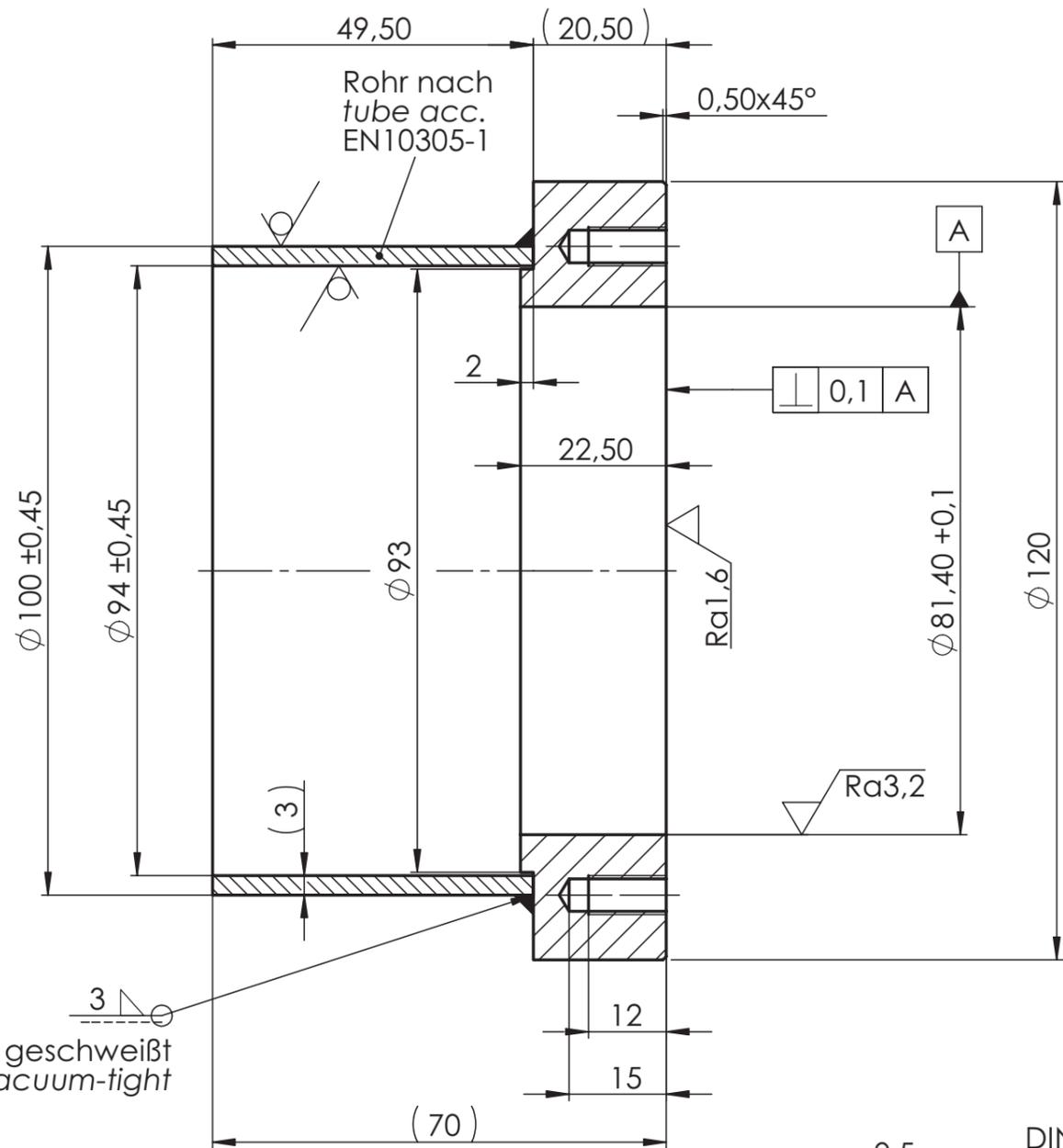
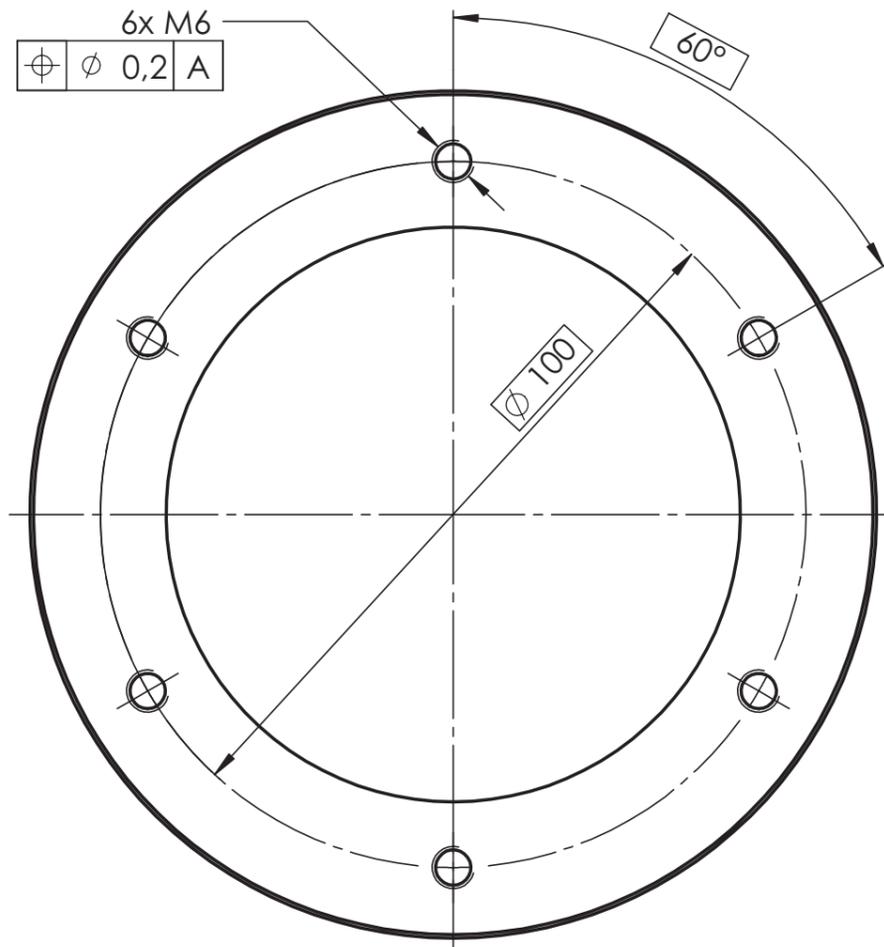
M. 1:1

Weitergabe sowie Vervielfältigung dieser Unterlage ist nicht gestattet. Alle Eigentums- und Urheberrechte verbleiben bei SCHENCK RoTec GmbH.				Zchg. Nr. Auftraggeber	
Allgemeintoleranzen ISO 2768 - m K ISO 13920 - B F ISO 9013 - II A DIN.....GT.....		Oberfläche DIN ISO 1302 DIN 4768	Maßstab im Original 2:1	Gewicht 0,084 kg	
		Datum	Name	Werkstoff AlZnMgCu1,5	
		Bearb. 24.10.2007	Schwinger	Benennung (2. Zeile für Fremdsprache) <b>Rundalu Fit Rod</b>	
		Gepr. 24.10.2007	A.Mue		
		Norm 24.10.2007	A.Mue		
		Format d. Orig. A3		Zeichnung Nr. <b>R064 774.101</b>	
				Ers. für	Ers. durch
Zust.	Änderung	Datum	Name	Urspr. neu	Blatt 1 1 Bl.

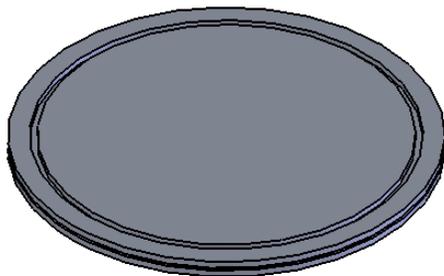
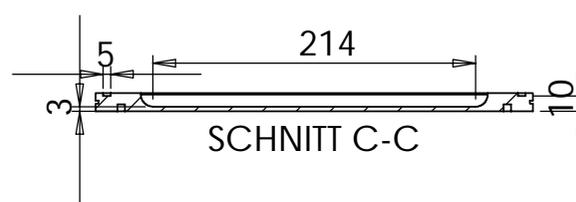
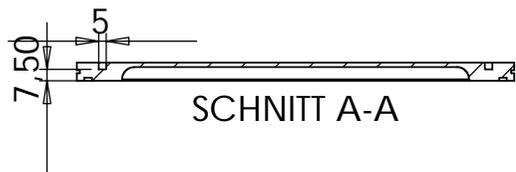
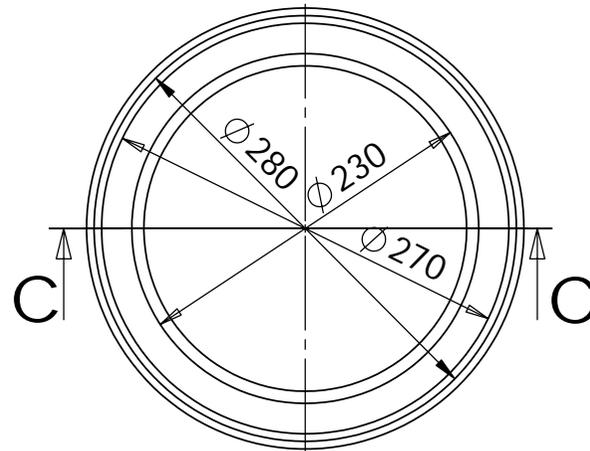
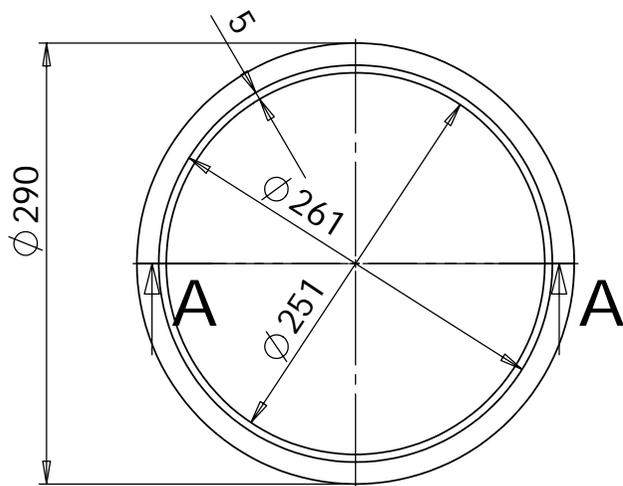


Balanced acc. to ISO 1940	Ausgewuchtet nach ISO 1940	
Marking of bearing- or set up position by symbol	Kennzeichnung der Lager- oder Einlagerungsstelle durch Symbol	
balancing plane (s):	Ausgleichsebene (n):	
max.val.restunb.[gmm]	max.zul.Restunw.[gmm]	
quality grade	Gütestufe	G 6,3
speed [1/min]	Betriebsdrehzahl [1/min]	8000
assembly level:	Zusammenbaugrad:	wie gezeichnet as drawn
advise:	Hinweise:	

Weitergabe sowie Vervielfältigung dieser Unterlage ist nicht gestattet. Alle Eigentums- und Urheberrechte verbleiben bei SCHENCK Rotec GmbH.		Zchg. Nr. Auftraggeber	
Allgemeintoleranzen ISO 2768 - m K ISO 1302 - B F ISO 9013 - H A DIN .....GT.....	Oberfläche DIN ISO 1302 DIN 4768	Maßstab im Original 1:2 Werkstoff	Gewicht 61 kg
Bearb. 24.10.2007 Schwinger Gepr. 24.10.2007 Schwinger Norm 24.10.2007 Schwinger	Datum Name	Benennung (Z. Zeile für Fremdsprache) <b>Einf-Neutr-Schleuder</b> <b>Neutrons Centrifuge</b>	
<b>SCHENCK</b> SCHENCK Rotec GmbH D-64273 Darmstadt		Zeichnung Nr. <b>R064 770.101</b>	Blatt 1 1 Bl.
Zust.	Änderung	Datum	Name
Urspr.	NEU		
Ers. für		Ers. durch	

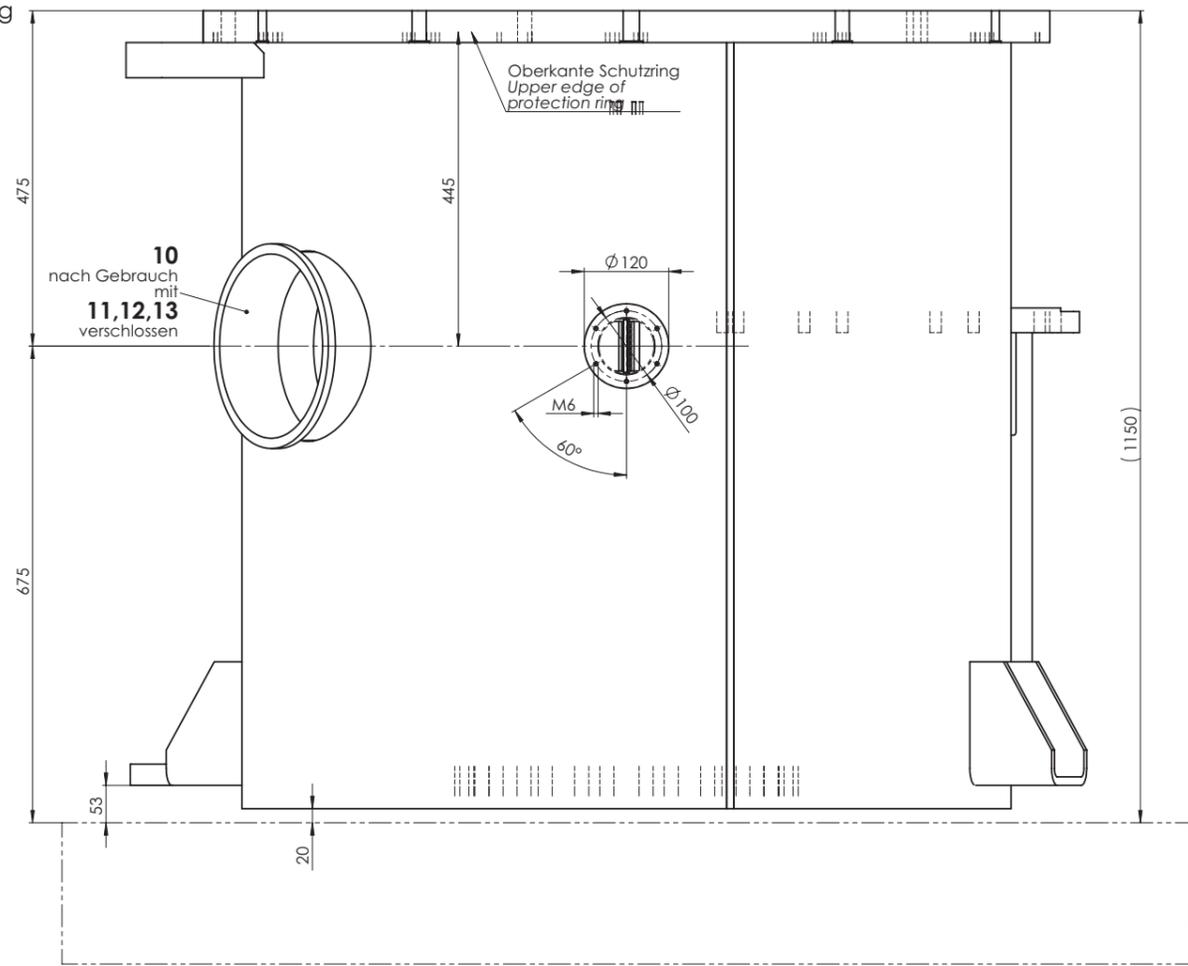


Weitergabe sowie Vervielfältigung dieser Unterlage ist nicht gestattet. Alle Eigentums- und Urheberrechte verbleiben bei SCHENCK RoTec GmbH.				Zchg. Nr. Auftraggeber	
Allgemeintoleranzen ISO 2768 - m K ISO 13920 - B F ISO 9013 - II A DIN.....GT.....		Oberfläche DIN ISO 1302 DIN 4768	Maßstab im Original 1:1	Gewicht 1,35 kg	
			Werkstoff S235		
	Datum	Name	Benennung (2. Zeile für Fremdsprache) <b>Einlassflansch, gesch Inlet Flange, welded</b>		
	Bearb. 06.12.2007	Schwinger	Zeichnung Nr. <b>R066 539.101</b>		
	Gepr. 06.12.2007	Schwinger			
	Norm 06.12.2007	Schwinger			
			Format d. Orig. A3	Blatt 1 1 Bl.	
			<b>SCHENCK</b> SCHENCK RoTec GmbH D-64273 Darmstadt	Ers. für 7 Ers. durch 8	
Zust.	Änderung	Datum	Name	Urspr. neu	

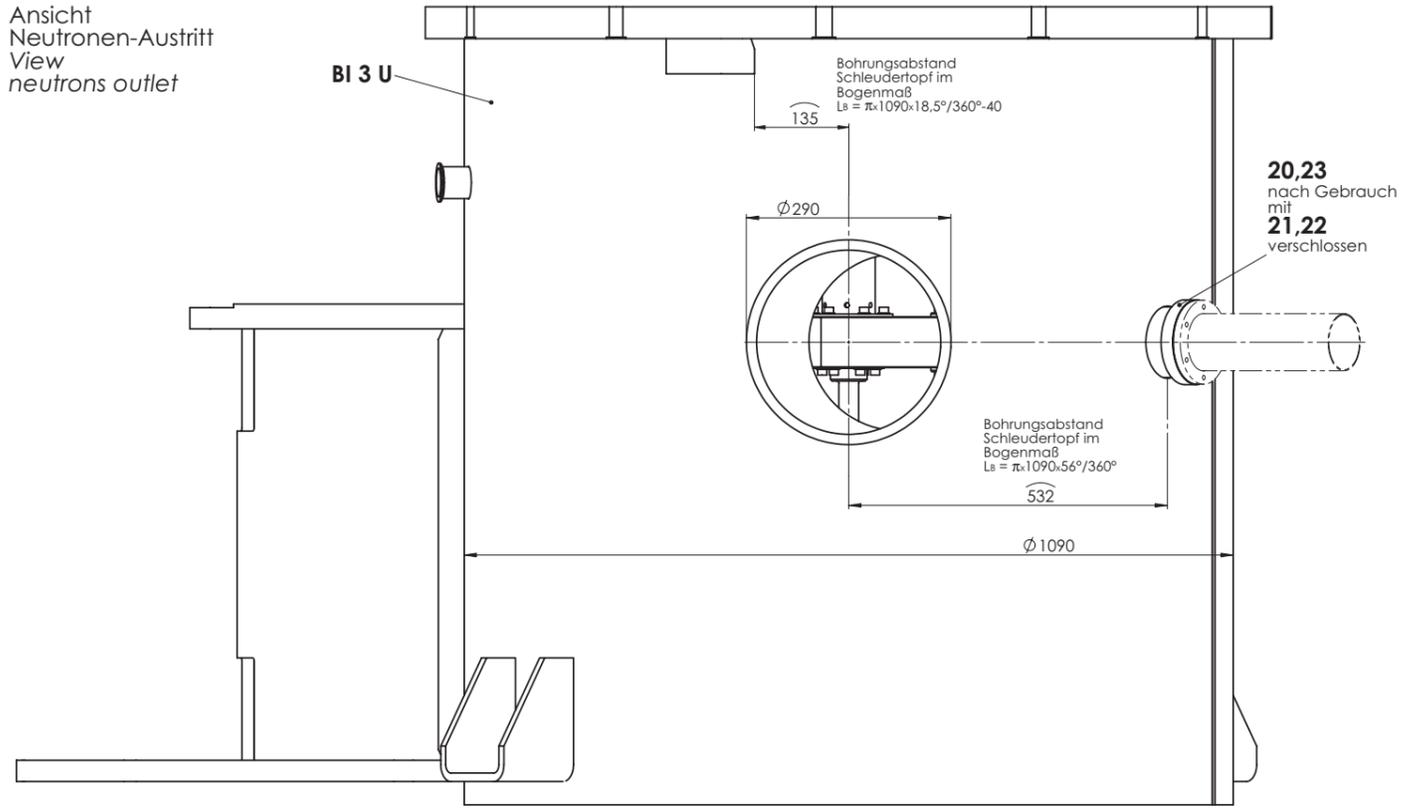


UNLESS OTHERWISE SPECIFIED: DIMENSIONS ARE IN MILLIMETERS SURFACE FINISH: TOLERANCES: LINEAR: ANGULAR:		FINISH:		DEBUR AND BREAK SHARP EDGES		DO NOT SCALE DRAWING		REVISION	
DRAWN		SIGNATURE		DATE		TITLE:			
CHK'D									
APPV'D									
MFG									
Q.A				MATERIAL:		DWG NO.		DN ISO-K 250	
						SCALE:1:5		SHEET 1 OF 1	
				WEIGHT:				A4	

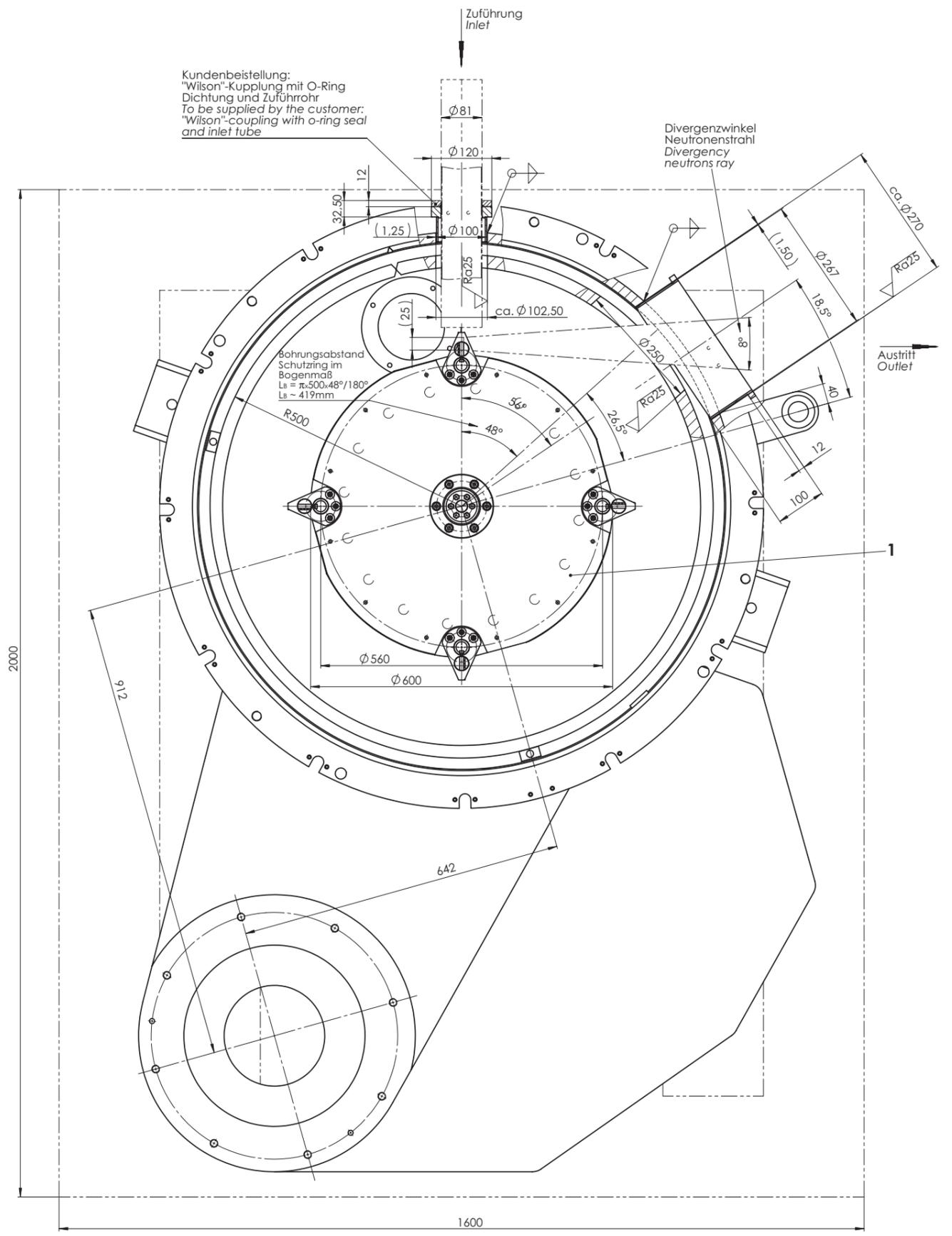
Ansicht  
Neutronen-Zuführung  
View  
neutrons inlet



Ansicht  
Neutronen-Austritt  
View  
neutrons outlet



Kundenbestellung:  
"Wilson"-Kupplung mit O-Ring  
Dichtung und Zuführrohr  
To be supplied by the customer:  
"Wilson"-coupling with o-ring seal  
and inlet tube



Pos.-Nummern beziehen sich auf  
Auftragsstückliste  
Items acc. to order's parts list

RTUC0121.00

Weitergabe sowie Vervielfältigung dieser Unterlage ist nicht gestattet. Alle Eigentums- und Urheberrechte verbleiben bei SCHENCK RoTec GmbH.		Zchg. Nr. Auftraggeber	
Allgemeintoleranzen ISO 2768 - m K ISO 1302 - B F ISO 9013 - H A DIN ... GT...	Oberfläche DIN ISO 1302 DIN 4768	Maßstab im Original 1:5 Werkstoff	Gewicht kg
Bearb. 08.01.2008 Schwinger Gepr. 07.01.2008 Schwinger Norm 07.01.2008 Schwinger	Datum Name	Benennung (Ziele für Fremdsprachen) <b>Umbau RTBE0019 zu Einf.KristallSchleud</b>	
<b>SCHENCK</b> SCHENCK RoTec GmbH D-64273 Darmstadt		Zeichnung Nr. <b>RTUC 012.1</b>	Blatt 1 1 Bl.
Zust.	Änderung	Datum	Name
Urspr.	neu		
Ers. für		Ers. durch	

Einsatzmenge: 1,000 ST \*\* Konstruktionsstückliste 91 \*\* Werk: 3001 Schenck RoTec GmbH  
 Auflösung: INST RTUC012.100 Umbau RTBE0019 zu Einf.KristallSchleuderFERT Gewicht: 0,000 KG

Pos	Menge	ME	Material - Kurztext	Mass 1 BE/Rastm	Mass 2 Rohteil	ME Material Gewicht	E MtArt C P Aend-Datum Zeich-Nr.	BV
0001	1,000	ST	Einfach-Neutronen-Schleuder-Rotor			R064770.101	HALB G L R064770101	X
0010	1,000	ST	Klammerflansch m Rohransatz ISO-K250			E003606.05	FLAG E L 23.11.2007	X
0011	1,000	ST	Zentrierring Nr.88708 ISO-K 250			E003437.08	FLAG E L	X
0012	2,000	ST	Klammerschraube Nr.26701 10x24 1Pack			E003438.02	FLAG E L	X
0013	1,000	ST	Blindflansch 88758 ISO-K 250			E003095.07	FLAG E L	X
0020	1,000	ST	Einlassflansch, geschweißt			R066539.101	HALB S L R066539101	X
0021	1,000	ST	Blindflansch			R066539.102	HALB E L R066539102	X
0022	1,000	ST	O-Ring NBR70 83x3			4217533	FLAG E L 0,008 KG	X
0023	6,000	ST	Zyl-Schr DIN 912 8.8 A2F M6x20			5020222	HAND E L	X
0030	1,000	ST	Schutzring			R051858.101	HALB E L R051858101	X
0100	1,000	ST	Umbau RTBE0019 zu Einf.KristallSchleuder				DOK D RTUC0121	X
0998	1,000	ST	KORROSIONSSCHUTZBLATT ***** <U>Lackierung</U>  Maschinenfarbe HELL = RAL7035 (glatt)  Maschinenfarbe DUNKEL				T	X

Weitergabe sowie Vervielfältigung dieser Unterlage ist nicht gestattet  
 Alle Eigentums- und Urheberrechte verbleiben bei Schenck RoTec GmbH

Material: RTUC012.100  
 Zeichng.:  
 gedruckt: 11.03.2008 von: CSD8614  
 BLATT: 1

Einsatzmenge: 1,000 ST \*\* Konstruktionsstückliste 91 \*\* Werk: 3001 Schenck RoTec GmbH  
 Auflösung: INST RTUC012.100 Umbau RTBE0019 zu Einf.KristallSchleuderFERT Gewicht: 0,000 KG

Pos	Menge	ME	Material - Kurztext	Mass 1	Mass 2	ME Material	E MtArt	C P Aend-Datum	EV
			Positionstext	BE/Rastm	Rohteil	Gewicht	Zeich-Nr.		

0999	1,000	ST	= RAL7024 (glatt) ***** ANGABENBLATT ***** Keine besonderen Angaben ***** N.Schwinger / BRUKM / Tel.1545 November 2007					T 06.12.2007	X
------	-------	----	---	--	--	--	--	--------------	---

Weitergabe sowie Vervielfältigung dieser Unterlage ist nicht gestattet  
 Alle Eigentums- und Urheberrechte verbleiben bei Schenck RoTec GmbH

Material: RTUC012.100  
 Zeichng.:  
 gedruckt: 11.03.2008 von: CSD8614  
 BLATT: 2

## Curriculum Vitae

- 2005 09 - Doktoratsstudium der  
Rechtswissenschaften, Universität Wien,  
Thema: *Eine unabhängige  
Atomaufsichtsbehörde für Österreich*, bei  
Prof. Bernhard Raschauer am Institut für  
Staats- und Verwaltungsrecht
- 2005 09 – 2008 10 Doktoratsstudium der  
Physik, TU – Wien / Institut Laue-Langevin,  
Thema: *Ein Phasenraumtransformator für  
ultra-kalte Neutronen*, bei Prof. Helmut  
Rauch am Atominstitut der Österreichischen  
Universitäten, Wien
- 2005 06 Sponson Rechtswissenschaften,  
Diplomarbeit: *Sicherstellung der Haftpflicht  
für österreichische Forschungsreaktoren  
nach dem AtomHG 1999*, bei Prof. Monika  
Hinteregger am Institut für Zivilrecht,  
Ausländisches und Internationales  
Privatrecht der Karl Franzens Universität  
Graz
- 2004 08 – 2004 09 International School of Nuclear Law,  
Universität Montpellier 1 (Frankreich) /  
OECD NEA; Diplôme universitaire (D.U.)
- 2003 11 Sponson Physik, Diplomarbeit:  
*Experimente zur Phasenstabilität eines  
Neutroneninterferometers*, bei Prof. Helmut  
Rauch am Atominstitut der Österreichischen  
Universitäten, Wien
- 2002 11 & 2003 03 Forschungsgast am Institut Laue-Langevin,  
Grenoble (Frankreich)
- 2001 09 – 2002 06 Studium der Physik, University of  
St Andrews (Schottland)
- 1997 09 – 2005 06 Studium der Rechtswissenschaften, Karl  
Franzens Universität Graz
- 1997 09 – 2003 11 Studium der Physik; Technische Universität  
Graz
- 1997 06 Matura
- 1989 – 1997 BG/BRG Seebachergasse, Graz

Wien, 1. September 2008

