

**Echtzeitbestimmung longitudinaler  
Elektronenstrahlparameter mittels absoluter  
Intensitäts- und Spektralmessung einzelner kohärenter  
THz Strahlungspulse**

**Dissertation**

**zur Erlangung des Doktorgrades  
des Fachbereichs Physik  
der Universität Hamburg**

vorgelegt von

Dipl.-Phys. Stephan Wesch  
aus Buxtehude

Hamburg

2012

Gutachter der Dissertation	PD Dr. Bernhard Schmidt Prof. Dr. Wilfried Wurth Prof. Dr. Norbert Holtkamp
Gutachter der Disputation	PD Dr. Bernhard Schmidt Dr. Jens Osterhoff
Datum der Disputation	5. September 2012
Vorsitzender des Prüfungsausschusses	Dr. Georg Steinbrück
Vorsitzender des Promotionsausschusses	Prof. Dr. Peter Hausschildt
Dekan der Fakultät für Mathematik, Informatik und Naturwissenschaften	Prof. Dr. Heinrich Graener

## Kurzdarstellung

### **Echtzeitbestimmung longitudinaler Elektronenstrahlparameter mittels absoluter Intensitäts- und Spektralmessung einzelner kohärenter THz Strahlungspulse**

High-gain Freie-Elektronen Laser (FEL) erzeugen intensive, monochromatische Photonpulse mit Pulsdauern von wenigen zehn Femtosekunden. Hierfür werden Elektronenpakete auf relativistische Energie beschleunigt und auf wenige Mikrometer komprimiert. Die Diagnose dieser Elektronenpakete ist herausfordernd, besonders bei MHz Repetitionsraten, wie der FEL FLASH in Hamburg sie bietet. In dieser Arbeit wurde die von einzelnen Elektronenpaketen kohärent emittierte THz Strahlung untersucht. Zwei Verfahren kamen zur Anwendung: Zum einen wurden die FLASH Kompressionsmonitore, welche die Gesamtintensität von Diffraktionsstrahlung messen, modifiziert, um die Gesamtlänge aller Elektronenpakete absolut bestimmen zu können. Ein Modell wurde erstellt, welches ein von der exakten Dichteverteilung nahezu unabhängiges Verhalten unterhalb einer Länge von 200  $\mu\text{m}$  (RMS) vorhersagt. Experimentell konnte dies mit der transversal ablenkenden Struktur (TDS) für Elektronenpaketlängen zwischen 50 und 190  $\mu\text{m}$  mit einer Genauigkeit von unter 7% hinter dem letzten Kompressor gezeigt werden. Zum anderen wurde ein Spektrometer basierend auf fünf kaskadierten Reflexionsgittern entworfen, aufgebaut und in Betrieb genommen. Mittels zweier Gittersätze werden die Wellenlängenbereiche 5.5 bis 44  $\mu\text{m}$  und 45 bis 440  $\mu\text{m}$  simultan mit 118 schnellen pyroelektrischen Einzeldetektoren vermessen. Experimente mit kohärenter Übergangsstrahlung wurden durchgeführt und mit Ergebnissen der TDS verglichen. Die Spektren, ebenso die mit der Kramers-Kronig-Relation rekonstruierten Profile, zeigen exzellente Übereinstimmung. Für Elektronenpakete mit einer Ladung von nur 50 pC wurden Längen bis zu 5  $\mu\text{m}$  (FWHM) gemessen.



## **Abstract**

### **Real-time monitoring of longitudinal electron bunch parameters by intensity-integrated and spectroscopic measurements of single coherent THz pulses**

High-gain free-electron lasers (FELs) generate intense and monochromatic photon pulses with few tens of femtosecond duration. For this purpose, electron beams are accelerated to relativistic energies and shrunk longitudinally down to micrometer size. The diagnosis of these compressed electron bunches is a challenge especially for MHz bunch repetition rates as provided by the FEL FLASH in Hamburg. In this thesis, coherently emitted THz radiation of single electron bunches were investigated, on which the longitudinal structure is imprinted. Two instruments were used: First, the FLASH bunch compression monitors, relying on the integrated intensity measurement of diffraction radiation, were modified to determine the overall length of every bunch behind the two bunch compressors (BC). A model was developed showing that their response is independent of the exact bunch shape for lengths below  $200\ \mu\text{m}$  (rms). This could experimentally be verified in the range between  $50$  and  $190\ \mu\text{m}$  within 7% accuracy for the monitor behind the last BC by comparison with measurements with the transverse deflecting structure (TDS). Second, a single-shot spectrometer with five staged reflective blazed gratings has been designed, build and commissioned. With its two grating sets, the wavelength ranges from  $5.5$  to  $44\ \mu\text{m}$  and  $45$  to  $440\ \mu\text{m}$  can be simultaneously detected by 118 fast pyroelectric elements. Measurements based on transition radiation spectra were compared with profiles recorded by the TDS. The shape of the spectra as well as the reconstructed temporal profiles (using the Kramers-Kronig relation for phase retrieval) are in excellent agreement. For bunches with a charge of  $50\ \text{pC}$ , bunch lengths down to  $5\ \mu\text{m}$  (fwhm) could be detected.



# Inhaltsverzeichnis

<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>1 Freie-Elektronen Laser in Hamburg</b>	<b>5</b>
1.1 Übersicht . . . . .	5
1.2 Erzeugung von Elektronenpaketen . . . . .	7
1.3 Beschleunigung von Elektronenpaketen . . . . .	9
1.4 Kompression von Elektronenpaketen . . . . .	10
1.5 Longitudinale Diagnostik . . . . .	17
<b>2 Strukturkodierung in kohärenter Strahlung</b>	<b>21</b>
2.1 Spektrale Intensitätsverteilung . . . . .	21
2.2 Spektral aufgelöste Messungen . . . . .	25
2.3 Intensitätsintegrierte Messungen . . . . .	34
<b>3 Kompressionsmonitore BCMs</b>	<b>39</b>
3.1 Aufbau . . . . .	39
3.2 Modellierung . . . . .	44
3.3 Absolute Längenkalibration . . . . .	55
3.4 Einfluss einer transversalen Elektronenstrahlablage . . . . .	61
3.5 Anwendungsbeispiel . . . . .	63
<b>4 THz Spektrometer SP4</b>	<b>65</b>
4.1 Spektrometerprinzip . . . . .	66
4.2 Aufbau . . . . .	75
4.3 Inbetriebnahme . . . . .	83
4.4 Antwortfunktion für Übergangsstrahlung . . . . .	90
4.5 Vergleichsmessungen mit TDS . . . . .	104
4.6 Demonstrationsbeispiele . . . . .	115
<b>Zusammenfassung</b>	<b>121</b>
<b>A Übergangs- und Diffraktionsstrahlung</b>	<b>123</b>
A.1 Spektrale Intensitätsverteilung . . . . .	124
A.2 Strahlungstransport . . . . .	128
<b>B CTR beamline</b>	<b>131</b>
B.1 Aufbau . . . . .	131
B.2 Transmissionscharakteristik . . . . .	136

<b>C</b>	<b>Pyroelektrische Detektoren</b>	<b>145</b>
C.1	Detektionsschema . . . . .	145
C.2	Modellierung . . . . .	147
<b>D</b>	<b>Transversal ablenkende Struktur TDS</b>	<b>155</b>
D.1	Funktionsprinzip . . . . .	155
D.2	Aufbau bei FLASH . . . . .	158
D.3	Bestimmung des longitudinalen Profils . . . . .	159
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>161</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>171</b>



# Abbildungsverzeichnis

1.1	Übersicht des FLASH Linearbeschleunigers . . . . .	6
1.2	Übersicht der FLASH Undulatorsektion . . . . .	7
1.3	Schematischer Aufbau des FLASH HF-Photoinjektors . . . . .	8
1.4	Zeitliche Pulsstruktur von FLASH . . . . .	9
1.5	Prinzip der Elektronenpaketkompression . . . . .	10
1.6	Linearisierung des Energiegradienten mittel ACC39 . . . . .	12
1.7	Darstellung der Kompression im longitudinalen Phasenraum . . . . .	13
1.8	S2E Simulation: Injektor bis BC <sub>3</sub> . . . . .	15
1.9	S2E Simulation: Kollimator bis Undulator . . . . .	16
2.1	Elektronendichteverteilung bzgl. eines Beobachters . . . . .	22
2.2	Longitudinaler Formfaktor von Gauß'förmiger und zylindrischer Dichteverteilung . . . . .	26
2.3	Relative spektrale Intensität transversal ausgedehnter Elektronenpakete . . . . .	28
2.4	Relativer Fehler der spektralen Intensität in longitudinaler Näherung . . . . .	28
2.5	Rekonstruierte Gauß'förmige und rechteckige Elektronenpaketprofile mittels Kramers-Kronig-Relation . . . . .	32
2.6	Rekonstruiertes longitudinales Profil eines simulierten Elektronenpaketes von FLASH . . . . .	33
2.7	Intensitätsintegriertes Signal von Gauß'förmigen und rechteckigen Verteilung für verschiedene Grenzfrequenzen . . . . .	36
2.8	Minimale Bunchlänge in Abhängigkeit einer maximalen Grenzfrequenz . . . . .	37
3.1	Schematischer Aufbau des Kompressionsmonitors 9DBC <sub>2</sub> . . . . .	40
3.2	Schematischer Aufbau des Kompressionsmonitors 4DBC <sub>3</sub> . . . . .	41
3.3	Layout der BCM Optik . . . . .	42
3.4	Transmission des Quarzfensters und des <i>Microtech Instruments</i> Polarisators . . . . .	45
3.5	Spektrale Intensitätsflächendichte der kohärenten Diffraktionsstrahlung . . . . .	47
3.6	Gemessene Stromprofile und berechnete Formfaktoren für die BCM Detektorpositionsbestimmung . . . . .	48
3.7	Räumliches Detektorsignal der kohärenten Übergangsstrahlung für BCM 4DBC <sub>3</sub> . . . . .	49
3.8	Transversales Intensitätsprofil der CDR im Fokus für BCM 4DBC <sub>3</sub> . . . . .	50
3.9	Parametrisierung der Anpassung der absoluten Detektorposition . . . . .	50
3.10	BCM Signal entlang der optischen Achse zur Detektorpositionsbestimmung . . . . .	52
3.11	Spektrale Intensität der CDR . . . . .	53
3.12	Ladungsnormierte BCM Kompressionssignale analytischer longitudinaler Profile . . . . .	54
3.13	Stromprofile und Formfaktoren einer Kompressionseinstellung zur Kalibration von BCM 4DBC <sub>3</sub> . . . . .	56
3.14	Normiertes BCM 9DBC <sub>2.1</sub> Signal in Abhängigkeit der Bunchlänge . . . . .	57

3.15	Anpassung des Detektormodells an das normierte BCM Signal für BCM 9DBC2.1 . . . . .	58
3.16	Normiertes BCM Signal in Abhängigkeit der gemessenen RMS Bunchlänge und Anpassung des Detektormodells für BCM 4DBC3 . . . . .	60
3.17	Vergleich der RMS Elektronenpaketlänge zwischen gemessenen Stromprofilen und Gaußförmigen Profilen äquivalenter Ausdehnung . . . . .	61
3.18	Relatives BCM Signal in Abhängigkeit der transversalen Ablage des Elektronenstrahls	62
3.19	Relatives BCM Signal in Abhängigkeit der RMS Länge . . . . .	63
3.20	Vergleich zwischen RMS Elektronenpaketlänge und FEL Pulsenergie über den Pulszug	64
4.1	Prinzipskizze eines planen idealen Reflexionsgitters . . . . .	66
4.2	Schematische Darstellung eines Sägezahnreflexionsgitters . . . . .	68
4.3	Spektrale Gittereffizienz von nullter und erster Ordnung in Abhängigkeit der Polarisation . . . . .	69
4.4	Vergleich der mit <i>PCGrate</i> und <i>GSolver</i> berechneten spektralen Gittereffizienzen . . . . .	70
4.5	Kaskadierung einzelner Gitterstufen . . . . .	71
4.6	Filterung höherer Ordnungen mit kaskadierten Gitterstufen . . . . .	72
4.7	Spektrale Gittereffizienz in Abhängigkeit des Einfallswinkels . . . . .	73
4.8	Aufbau einer kompletten Gitter- bzw. Detektorstufe . . . . .	73
4.9	Geometrien für parabolische Spiegelformen . . . . .	74
4.10	Fokuseigenschaften der Spiegelgeometrien . . . . .	75
4.11	Überdeckter Wellenlängenbereich der verwendeten Reflexionsgitter . . . . .	76
4.12	Draufsicht des Spektrometeraufbaus in der dispersiven Ebene . . . . .	77
4.13	Spektrale Transmission des Spektrometerpolarisators . . . . .	78
4.14	Schematischer Aufbau des Gitterhalters . . . . .	79
4.15	Konstruktionszeichnung des Ringspiegels . . . . .	80
4.16	Detektorzeile mit pyroelektrischen Elementen . . . . .	81
4.17	Schematische Übersicht der Verstärkerelektronik . . . . .	81
4.18	Vorprozessierung des ADC Signals . . . . .	82
4.19	Prinzip der Spektrometerstrahljustage . . . . .	84
4.20	Rasterung des Intensitätsprofils der CTR in der Ebene der Gitterstufe $G_0$ . . . . .	86
4.21	Rasterung der CTR Profilschnitte in vertikaler und horizontaler Richtung in den Ebenen von $G_0$ und $G_4$ . . . . .	87
4.22	Wellenlängenkalibration mittels Transmissionsmessung von drei THz Bandpassfiltern	89
4.23	Überprüfung der Wellenlängenkalibration mittels Transmissionsmessung einer LD-PE Folie . . . . .	90
4.24	Intensitätsprofile innerhalb des Spektrometers am Beispiel von $\lambda = 19 \mu\text{m}$ . . . . .	92
4.25	Intensitätsprofile innerhalb des Spektrometers am Beispiel von $\lambda = 237 \mu\text{m}$ . . . . .	93
4.26	Intensitätsprofil im Ringspiegelfokus am Beispiel von $\lambda = 19 \mu\text{m}$ . . . . .	95
4.27	Intensitätsprofil im Ringspiegelfokus am Beispiel von $\lambda = 237 \mu\text{m}$ . . . . .	96
4.28	Geometrische spektrale Intensität pro Detektorkanal am Beispiel der Gitterstufe $G_3$ . . . . .	98
4.29	Effektive spektrale Intensität pro Detektorkanal am Beispiel der Gitterstufe $G_3$ . . . . .	99
4.30	Spektrale Antwortfunktion des Spektrometers . . . . .	100
4.31	Relative spektrale Bandbreite in Abhängigkeit der Zentralwellenlänge . . . . .	101
4.32	Gemessener Formfaktor am Beispiel eines rechteckigen Elektronenpaketes . . . . .	102

4.33	Detektionsvermögen bzgl. des Formfaktors in Abhängigkeit von Ladung am Beispiel von Gauß'förmigen Profilen . . . . .	103
4.34	TDS Einzelschussmessungen der longitudinalen Phasenraumdichte . . . . .	106
4.35	Bestimmung der Stromprofile aus den TDS Messungen . . . . .	107
4.36	Vergleich zwischen den berechneten Formfaktoren der gemittelten TDS Messungen . . . . .	109
4.37	Auswahl nicht verwendeter Spektrometerkanäle . . . . .	110
4.38	Vergleich der TDS und SP4 Messungen auf Formfaktorlevel . . . . .	111
4.39	Extrapolation des gemessenen Formfaktors zur Profilrekonstruktion . . . . .	112
4.40	TDS und SP4 Profilrekonstruktionen mittels der Kramers-Kronig-Relation . . . . .	114
4.41	Formfaktoreinzelschussmessungen . . . . .	116
4.42	Gemessener Formfaktor und Profilrekonstruktion eines kurzen Elektronenpaketes mit geringer Ladung . . . . .	117
4.43	Gemessene Formfaktoren entlang des Pulszuges . . . . .	118
4.44	Gemessener Formfaktor eines unkomprimierten Elektronenpaketes . . . . .	119
A.1	Geometrie von Strahlungsquelle und Beobachtungsebene . . . . .	125
A.2	Spektrale Intensität von Übergangs- und Diffraktionsstrahlung . . . . .	127
A.3	Winkelverteilung von Übergangsstrahlung in der Nahfeldnäherung . . . . .	128
B.1	Übersicht über die CTR beamline . . . . .	132
B.2	Draufsicht der Messstation 17ACC7 . . . . .	133
B.3	Optik der CTR beamline . . . . .	134
B.4	Optischer Weg der Keilfenster bedingten Mehrfachreflexionen . . . . .	134
B.5	Einfluss von Winkel- und Ablagefehler des Elektronenpaketes/Schirmes . . . . .	136
B.6	Emissionscharakteristik der CTR in Abhängigkeit der Energie und Elektronenstrahlgröße . . . . .	137
B.7	Relative spektrale Intensität in Abhängigkeit der Elektronenstrahlgröße . . . . .	138
B.8	Spektrale Intensität im Fokus von CTR und CDR . . . . .	139
B.9	Spektrale Transmission im Fokus von CTR und CDR . . . . .	139
B.10	Spektrales Intensitätsverhältnis im Fokus von CTR zu CDR . . . . .	140
B.11	Transmission der CTR entlang der Optikelemente . . . . .	141
B.12	Horizontales und vertikales Strahlprofil im Fokus von CTR und CDR . . . . .	142
B.13	Horizontale und vertikale Strahlgröße von CTR und CDR in Abhängigkeit der Distanz zum letzten Spiegel . . . . .	143
C.1	Ersatzschaltbild eines ladungssensitiven Vorverstärkers . . . . .	146
C.2	Signalpegel der Verstärkerelektronik in Abhängigkeit der Zeitkonstanten . . . . .	147
C.3	Schematischer Aufbau der pyroelektrischen Elemente . . . . .	148
C.4	Gemessene und extrapolierte spektrale Empfindlichkeit des pyroelektrischen Detektors vom Typ X004 . . . . .	149
C.5	Einfluss der Schwarzschrift auf das Detektorsignal . . . . .	150
C.6	Signalkorrektur $K_f$ durch die Schwarzschrift von X009 . . . . .	150
C.7	Modellanpassung der spektralen Empfindlichkeit von X009 . . . . .	152
C.8	Gemessene Kapazität der Einzelelemente der im Spektrometer verwendeten Detektorzeilen . . . . .	152

C.9	Relative Empfindlichkeitsänderung des Detektors X009 in Abhängigkeit der Schichtdicke . . . . .	153
C.10	Gemessene und extrapolierte spektrale Empfindlichkeit des pyroelektrischen Detektors vom Typ X009 . . . . .	154
C.11	Spektrale Detektorsensitivität X009 . . . . .	154
D.1	Schematische Funktionsweise der TDS . . . . .	155
D.2	Systematische Fehler der TDS Messung durch intrinsische Korrelationen . . . . .	157
D.3	Schematischer Aufbau der TDS Instrumentierung bei FLASH . . . . .	158
D.4	TDS Messung der longitudinalen Phasenraumdichte . . . . .	159
D.5	Gemessene longitudinale Stromverteilung und berechneter longitudinaler Formfaktor	160

# Tabellenverzeichnis

1.1	Elektronenpaketparameter von FLASH . . . . .	17
1.2	Übersicht der bestehenden Systeme der longitudinalen Diagnostik von FLASH . . . . .	19
3.1	Eigenschaften der Verstärkerelektronik der Kompressionsmonitore . . . . .	43
3.2	Nominale Elektronenstrahlparameter für die Position 9DBC2 und 4DBC3 . . . . .	46
3.3	BCM Simulationsparameter und -intervalle der CDR . . . . .	46
3.4	Anpassungsparameter der absoluten Detektorpositionen . . . . .	51
4.1	Gitterparameter . . . . .	68
4.2	Charakteristik der Verstärkerelektronik . . . . .	82
4.3	Ergebnisse der Transmissionsmessung von THz Bandpassfiltern . . . . .	88
4.4	FLASH Parameter für den TDS-SP4 Vergleich . . . . .	104
B.1	Nominale Elektronenstrahlparameter in der Sektion 17ACC7 . . . . .	137



# Einleitung

Die Manipulation von geladenen Partikeln in Teilchenbeschleunigern findet Anwendung in zahlreichen Gebieten, von der Erforschung und dem Verständnis der fundamentalen Kräfte und den elementaren Bausteinen der Natur über die Bestimmung von komplexen atomaren, molekularen und kristallinen Strukturen bis hin zu Bestrahlungstherapien in der Medizin.

Die Leistungsfähigkeit hängt entscheidend von den intrinsischen Eigenschaften der beschleunigten Teilchenstrahlen ab. Diese gilt es zu verstehen, kontrolliert zu verändern und letztendlich auf die spezielle Anwendung hin zu optimieren. Hierfür müssen geeignete Messinstrumente zur Verfügung stehen, deren Weiter- und Neuentwicklung durch die Evolution der Beschleuniger bestimmt ist.

Ein Beispiel sind *high-gain* Freie-Elektronen Laser (FEL), die im hohem Maße monochromatische, sehr intensive und extrem kurze Photonpulse mit stufenlos durchstimmbaren Wellenlängen von wenigen Nanometern bis Bruchteilen von Angström ( $10^{-10}$  m) erzeugen. Diese von konventionellen Lasern bekannten Strahlungseigenschaften bieten einem überaus breiten wissenschaftlichen Umfeld neue Möglichkeiten der Strukturanalyse und Untersuchung nicht linearer Prozesse auf molekularer Ebene mit einer Zeitauflösung von wenigen Femtosekunden ( $10^{-15}$  s).

Erstmals wurde solche Strahlung im weichen Röntgenbereich mit dem Freie-Elektronen Laser in Hamburg (FLASH) [ABB<sup>+</sup>02] und im harten Röntgenbereich mit der Linear Coherent Light Source (LCLS) [EAA<sup>+</sup>10] realisiert. Beide FELs basieren auf dem Prinzip der self-amplified spontaneous emission (SASE) [KS80, BPN84]: Hochrelativistische Elektronenpakete erzeugen in einer Abfolge von alternierenden magnetischen Dipolmagneten (Undulator) spontane Synchrotronstrahlung [EGLP47, Sch49], die auf das Elektron zurückwirkt und eine resonante longitudinale Selbstmodulation der Elektronendichte beim einmaligen Passieren des Undulators hervorruft. Der FEL wirkt dabei als ein schmalbandiger Verstärker, welcher aus dem statistischen Rauschen der Elektronenverteilung eine bestimmte Frequenz resonant selektiert. Diese Mikrostrukturierung emittiert kohärente Strahlung mit Wellenlängen in Harmonischen der Modulationsperiode [MT10, HK07, SDR08].

Der FEL Prozess benötigt Elektronenpakete, die eine konstant hohe dreidimensionale Teilchendichte entlang des Undulators und gleichzeitig eine geringe relative Impulsbreite bei hochrelativistischen Energien aufweisen. Um die Elektronen mit Spitzenströme von mehreren Kiloampere und wenigen Femtosekunden Länge mittels heutiger Hochfrequenzlinearbeschleuniger zu erzeugen, werden die millimeterlangen Elektronenpakete mit moderater Dichte zunächst auf relativistische Geschwindigkeiten beschleunigt, bei denen die repulsiven Coulombkräfte stark reduziert und relative Bewegungen in Flugrichtung eingefroren sind. In einem weiteren Schritt werden die Pakete in magnetischen Schikanen longitudinal gestaucht. Kompressionsfaktoren von mehr als 100 lassen nicht lineare Raumladungseffekte dominieren und setzen eine hohe Genauigkeit und Stabilität der Amplituden und Phasen der beschleunigenden Felder voraus.

Evident ist ein Nutzen einer longitudinalen Elektronenpaketdiagnostik, die den Ist-Zustand der Kompression feststellt und auf dessen Ergebnis (gegebenenfalls in Hinblick auf die Nutzerexperimente) den Beschleuniger in den Soll-Zustand versetzt. Dabei sollten auf Grund von Schwankungen der Maschineneinstellung Messungen möglichst im Einzelschuss, d.h. die Bestimmung der longitudinalen Parameter an einem einzelnen femtosekundenlangen Elektronenpaket, durchgeführt werden. Hierfür wurden spezielle und sehr unterschiedliche Methoden entwickelt.

Mittels Hochfrequenzfeldern in Resonatoren oder Wellenleitern kann die longitudinale Koordinate in eine einfach zugängliche transversale Koordinate direkt abgebildet werden [Xia12]. Ein bewährtes Verfahren bedient sich transversal ablenkenden Strukturen (TDS [ALL64]), die einen positionsabhängigen Impuls auf das Elektronenpaket prägen, welches entlang einer Driftstrecke transversal aufschert. In Kombination mit dispersiven Ablenkmagneten kann die longitudinale Phasenraumdicke bestimmt werden [ABEK01]. Der zeitliche Messbereich kann einfach über die eingespeiste Leistung dynamisch variiert werden. Auflösungen von unter 10 fs (RMS) wurden demonstriert [BGG<sup>+</sup>12]. Diese Genauigkeit ist mit hohen Kosten der Infrastruktur für Modulator, Wellenleiter und transversal ablenkende Struktur verbunden. Zudem werden zur Diagnose Schirmstationen verwandt, welche das untersuchende Elektronenpaket für den FEL Prozess unbrauchbar machen. Bestrebungen werden unternommen, diese Technik nach den Undulatoren einzusetzen. Überdies kann der FEL bedingte Energieverlust entlang des Elektronenpaketes mit einer zeitlichen Auflösung von 1 fs (RMS) bestimmt und somit das zeitliche Intensitätsprofil des FEL Photonpulses rekonstruiert werden [DBE<sup>+</sup>11].

Ein anderes Messprinzip ist die elektrooptische Abtastung [vTTM<sup>+</sup>08]. Hierbei induziert das transversale Coulombfeld in einem elektrooptischen Kristall Doppelbrechung (Pockelseffekt), welche die Polarisationsrichtung eines kopropagierenden Laserstrahls linear zur Feldstärke und somit linear zur Elektronendichte rotieren lässt. Dabei kann die longitudinale Dichteverteilung spektral, räumlich oder zeitlich in einem einzelnen Laserpuls kodiert und mit einem Polarisationsfilter detektiert werden. Die derzeit beste erreichte Auflösung beträgt ca. 50 fs (RMS) [BGJ<sup>+</sup>07] und ist bisher durch Phononenresonanzen der verwendeten Kristalle begrenzt. Durch die Ausdehnung des Coulombfeldes reicht es aus, den Kristall nahe der Strahlachse zu platzieren. Somit beeinflusst diese Diagnostik den Elektronenstrahl kaum und kann parallel zum FEL Betrieb genutzt werden.

Beide Techniken transferieren das direkte, zeitliche Profil im Einzelschuss in zugänglichere Messgrößen. Nachteil beider ist, schnelle Fluktuationen im Stromprofil von hochrepetitiven FELs, wie z.B. FLASH [AAA<sup>+</sup>07], nicht in Echtzeit vermessen zu können. Meist werden hierfür Flächen- oder Zeilenkameras als Detektoren verwendet, die momentan nur mit einer vergleichsweise geringen Wiederholrate von einigen 10 Hz konstant ausgelesen werden können.

Eine weitere Möglichkeit ist die Detektion von kohärenter elektromagnetischer Strahlung, die von relativistischen Elektronenpaketen emittiert wird. Eine Vielzahl von unterschiedlichen Prozessen kommen zur Anwendung wie z.B. parasitäre Synchrotronstrahlung in Ablenkmagneten oder invasive Übergangsstrahlung [GF46]. Die räumliche Struktur des Elektronenpaketes ist indirekt in deren spektralen Zusammensetzung (Amplitude und Phase) kodiert. Schon Mitte des letzten Jahrhunderts vorhergesagt [Sch45, Sch46], wurde erstmals kohärente Synchrotronstrahlung im Tohoku



Linearbeschleuniger im Millimeterwellenlängenbereich detektiert und zur Bestimmung der Elektronenpaketlänge verwandt [NON<sup>+</sup>89]: Im Vergleich zu kurzen Wellenlängen, auf deren Skala Teilchen im Elektronenpaket statistisch verteilt sind, interferieren Partialwellen mit einer Periode, die größer als lokale und globale Strukturen ist, konstruktiv bzw. kohärent. Die Intensität wächst quadratisch mit der Anzahl der Elektronen. Da viele Elektronen in einem Paket kollimiert sind, ist die kohärente Strahlungsenergie im Vergleich zur Inkohärenten um bis zu Größenordnungen erhöht. Wird die longitudinale Ausdehnung des gesamten Elektronenpaket verändert, verschiebt sich die Grenzwellenlänge, ab welcher Strahlung kohärent emittiert wird. Mathematisch ist die kohärente Emission über die Fouriertransformierte der Ladungsverteilung verknüpft. Mit Elektronenpaketlängen von Millimetern bis wenigen Mikrometern müssen Infrarotdetektoren benutzt werden.

Die einfachste Methode ist die Messung der integralen kohärenten Strahlungsintensität. Eine reduzierte Elektronenpaketlänge geht mit dem Anwachsen der Gesamtintensität einher. Solche Monitore werden in FELs eingesetzt, um mit nicht invasiven Strahlungsprozessen relative Kompressionsänderungen zu detektieren [Gri07, LBE<sup>+</sup>07] und Phasen der Hochfrequenzbeschleunigermodule zu regeln [ADE<sup>+</sup>08, LAF<sup>+</sup>10]. Zur Bestimmung der longitudinalen Teilchendichte ist die Methode nicht geeignet, da Substrukturen nicht aufgelöst werden können. Mittels anderer zur Verfügung stehender Instrumente kann jedoch eine Kalibration bzgl. der Gesamtlänge durchgeführt werden.

Einen tieferen Einblick geben spektralaufösende Techniken, welche die Grenzwellenlänge bzw. den Absolutbetrag der Fouriertransformierten detektieren. Durch die Bestimmung der Intensität geht die Phaseninformation durch den Messprozess verloren und zerstört so die Eindeutigkeit der Rücktransformation vom Frequenz- in den Ortsraum. Die longitudinale Verteilung kann nur indirekt bestimmt werden. Mit der Anwendung [LS94] der Kramers-Kronig-Relation auf dieses Eindeutigkeitsproblem wurde erstmals versucht Profile zu rekonstruieren [LHS94]. Zwei fundamentale Probleme treten jedoch in Erscheinung: Zum einen liefert die Rekonstruktion nicht unbedingt das wirkliche Profil, zum anderen fordert der Algorithmus eine Messung des kohärenten Spektrums über einen sehr weiten Wellenlängenbereich. Mehrere Messmethoden werden angewandt:

Eine Art ist die Interferometrie kohärenter Strahlung [TW06]. Interferometer werden sowohl mit invasiver Übergangsstrahlung [MRH<sup>+</sup>98, MBHP06, TKFKo8], als auch mit parasitär nutzbarer Synchrotronstrahlung [FG05, ECJ<sup>+</sup>06] betrieben. Die Bestimmung der zeitlichen Autokorrelation (und hieraus der Fouriertransformierten), indem mit einem Polarisator die Strahlung getrennt, mit einer Weglängendifferenz einseitig verzögert und wiederum kombiniert wird, geschieht jedoch über mehrere Einzelmessungen und ist nicht im Stande schnelle Kompressionsänderungen zu erkennen. Dieser Nachteil kann mit einer räumlichen Autokorrelation aufgehoben werden, bei der ein einzelner THz Strahlungspuls geteilt und unter kleinem Winkel anschließend überlagert wird. Neue Instrumente zur Messung dieses erzeugten Interferenzmusters wurden für Übergangsstrahlung erfolgreich getestet [SES<sup>+</sup>10, TATK<sup>+</sup>12], erreichen aber noch keine ausreichende Auflösung.

Einen unmittelbaren Zugriff auf das Intensitätsspektrum der kohärenten Strahlung ermöglichen Spektrometer. Zurzeit werden Prismenspektrometer entwickelt [BFF<sup>+</sup>11], die ein Wellenlängenintervall von 1 bis 40  $\mu\text{m}$  simultan abdecken und somit sehr kurze Elektronenpakete vermessen können. Bewährt haben sich vor allem Gitterspektrometer, welche durch die Skalierung der Gitterperiode

nicht inhärent auf einen Wellenlängenbereich (z.B. durch das Material des Primas) limitiert sind und eine hohe Wellenlängenauflösung bieten. Für extrem kurze Elektronenpakete kann auf kommerzielle Gitterspektrometer im optischen und nahinfraroten Wellenlängenbereich zurückgegriffen werden. So konnten mit einem Laserplasmabeschleuniger Paketlängen von weniger als 2 fs (RMS) Dauer gemessen werden [LLR<sup>+</sup>11]. Allerdings ist der überdeckte Wellenlängenbereich eines einzelnen Gitters unzureichend [WSY<sup>+</sup>02], wenn ein großer dynamischer Bereich durch eine variable Kompression der Elektronenpakete oder eine verlässliche Profilrekonstruktion gefordert wird. Die Aufnahme des Intensitätsspektrums mittels sukzessiven Wechsels der Gitter mit unterschiedlicher Periode würde die Prämisse der Einzelschussmessung verletzen. In [DHo8] wurde eine Konfiguration gefunden, bei der Reflexionsgitter ein mit der Periode skalierendes Wellenlängenintervall mit hoher Effizienz aufspalten und als Tiefpassfilter für die direkt reflektierte Strahlung wirken. Eine Kaskade aufeinander abgestimmter Gitter umgeht somit die Einschränkung des gleichzeitig überdeckten Wellenlängenbereiches. Für zwei aufeinander folgende kaskadierte Gitter wurde im Bereich von 10 – 300  $\mu\text{m}$  das Prinzip demonstriert. Als Detektoren kommen einzelne pyroelektrische Elemente zu Einsatz, welche mit einer schnellen Verstärkerkette versehen, in Mikrosekundenabständen folgende Elektronenpakete diskriminieren können.

In dieser Arbeit sollen Elektronenpakete von FLASH mittels kohärenter Strahlung in ihren longitudinalen Eigenschaften absolut vermessen werden. Diese werden mit einer Repetitionsrate von mehreren Kilo- bis Megahertz erzeugt, beschleunigt und auf eine Länge von 10 bis 100  $\mu\text{m}$  komprimiert. Zum einen wird untersucht inwieweit die FLASH Kompressionsmonitore die absolute Elektronenpaketlänge bestimmen können. Da diese Diffraktionsstrahlung detektieren, wird es ermöglicht parallel zum FEL Betrieb diese Information den Operateuren und Nutzern zur Verfügung zu stellen. Zum anderen wird ein kaskadiertes THz Reflexionsgitterspektrometer entworfen, gebaut und charakterisiert, das einen für FLASH relevanten Wellenlängenbereich abdeckt. So können Änderung in der Elektronenpaketstruktur in Echtzeit erfasst und vertrauenswürdige Profilrekonstruktion mittels der Kramers-Kronig-Relation getätigt werden. Die Studien werden mit Übergangsstrahlung durchgeführt.

In Kapitel 1 wird ein kurzer Überblick über die Beschleunigeranlage FLASH, das Prinzip der Elektronenerzeugung, -beschleunigung und -kompression und der existierenden longitudinalen Diagnostik gegeben. Der theoretische Hintergrund der verwendeten kohärenten Strahldiagnostik wird in Kap. 2 diskutiert. Kap. 3 beschreibt den Aufbau, die Modellierung und die absolute Kalibration der Kompressionsmonitore. Das Konzept, die explizite Realisierung des Aufbaus, die Simulation, die Kalibration des Spektrometers und der abschließende Vergleich mit Messungen der TDS ist in Kap. 4 detailliert ausgeführt. Nach der Zusammenfassung sind zusätzliche Informationen über die genutzte Übergangs- und Diffraktionsstrahlung (Anh. A), der Strahltransferleitung des Spektrometers (Anh. B), der verwendeten pyroelektrischen Detektoren (Anh. C) und der TDS als komplementäre longitudinale Diagnostik (Anh. D) gegeben.

# 1 Freie-Elektronen Laser in Hamburg

Die TESLA test facility (TTF) wurde 1995 als Testanlage des Teilchenlinearbeschleunigers TESLA (TeV-energy superconducting linear accelerator) [RSTW01] für die supraleitenden Beschleunigermodule und den darin integrierten FEL [DES95, Ros96] konzipiert. Eine kurze historische Abhandlung ist in [Sch10] gegeben. TTF erzeugte im Oktober 2000 erstmals SASE Strahlung im Ultraviolettbereich bei 109 nm [AAA<sup>+</sup>00, Ros01, ABB<sup>+</sup>02]. In Hinblick auf den Betrieb als Nutzeranlage wurde TTF 2004 erweitert und in TTF2 umbenannt. Im August 2005 wurde die Anlage offiziell Experimentatoren zur Verfügung gestellt. Während zweifacher Namensänderung in VUV-FEL (vacuum ultra-violet free-electron laser) und im April 2006 in FLASH (Freie-Elektronen Laser in Hamburg) wurde die Wellenlänge durch stetigen Upgrade reduziert [ABB<sup>+</sup>06, AAA<sup>+</sup>07, HFS08, SFF<sup>+</sup>10]. Weiterhin dient FLASH als Entwicklungsplattform für den ILC (international linear collider) [BOW07] und den europäischen XFEL [ABC<sup>+</sup>06] in Hamburg, nachdem TESLA als Hochenergiebeschleuniger 2003 verworfen wurde.

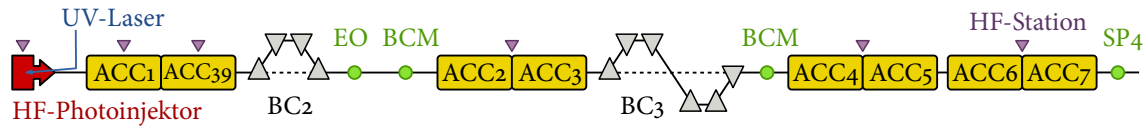
Heute bietet FLASH den Experimentatoren Photonpulse im Wellenlängenbereich in der Fundamentalen von 4.1 bis 45 nm bei Pulsdauern von wenigen zehn Femtosekunden und Pulsenergien bis zu mehreren hundert Mikrojoule an.

Vom prinzipiellen Aufbau unterscheidet sich FLASH nicht von anderen im Betrieb befindlichen high-gain FELs: 1.) Erzeugung, Beschleunigung und Kompression der Elektronenpakete; 2.) Erzeugung der Röntgenstrahlung mittels Undulatoren; 3.) Transport und Verteilung der Strahlung zu den einzelnen Experimentierstationen. An Hand von FLASH werden die grundlegenden und für diese Arbeit relevanten Mechanismen diskutiert und auf die speziellen Eigenschaften dieses Beschleunigers eingegangen. Es wird die Nomenklatur des Kontrollsystems für die Einzelkomponenten verwendet. Diese sind teilweise historisch bedingt.

Grundlegende Begriffe und Konzepte der Beschleunigerphysik, wenn diese nicht ausdrücklich dargestellt oder referenziert werden, sind z.B. in [Wie98, CT99] zu finden.

## 1.1 Übersicht

FLASH, der sich über eine gesamt Länge von ca. 300 m erstreckt, kann in drei Teile unterteilt werden: Der Linearbeschleuniger, die Undulatorsektion und der Experimentierkomplex. Hier wird eine kurze Übersicht über die beiden ersten Teile gegeben. Informationen zur Charakterisierung der Strahlung und Verteilung dieser auf unterschiedliche Messplätze sind unter [Fel10] zu finden.



**Abbildung 1.1:** Übersicht über den Linearbeschleuniger von FLASH: Die wichtigsten Komponenten sind der Photokathodenlaser, der HF-Photoinjektor, die 1.3 GHz Beschleunigungsmodule ACCx, das 3. harmonische Modul ACC39, die zugehörigen HF Stationen und die zwei magnetischen Schikanen BC. Zusätzlich sind die Positionen der Kompressionsmonitore BCM (Kap. 3), des elektrooptischen Monitors EO (Abs. 1.5.1) und des THz Spektrometers SP4 (Kap. 4) angegeben, die die longitudinalen Elektronenstrahleigenschaften diagnostizieren.

### 1.1.1 LINAC-Sektion

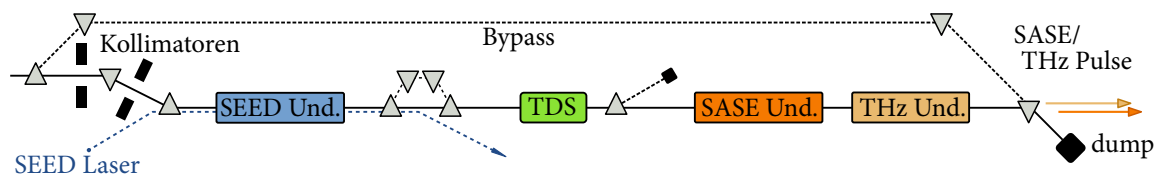
Der schematische Aufbau der Sektion des Linearbeschleunigers LINAC (linear accelerator) ist in Abb. 1.1 gezeigt. Über ein gepulsten ultravioletten Laser werden auf einer Cs<sub>2</sub>Te Photokathode im HF-Injektor (Abb. 1.3) Elektronenpakete (electron bunch) erzeugt und in dem integrierten  $1\frac{1}{2}$  zelligen normalleitenden Resonator auf eine Energie von 4.5 MeV beschleunigt. Das 1.3 GHz supraleitende TESLA Beschleunigungsmodul ACC1 [ABB<sup>+</sup>00] und das 3. harmonische supraleitende Modul ACC39 [EBH10] erhöhen die Energie der Elektronenbunche auf 150 MeV und prägen auf diese gleichzeitig einen Energiegradienten (chirp) entlang der longitudinalen Position. Dieser Chirp wird anschließend in der magnetischen Schikane BC2 [Caso4] (bunch compressor) in einen relativen Weglängenunterschied transformiert, so dass die Elektronenpakete in Flugrichtung gestaucht werden. In den zu ACC1 ähnlichen Modulen ACC2 und ACC3 wird die Energie auf 450 MeV erhöht und der Chirp verstärkt. Der Kompressor BC3 [Caso4] verkürzt die Bunche auf die endgültige Länge; die Module ACC4-7 beschleunigen die Elektronenpakete auf die finale Energie, welche je nach Wellenlänge des FEL Pulses zwischen 500 und 1200 MeV variiert.

### 1.1.2 Undulatorsektion

Die Undulatorsektion, die sich direkt dem LINAC anschließt, ist in Abb. 1.2 dargestellt. Zwei Wege sind möglich: 1.) Über einen Bypass können die Elektronenpakete ohne eine Gefahr für die Undulatoren direkt in einen Absorber (dump) geleitet werden. 2.) Über ein Kollimatorpaar, das die transversale Position und die Energie des Strahls mittels des Strahlversatzes in einer magnetischen Schikane (Jargon dogleg) definiert [Scho1], passieren die Elektronenpakete alle Undulatoren und werden in den Dump gelenkt.

Drei Undulatorgruppen zur Erzeugung von kohärenter Synchrotronstrahlung unterschiedlicher Wellenlängen sind in FLASH vertreten:

**SASE Undulatoren** Den Kern bilden die sechs planaren Undulatoren [Pflo0] mit einer Länge von jeweils 4.5 m, einer Undulatorperiode von 27.3 mm und einem festen Polschuhabstand der Permanentmagnete von 12 mm. Der Undulatorparameter beträgt 1.23. Nur über die Elektronenstrahlenergie ist es möglich gemäß der Undulatorresonanzbedingung [HK07] die Wellenlänge der SASE Strahlung zu variieren.



**Abbildung 1.2:** Übersicht über die FLASH Undulatorsektion: Die wichtigsten Komponenten sind die Kollimatoren, das sFLASH Experiment mit den SEED Undulatoren, die transversal ablenkende Struktur TDS (Anh. D) zur longitudinalen Elektronenstrahldiagnose, die SASE Undulatoren, der THz Undulator und der Elektronendump. Die erzeugten VUV und THz Pulse werden weiter in die FLASH Experimentierhalle transportiert. Für spezielle Experimente kann ein Bypass verwendet werden, so dass die Undulatoren geschützt sind.

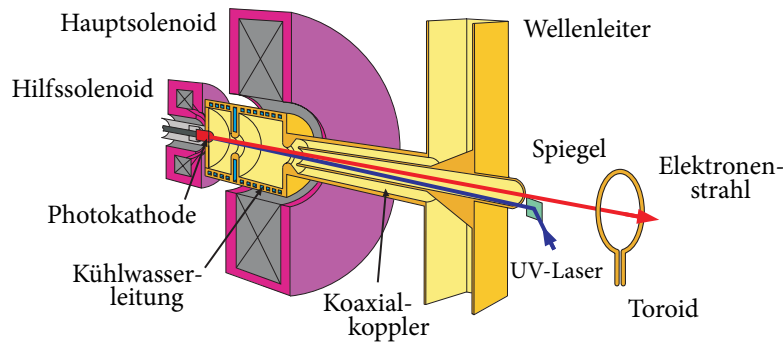
**THz Undulator** Dieser Undulator ist ein planarer elektromagnetischer Undulator [GMC<sup>+</sup>07] mit einer Periodenlänge von 40 cm, einer Gesamtlänge von 4.56 m und einem Polschuhabstand von 40 mm. Durch Änderung des Magnetstroms ist der Undulatorparameter von 1 bis 44 stufenlos einstellbar, was den minimal möglichen Wellenlängen von 200  $\mu\text{m}$  (bei 500 MeV) bis 35  $\mu\text{m}$  (bei 1.2 GeV) entspricht. Da ein Elektronenpaket auch die SASE Undulatoren durchläuft, ist der THz Puls intrinsisch mit dem VUV Puls auf 5 fs [FWG<sup>+</sup>09] synchronisiert. Somit sind Anregung-Abfrage-Experimente mit hoher Zeitaufösung möglich. Die Trennung beider Pulse und deren Transport in die Experimentierhalle ist in [GBC<sup>+</sup>08] beschrieben. Überdies kann der Undulator zur Elektronenstrahldiagnostik [GSSY03, Wilo8] und zur VUV Pulsformcharakterisierung mittels *THz streaking* [FWG<sup>+</sup>09] oder der Methode des *optical afterburner* [SSY10] verwendet werden.

**SEED Undulatoren** Als parasitär geplantes Experiment wurde sFLASH zwischen dem Dogleg und den SASE Undulatoren aufgebaut [BAB<sup>+</sup>10, MAA<sup>+</sup>11]. Anstatt die longitudinale Selbstmodulation aus der spontanen Undulatorstrahlung entstehen zu lassen, soll der Verstärkungsprozess mit einem externen Laser gestartet werden (seeding). Erstmals wurde im April 2012 [DES12] Lasing bei einer Wellenlänge von 38 nm nachgewiesen.

## 1.2 Erzeugung von Elektronenpaketen

Im HF-Photoinjektor [SDRo8] werden Elektronenpakete über den Photoeffekt erzeugt und im Resonator auf relativistische Energien beschleunigt. Der kompakte Aufbau ist in Abb. 1.3 dargestellt. Eigenschaften, die der FEL Prozess an den Elektronenstrahl fordert, namentlich die Emittanz, die Größe des eingenommen sechsdimensionalen Phasenraumes in Ort und Impuls, sowie die Bunchladung, werden hier festgelegt.

Nach der Erzeugung der Photoelektronen an der Vorderseite der Kathode, wirken sofort repulsive Raumladungskräfte durch das Coulombfeld der Einzelelektronen, welche den Strahl räumlich aufblähen und die Emittanz bzw. das Phasenraumvolumen anwachsen lassen. Folgende Mechanismen wirken dem entgegen:

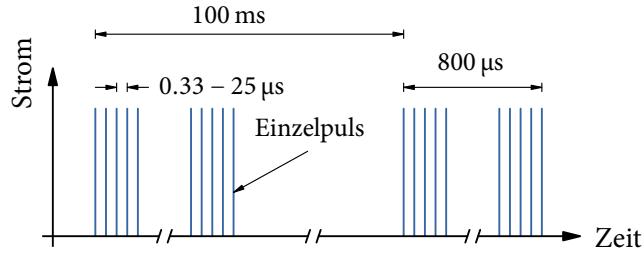


**Abbildung 1.3:** Schematischer Aufbau des FLASH HF-Photoinjektors (mit freundlicher Genehmigung von K. Flöttmann): Der gepulste UV Photokathodenlaserstrahl wird über einen im Vakuum befindlichen Spiegel unter kleinem Winkel auf die  $\text{Cs}_2\text{Te}$  Photokathode gebracht und löst Elektronen aus der Oberfläche. Die Kathode ist in einem 1.3 GHz normalleitenden Kupferresonator eingebettet, welcher die Elektronen auf 4.5 MeV beschleunigt. Hinzukommen Hohlleiter für die Hochfrequenzversorgung, zwei Solenoidmagnete zur transversalen Fokussierung, sowie Temperatursensoren (nicht zu sehen) in der Resonatoriris und der integrierten Wasserkühlung.

1. Durch eine sofortige Beschleunigung der Elektronen im integrierten Resonator auf nahezu Lichtgeschwindigkeit  $c$  ( $\gamma \approx 10$ ), werden zum einen longitudinale Bewegungen eingefroren. Zum anderen werden transversale repulsive Kräfte um das Quadrat des relativistischen Gammafaktors ( $\gamma^{-2}$ ) reduziert [SDR08].
2. Raumladungskräfte skalieren mit der dreidimensionalen Elektronendichte. Reduktion der Gesamtladung  $Q$  durch Reduktion der Laserleistung und/oder Veränderung der Laserstrahlgröße auf der Photokathode mindern deren Stärke.
3. Die Zunahme des Strahlquerschnittes wird mit dem Magnetfeld des Hauptsolenoids kompensiert. Das inhomogene Feld, resultierend aus der endlichen Magnetlänge, fokussiert den Strahl transversal.

Ein Optimum von HF-Leistung, Phasenlage des Elektronenpaketes bzgl. der HF-Welle im Resonator, Solenoidströme, Querschnittsgröße und absolute Position des Lasers auf der Kathode, Laserleistung und Laserpulsform ergibt die minimale Emittanz. In [LSC<sup>+</sup>06] wurde eine transversale, normierte, projizierte Emittanz  $\varepsilon_{n,p}$  mit weniger als 2 mm mrad bestimmt. Die Bunchladung variiert zwischen 150 pC und 1 nC. Das Laserpulsprofil auf der Kathode ist transversal zylindrisch (flat-top) und longitudinal Gaußförmig mit einer Länge von 5.3 ps bzw. 1.6 mm (RMS). Dies überträgt sich z.B. bei  $Q = 0.25$  nC zu einem Spitzenstrom von 15 A vor BC2 und einer Länge von 4.8 ps bzw. 1.4 mm (RMS), siehe linke Spalte in Abb. 1.8. Zu höheren Ladungen elongiert der Bunch. Der für den FEL Prozess erforderliche Strom von mehr als 1 kA wird durch die Kompression der Elektronenpakete erreicht, Abschnitt 1.4.

Die zeitliche Pulsstruktur, welche in Abb. 1.4 dargestellt ist, ergibt sich aus der Dauer des HF-Pulses  $t_{\text{HF}} = 800 \mu\text{s}$  bei einer Wiederholrate  $f_{\text{makro}}$  von 10 Hz. Innerhalb dieser Zeitspanne folgen die einzelnen Elektronenpakete aufeinander. Die Repetitionsrate  $f_{\text{mikro}}$  ist durch den Photokathodenla-



**Abbildung 1.4:** Zeitliche Pulsstruktur von FLASH (adaptiert von [Löho9]): Das Füllmuster besteht aus bis maximal  $t_{\text{HF}} = 800 \mu\text{s}$  langen Pulszügen mit einer Repetitionsrate  $f_{\text{makro}}$  von 10 Hz. Jeweils ein Pulszug unterteilt sich in Einzelpulsen, den Elektronenpaketen. Sie haben einen variablen zeitlichen Abstand von typischerweise  $1 \mu\text{s}$  bzw.  $f_{\text{mikro}} = 1 \text{ MHz}$ ,  $3 \text{ MHz}$ , sowie  $500$ ,  $250$ ,  $100$  und  $40 \text{ kHz}$  sind ebenfalls verfügbar.

ser gegeben und diskret variabel. Typischerweise wird FLASH bei  $1 \text{ MHz}$  betrieben, so dass bis zu  $800$  Elektronenpakete pro HF-Puls produziert und beschleunigt werden können.

### 1.3 Beschleunigung von Elektronenpaketen

Nach der Resonanzbedingung [HKo7] muss die Energie der Elektronenpakete auf mehrere hundert MeV gehoben werden, um mit den SASE Undulatoren Strahlung im Wellenlängenbereich um  $10 \text{ nm}$  erzeugen zu können. Zusätzlich werden Raumladungskräfte gemindert, die die Strahleigenschaften verschlechtert. Überdies bewirkt die Beschleunigung eine Verkleinerung des absoluten transversalen Phasenraumes, entsprechend wird der Strahlquerschnitt

$$\sigma_t(s) = \sqrt{\beta(s) \cdot \varepsilon_{n,p} \beta^{-1} \gamma^{-1}} \approx \sqrt{\beta(s) \cdot \varepsilon_{n,p} \gamma^{-1}} \quad (1.1)$$

reduziert. Hierbei bezeichnet  $\beta(s)$  die Beta Funktion entlang der longitudinalen Beschleunigerkoordinate  $s$  und  $\beta$  die Elektronengeschwindigkeit bzgl. der Vakuumlichtgeschwindigkeit  $c$ . Im hochrelativistischen Fall gilt  $\beta \approx 1$ . Die erhöhte transversale Elektronendichte kommt dem FEL Prozess zu Gute.

Die Beschleunigung der Elektronenpakete geschieht in den  $12 \text{ m}$  langen TESLA Beschleunigungsmodulen [ABB<sup>+</sup>00] (ACCs), siehe Abb. 1.1. Ein Modul beinhaltet  $8$  neunzellige Niobresonatoren, welche auf unter  $2 \text{ K}$  gekühlt supraleitend betrieben werden. Die geringe Feldeindringtiefe ins Material, der geringe Widerstand und somit geringere Wärmeverlust ermöglicht einen hohen Feldgradienten über einen langen Zeitraum  $t_{\text{HF}}$  von mehreren Mikrosekunden im Resonator zu erzeugen. Die HF-Frequenz  $f_{\text{ACC}}$  ist  $1.3 \text{ GHz}$ , der maximale Beschleunigungsgradient  $\nabla E$  beträgt bei FLASH im Mittel ca.  $25 \text{ MeV/m}$ .

Der Nettoenergiegewinn  $E_{\text{ACC}}$  auf einer Beschleunigungsstrecke der Länge  $L$  in Abhängigkeit der longitudinalen Position  $z$  ist durch

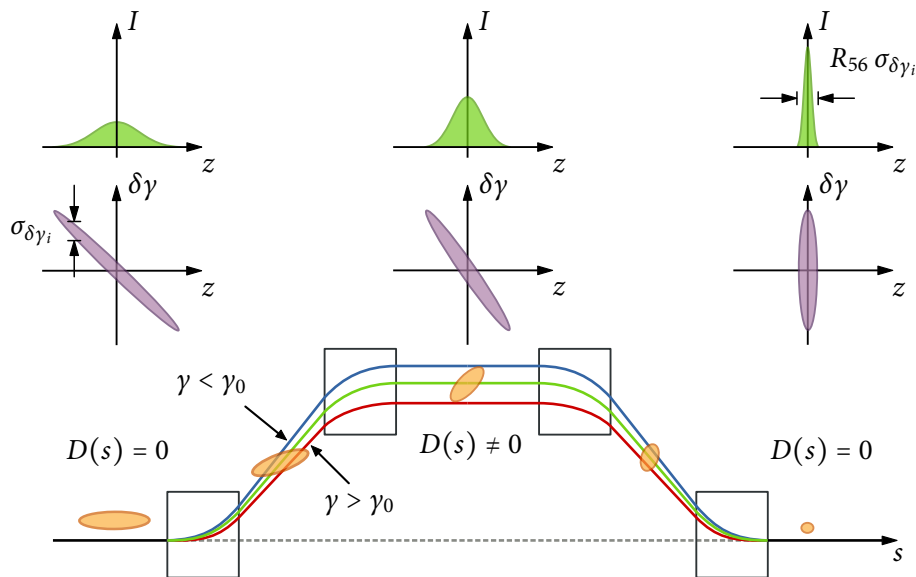
$$E_{\text{ACC}}(z) = L \nabla E \cos\left(\frac{2\pi f_{\text{ACC}}}{c} z + \varphi_{\text{ACC}}\right) \quad (1.2)$$

gegeben und durch die Phasenlage  $\varphi_{ACC}$  des Elektronenpaketschwerpunkts bzgl. des beschleunigenden Feldes bestimmt. Konvention ist  $\varphi_{ACC} = 0$  als Phase des maximalen Energiegewinns  $L \nabla E$  zu definieren. Man spricht in diesem Falle von der *on-crest* Phase oder der *on-crest* Beschleunigung, andernfalls von *off-crest*. Auf Grund der longitudinalen Ausdehnung des Elektronenpaketes ist der Energiezuwachs nach Gl. (1.2) nicht gleichförmig. Dieser Umstand ist essenziell für die Stauchung bzw. Kompression in Flugrichtung. Im Folgenden wird die longitudinale Koordinate  $z$  für die interne Position im Elektronenpaket verwendet.

## 1.4 Kompression von Elektronenpaketen

Raumladungskräfte verbieten es Elektronenpakete zu erzeugen, die schon im HF-Injektor einen Spitzenstrom im Bereich von kA aufweisen, und gleichzeitig diese bis zu den Undulatoren zu transportieren. Um die erforderliche Elektronendichte zu erreichen und den Experimentatoren möglichst kurze Photonenpulse anbieten zu können, werden in den BCs die Pakete longitudinal gestaucht. Die hier verwendete Beschreibung orientiert sich an [DLE05].

Das Prinzip eines Kompressors ist in Abb. 1.5 gezeigt. Ein Sollteilchen mit der Energie  $\gamma_0$  durchläuft eine Solltrajektorie im BC. Teilchen mit einer relativen Energieabweichung  $\delta\gamma$ , definiert durch



**Abbildung 1.5:** Prinzip der Elektronenpaketkompression mittels einer symmetrischen Schikane bestehend aus vier Rechteckdipolmagneten. Ein von vorherigen Beschleunigermodulen aufgeprägter negativer Energiegradient (chirp) entlang der longitudinalen Bunchkoordinate  $z$  wird durch die unterschiedlichen Laufwege in der Schikane in eine effektive Kompression des Elektronenpaketes transformiert. Teilchen mit positivem  $\delta\gamma$  nehmen eine kürzere Trajektorie ein als ein Teilchen mit geringerem Impuls. Dies wird erreicht durch die nicht verschwindende Dispersion  $D(s)$  in der transversalen Ablenkebene innerhalb der vier Dipolmagnete. Die Länge  $\sigma_z$  des Elektronenpaketes wird reduziert, der Spitzenstrom  $I_{\max}$  nimmt zu. Im Falle eines konstanten Chirps  $h(z) = \text{konst.}$  ist die minimale Länge durch die unkorrelierte initiale Energiebreite  $\sigma_{\delta\gamma_i}$  limitiert.



$$\delta\gamma = \frac{\gamma - \gamma_0}{\gamma_0}, \quad (1.3)$$

nehmen andere Bahnen auf Grund der impulsabhängigen Ablenkung ein. Zum Sollteilchen der Energie  $\gamma_0$  ändert sich durch Laufzeitunterschiede die relative longitudinale Position  $\Delta z$ . Diese Verschiebung nach der Schikane ist gegeben durch

$$\Delta z = \eta(\delta\gamma) \delta\gamma = R_{56} \delta\gamma + T_{566} \delta\gamma^2 + \mathcal{O}(\delta\gamma^3). \quad (1.4)$$

Die longitudinale Dispersion ist mit  $\eta$  abgekürzt. Die Größen  $R_{56}$  und  $T_{566}$  sind die Koeffizienten der Taylorentwicklung von  $\Delta z$  nach  $\delta\gamma$  und beschreiben die Stärke der Schikane. In der Praxis ist die relative Energieabweichung ( $\delta\gamma \approx 10^{-3}$ ) klein, so dass Terme ab der zweiten Ordnung in der Regel vernachlässigt werden können.

Die longitudinale lineare Dispersion  $R_{56}$  ist proportional zum Quadrat des Ablenkwinkels  $\alpha$  des Sollteilchens in den Dipolen der Schikane:

$$R_{56} \propto \alpha^2(\gamma_0). \quad (1.5)$$

Elektronen geringerer Energie ( $\delta\gamma < 0$ ) durchlaufen auf Grund der größeren Bahnkrümmung eine längere Wegstrecke als jene mit höherer Energie ( $\delta\gamma > 0$ ). Somit ist das Vorzeichen von  $R_{56}$  nach Gl. (1.4) positiv. Um das Elektronenpaket gesamtheitlich zu stauchen, muss ein monoton abfallender Energiegradient  $h$  mit

$$h(z) = \frac{\delta\gamma(z)}{dz} \quad (1.6)$$

entlang der longitudinalen Koordinate  $z$  aufgeprägt werden. Dies wird mittels einer Beschleunigungsphase  $\phi_{\text{ACC}} > 0$ , Gl. (1.2), erreicht. Teilchen im hinteren Teil des Bunchs schließen während der Passage zu den Vorderen auf.

### 1.4.1 Lineare Näherung

In der linearen Näherung von Gl. (1.4) kann die Kompression mittels des Matrixformalismus als Scherung im longitudinalen Phasenraum  $(z, \delta\gamma)$  beschrieben werden. Die Situation ist in Abb. 1.5 gezeigt. Ein konstanter Chirp ( $h = \text{konst.}$ ) wird entlang der longitudinalen Koordinate  $z$  mittels der Beschleunigungsmodule aufgetragen

$$\delta\gamma(z) = h z + \delta\gamma_i. \quad (1.7)$$

Hierbei beschreibt  $\delta\gamma_i$  den Energiebeitrag eines einzelnen Teilchens, der aus der unkorrelierten initialen Energiebreite  $\sigma_{\delta\gamma_i}$  resultiert. Die Energiebreite ist eine intrinsische Eigenschaft des Elektronenpaketes. Es gilt:  $\langle z \delta\gamma_i \rangle = 0$ .

Nach der magnetischen Schikane ergibt sich die Abbildung:

$$z \mapsto (1 + h R_{56}) z + R_{56} \delta\gamma_i . \quad (1.8)$$

Die gestauchte longitudinale Ausdehnung  $\sigma_z$  des Elektronenpaketes resultiert aus dem zweiten Moment  $\langle z^2 \rangle$ :

$$\sigma_z = \sqrt{(1 + h R_{56})^2 \sigma_{z,0}^2 + R_{56}^2 \sigma_{\delta\gamma_i}^2} . \quad (1.9)$$

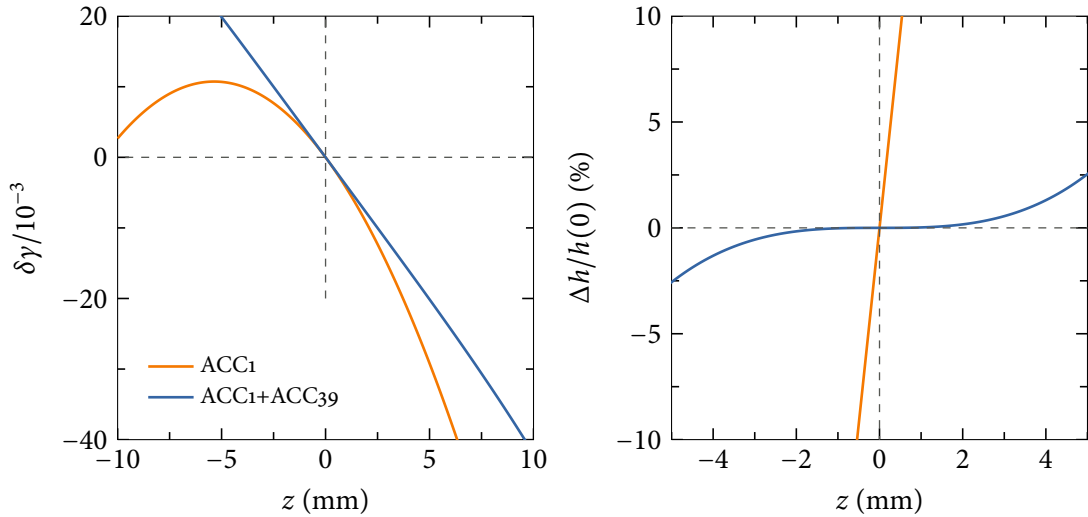
Die Elektronenpaketlänge vor dem BC wird mit  $\sigma_{z,0}$  bezeichnet. Die maximale Kompression ist erreicht, wenn der Term  $1 + hR_{56}$  verschwindet; die minimale Länge ist dann durch die Größe der unkorrelierten Energiebreite  $\sigma_{\delta\gamma_i}$  gegeben. Ist der erste Term dominant, kann der Kompressionsfaktor  $C$  mittels

$$C = \frac{\sigma_{z,0}}{\sigma_z} = \frac{1}{1 + h R_{56}} \quad (1.10)$$

definiert werden. Gilt  $(h R_{56}) < -1$ , wird der Kompressionsfaktor  $C$  negativ, das Elektronenpaket wird überkomprimiert und wird wieder länger.

### 1.4.2 Linearisierung des longitudinalen Phasenraumes

Im Allgemeinen ist der Energiegradient  $h$  nicht konstant, wie in Abs. 1.4.1 angenommen. Durch die Krümmung nach Gl. (1.2) wird der Kompressionsfaktor eine lokale Größe  $C(z)$ .



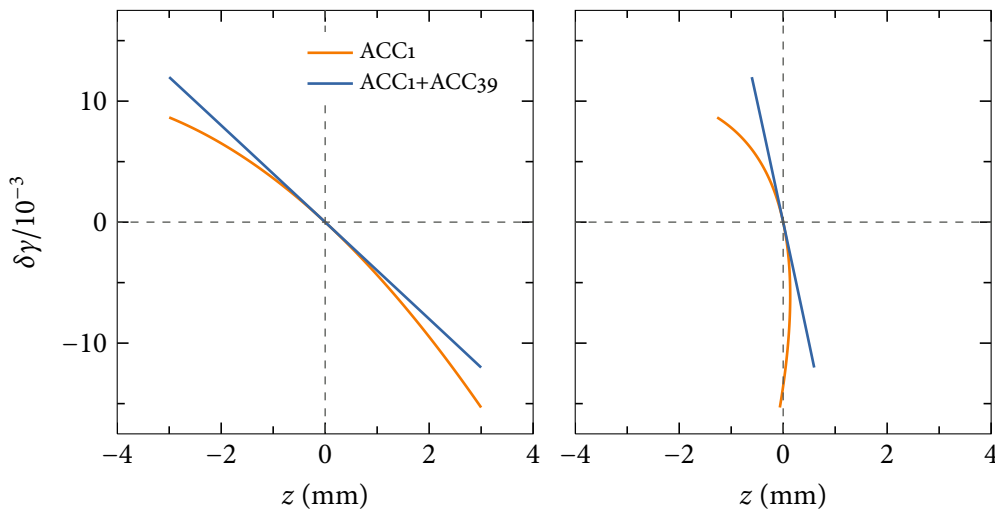
**Abbildung 1.6:** Linearisierung des Energiegradienten  $h$  (Gl. (1.6)) vor BC2. Links: Relative Energieabweichung  $\delta\gamma$  in Abhängigkeit der longitudinalen Koordinate  $z$ . Der zentrale Chirp  $h(0)$  beträgt  $4 \text{ m}^{-1}$ . Rechts: Relative Abweichung der Chirps  $h$  bzgl.  $z = 0$ . Über eine Länge von 8 mm beträgt die Differenz weniger als 2% im linearisierten Fall. Ohne ACC39 steigt  $\Delta h/h(0)$  innerhalb 0.5 mm über 10%.

Mittels einer Superposition zweier Beschleunigungsfelder mit  $f_{ACC}$  und einer höheren Frequenz kann der Gradient auf einem Teil der Periodenlänge  $\lambda_{ACC}$  nahezu linearisiert werden. Bei FLASH befindet sich zwischen ACC1 und BC2 das Modul ACC39 [EBH10], siehe Abb. 1.1. Es ist im Wesentlichen eine um den Faktor 3 skalierte Version des TESLA Moduls mit vier Resonatoren. Die Frequenz ist somit 3.9 GHz.

In Abb. 1.6 ist die Überlagerung beider HF-Wellen bzgl.  $\delta\gamma$  in Abhängigkeit von  $z$  gezeigt und mit der alleinigen Wirkung von ACC1 verglichen. Durch die richtige Wahl von Phasen und Amplituden (hier nicht aufgeführt) kann bei gleichen Gradienten  $h(0)$  die Krümmung nahezu kompensiert werden. Die relative Abweichung des Chirps  $\Delta h/h(0)$  beträgt über eine Länge von 8 mm weniger als 2%, während ohne ACC39 diese innerhalb 0.5 mm über 10% steigt.

Wie sich ACC39 auf den Phasenraum  $(z, \delta\gamma)$  vor und hinter BC2 und auf die Kompression auswirkt, ist in Abb. 1.7 analytisch dargestellt. Ohne das Modul ACC39 ist die relative Energieabweichung  $\delta\gamma$  entlang  $z$  stark negativ gekrümmt, so dass der vordere Teil zunächst komprimiert, dann jedoch überkomprimiert ( $C < 0$ ) und vom hinteren Teil überholt wird. Es entsteht im vorderen Teil eine hohe Elektronendichte, gefolgt von einem langen, langsam abfallenden Ausläufer. Mit ACC39, d.h. konstantem Chirp, lässt sich das Elektronenpaket gleichmäßig und somit effektiver stauchen, d.h. größerer Spitzenstrom bei gleicher Ladung oder gleicher Spitzenstrom bei geringerer Ladung. Der Grad der Linearisierung ist stark von den Beschleunigungsamplituden und -phasen von ACC1 und ACC39 abhängig und erfordert ein hohes Maß an Stabilität zueinander.

Die Kompression bei FLASH geschieht in zwei Schritten zunächst bei 150 MeV in BC2 und bei 450 MeV in BC3. Der Kompressionsfaktor  $C$  der ersten Schikane liegt je nach Anforderung zwischen



**Abbildung 1.7:** Darstellung der Kompression im longitudinalen Phasenraum  $(z, \delta\gamma)$  mit und ohne ACC39 für  $\delta\gamma_i = 0$  am Beispiel BC2. Links: Relative Energieabweichung  $\delta\gamma$  über die gesamte Bunchlänge vor BC2 (Abb. 1.6). Der zentrale Chirp  $h(0)$  beträgt  $4 \text{ m}^{-1}$ . Rechts: Relative Energieabweichung hinter BC2 für  $R_{56} = 0.18 \text{ m}$ . Im linearisierten Fall wird das Elektronenpaket gleichmäßig komprimiert. Ohne ACC39 wird im BC der niederenergetische vordere Teil überkomprimiert und vom nachfolgenden Teil überholt. So kann nur ein geringer Anteil der Gesamtladung effektiv in  $z$  lokal konzentriert werden.

4 und 5, in BC<sub>3</sub> zwischen 3 und 20. Die Bunchlänge  $\sigma_z$  liegt bei ca. 1 ps (300  $\mu\text{m}$ ) nach BC<sub>2</sub> bzw. 30 – 300 fs (9 – 90  $\mu\text{m}$ ) nach BC<sub>3</sub>.

BC<sub>2</sub> und BC<sub>3</sub> haben mit der Dispersion  $R_{56}$  von ca. 180 mm bzw. 70 mm den größten Anteil an der Elektronenpaketkompression. Einen nicht verschwindenden Beitrag liefert jedoch auch die Kollimatorsektion mit dem Strahlversatz, siehe Abb. 1.2. Je nach Einstellung beträgt die lineare Dispersion  $|R_{56}|$  wenige Millimeter.

### 1.4.3 Kollektive Effekte

Wie sieht das räumliche Dichteprofil entlang des Beschleunigers aus? Die Kenntnis von Amplituden und Phasen aller beschleunigten Strukturen und der Dispersion entlang des Beschleunigers reicht nicht aus, die Teilchenverteilung zu beschreiben. Wechselwirkungen der Konstituenten im Elektronenpaket selbst und zwischen der Beschleunigerumgebung und dem Bunch müssen berücksichtigt werden. Sie werden unter den Begriff kollektive Effekte zusammengefasst, die den eingenommenen Phasenraum modifizieren und evtl. die FEL Leistungsfähigkeit minimieren. Diese werden prominenter, je stärker die Kompression und somit höher die Elektronendichte ist. Drei Effekte, die die longitudinale Energieverteilung innerhalb eines Bunchs beeinflussen und trotz relativistischer Energien über die Dispersion  $R_{56}$  das Profil verändern, sind im Folgenden aufgelistet:

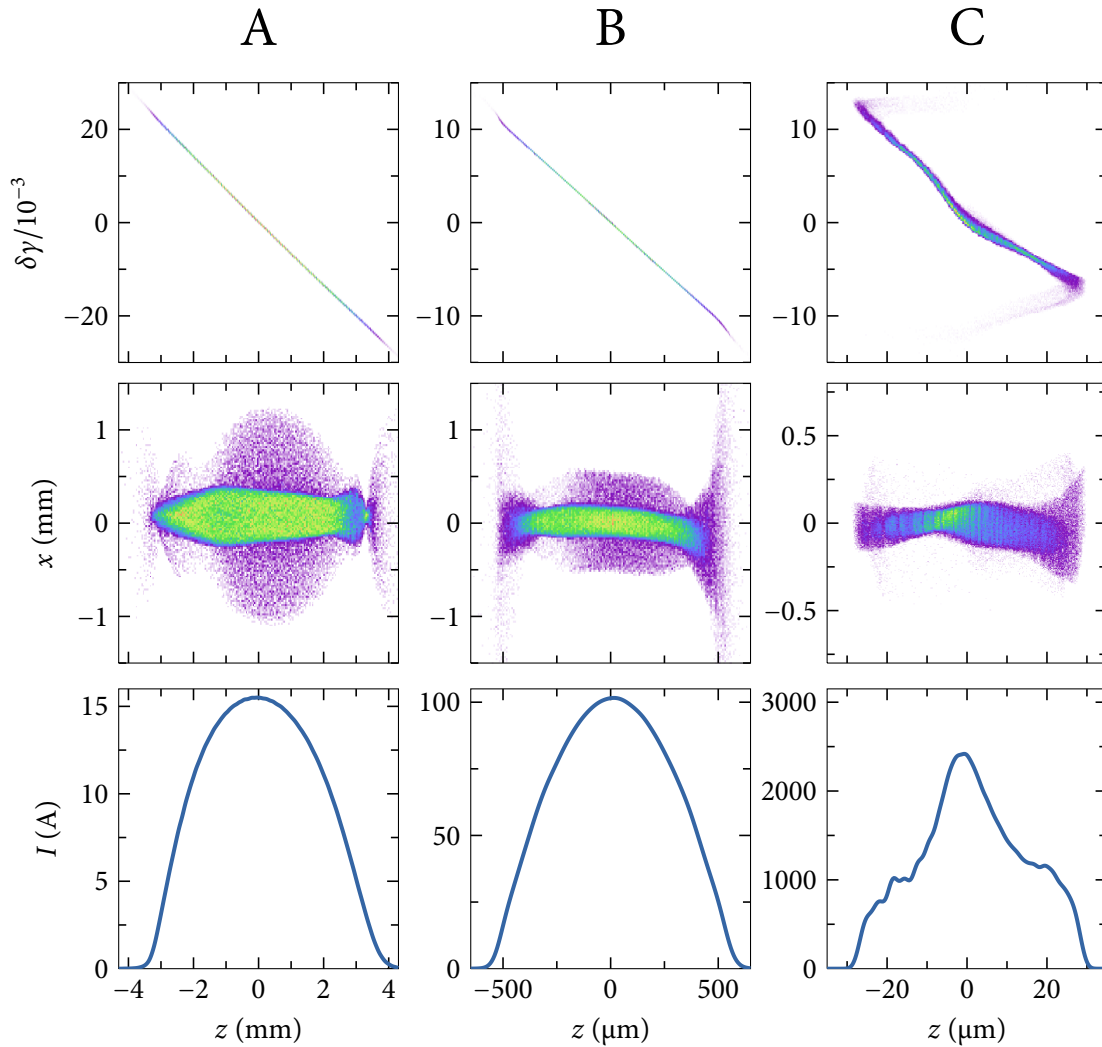
**Wakefelder** Das bei relativistischen Energien stark komprimierte elektrische Feld des Elektronenpaketes (Abs. A.1.1) wirkt z.B. über die endliche Materialleitfähigkeit, Inhomogenität der Geometrie oder Rauheit des Strahlrohrs auf dasselbe Elektronenpaket zurück. Diese Feldschleppen werden Wakefelder genannt.

**Kohärente Synchrotronstrahlung** Bei kurzer Elektronenpaketlänge  $\sigma_z$  wird bei transversaler Beschleunigung (Ablenkung in den Magneten) Synchrotronstrahlung kohärent emittiert. In den BCs (Abb. 1.5) kann die intensive Strahlung den Phasenraum schädlich verändern.

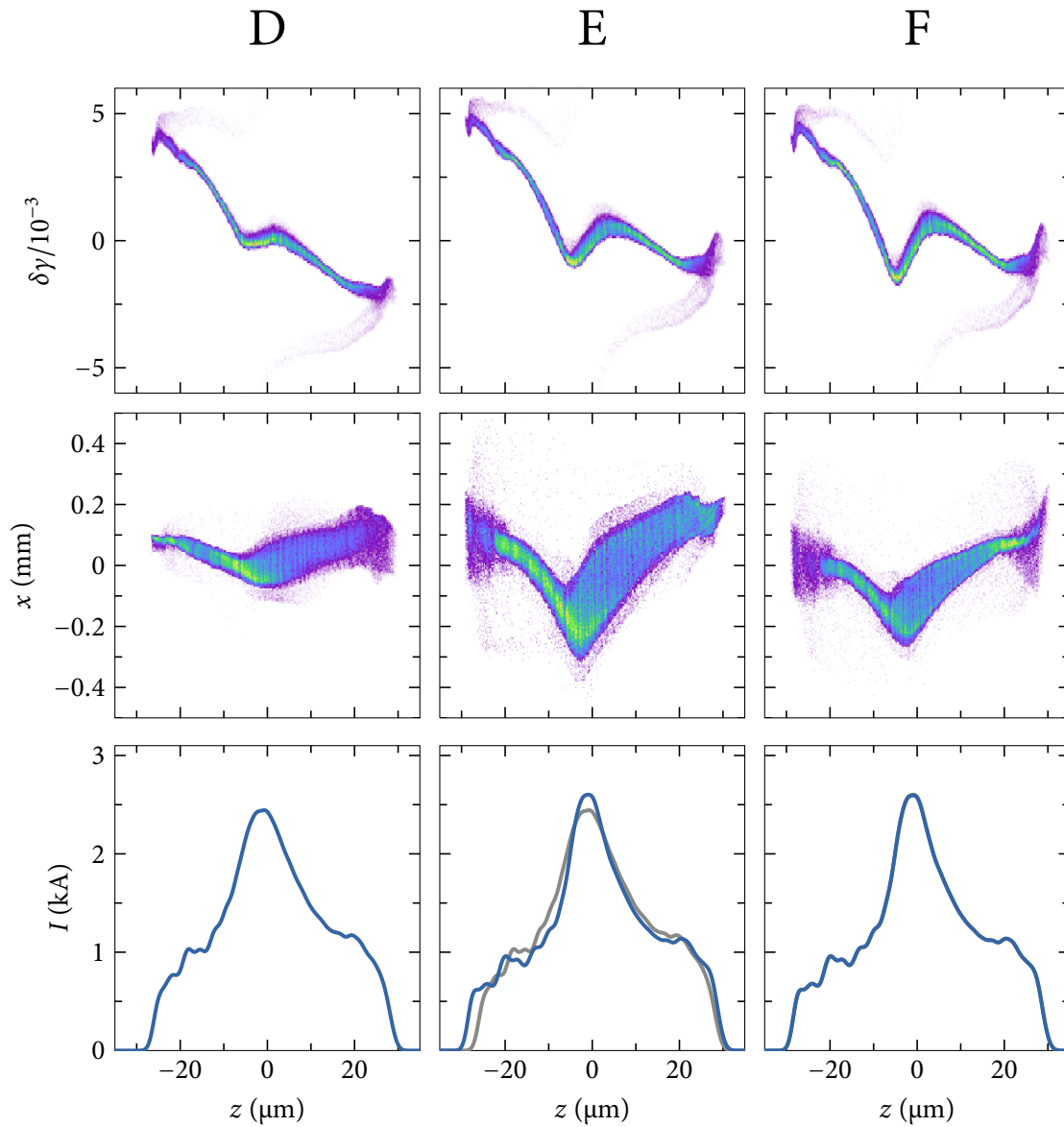
**Longitudinale Raumladungskräfte** Das longitudinale elektrische Feld, welches durch einen lokalen Dichtegradienten entsteht, kann über lange Driftstrecken und ausreichend kleinem transversalen Strahldurchmesser auf die Energieverteilung  $\delta\gamma(z)$  Einfluss nehmen. Man spricht vom LSC Effekt (longitudinal space charge).

Solche Effekte können unter anderem mit numerischen S2E Simulationsprogrammen (S2E: start to end) wie z.B. [Flö11] berücksichtigt werden. Für einen speziellen Fall von FLASH ist das Ergebnis entlang des Beschleunigers an prominenten Stellen in Abb. 1.8 und in Abb. 1.9 gezeigt. Eine Beschreibung findet sich in den Bildunterschriften.

Hohe Anforderungen werden an die Genauigkeit und die Stabilität der Phasen  $\varphi_{ACC}$  und Strahlenergie  $E$  gestellt [ZD11], um eine Balance zwischen Elektronendichte und kollektiven Effekten zu finden, so das longitudinale Dichteprofil optimal zu komprimieren und Änderungen von Schuss zu Schuss zu minimieren. Um eine relative Abweichung des Spitzenstroms von unter 10% zu erreichen, müssen die Parameter relativ auf  $10^{-3}$  oder besser geregelt werden.



**Abbildung 1.8:** FLASH S2E Simulation [Zag10] für ein Elektronenpaket mit Ladung  $Q = 0.25$  nC. Longitudinaler Phasenraum ( $z, \delta\gamma$ ) (oben), horizontale ( $z, x$ )-Ebene (mitte) und Stromprofil  $I(z)$  (unten) vor BC2 (A), vor BC3 (B) und hinter BC3 (C): Durch den in ACC1, ACC39, ACC2 und ACC3 aufgeprägten Energiegradienten wird die Bunchlänge von 1.6 mm (RMS) in BC2 auf 250  $\mu\text{m}$ , und in BC3 auf 14  $\mu\text{m}$  komprimiert. Der Spitzenstrom wird auf 2.5 kA um das 160-fache erhöht. Hinter BC3 sind Einflüsse der kollektiven Effekte im Phasenraum als flache Modulation in der Elektronenpaketmitte zu erkennen. Auf Grund des stärkeren Energiegradienten wird der Bunch an dieser Stelle stärker gestaucht, das Stromprofil  $I$  wird leicht asymmetrisch und weist im Kern einen erhöhten Spitzenwert auf. In der Ebene ( $z, x$ ) ändert sich abgesehen von der Breite  $\sigma_x$ , die von der  $\beta$  Funktion bestimmt ist, die Form entlang  $z$  und wird sichelförmig. Diese Zentroidenverschiebung ist durch kohärente Synchrotronstrahlung bedingt. Das vertikale Streifenmuster ist numerisches Rauschen und ein Artefakt der Simulation.



**Abbildung 1.9:** Fortsetzung der in Abb. 1.8 gezeigten Simulation [Zag10] vor dem Kollimator (D), hinter dem Kollimator (E) und vor den SASE Undulatoren (F): Die hohe ungleichmäßige Elektronendichte erzeugt durch starke longitudinale Felder (LSC) eine Modulation des Phasenraumes ( $z, \delta\gamma$ ) zwischen BC3 und der Kollimatorsektion. Die relative Energie verringert sich durch die Beschleunigung in ACC4 bis ACC7. Hinter der Stromspitze  $I_{\max}$  wird die Energie verringert und davor erhöht, so dass ein lokaler positiver Chirp entsteht. Die geringe nicht verschwindende Dispersion  $R_{56}$  ändert die Kompression des Bunchs weiter. Zum Vergleich ist das Profil vor dem Kollimator mit dem hinter dem Kollimator gezeigt. Bis zum SASE Undulatoreingang wirken LSC Kräfte weiterhin. Die Zentroidenverschiebung in  $(z, x)$  wird stärker. Das vertikale Streifenmuster ist numerisches Rauschen und ein Artefakt der Simulation.

## 1.5 Longitudinale Diagnostik

Den Grad und die Güte der Kompression der Elektronenpakete zu quantifizieren, sind die Aufgaben der longitudinalen Diagnostik. Auf deren Basis können gezielte Änderungen der Beschleuniger-einstellung vorgenommen werden oder zur Stabilisierung des FEL Prozesses Regelschleifen (feedback) aufgesetzt werden.

In Tab. 1.1 sind die wichtigsten Parameter von FLASH zusammengefasst, die für die longitudinale Diagnostik von Relevanz sind. Neben den unterschiedlichen Bunchlängen  $\sigma_z$ , besonders die finale Länge hinter BC<sub>3</sub>, und den großen Ladungsbereich  $Q$ , ist die hohe Mikropulsrepetitionsrate  $f_{\text{mikro}}$  der Elektronenpakete eine Herausforderung.

Folgende Systeme der longitudinalen Diagnostik finden Anwendung und werden kurz vorgestellt. Vor- und Nachteil sind in Tab. 1.2 zusammengefasst.

### 1.5.1 Elektrooptische Monitore

Über den elektrooptischen Effekt (Pockelseffekt, induzierte Doppelbrechung) kann die zeitliche Information des komprimierten Coulombfeldes des Elektronenpaketes in eine spektrale, zeitliche oder räumliche Intensitätsmodulation eines Laserpulses konvertiert werden [vTTM<sup>+</sup>08]. Ein elektrooptischer Kristall, welcher sich nahe am Elektronenstrahl befindet, wird durch das elektrische Feld doppeltbrechend und ändert die definierte Polarisierung eines durchlaufenden Laserpulses. Diese Modulation des Polarisationszustandes ist in bestimmter Experimentanordnung linear zum Feld des Paketes, d.h. zur lokalen longitudinalen Elektronendichte. Verschiedene Methoden unterscheiden sich in theoretisch möglicher longitudinaler Auflösung und in der Fähigkeit im Einzelschuss das Profil komplett zu erfassen.

**Tabelle 1.1:** Elektronenpaketparameter von FLASH

Größe	Wert	Einheit
Makropulsrepetitionsrate $f_{\text{makro}}$	10	Hz
Mikropulsrepetitionsrate $f_{\text{mikro}}$	40 – 3000	kHz
HF-Pulslänge $t_{\text{HF}}$	800	μs
Ladung $Q$	0.15 – 1	nC
Bunchlänge $\sigma_z$ (RMS)		
@ Injektor	≈ 5 (1.6)	ps (mm)
@ hinter BC <sub>2</sub>	≈ 1000 (300)	fs (μm)
@ hinter BC <sub>3</sub>	≈ 30 – 300 (9 – 90)	fs (μm)
Projizierte normierte Emittanz $\varepsilon_{n,p}$	< 2	mm mrad
Strahlenergie $E$ (nominal)		
@ Injektor	4.5	MeV
@ BC <sub>2</sub>	150	MeV
@ BC <sub>3</sub>	450	MeV
@ Kollimator	500 – 1200	MeV

Am FLASH wurden hierzu Experimente durchgeführt [BGJ<sup>+</sup>07] und 2011 ein permanenter Monitor hinter BC2 installiert [Bre11, Wis12], siehe Abb. 1.1. Dieser beruht auf spektraler Dekodierung EO-SD (electro-optical spectral decoding) des longitudinalen Dichteprofiles und arbeitet im Einzelschussbetrieb. Das Auflösungslimit beträgt ca. 600 fs bzw. 180  $\mu\text{m}$  (RMS); der Ladungsbereich wird komplett abgedeckt. Mit einer Laserpulsrepetitionsrate von 108 MHz ist der EO-Monitor im Stande zerstörungsfrei jedes Elektronenpaket im Pulszug (Abb. 1.4) zu detektieren. Auf Grund einer vergleichsweise langsamen Ausleseelektronik ist die Rate auf 10 Hz (ein Mikropuls pro Makropuls) reduziert. Die Bestimmung kürzere Bunche ist durch die Phononenresonanz des elektrooptischen Kristalls begrenzt, so dass schnelle zeitliche bzw. longitudinale Feldänderungen nicht mehr im Laserpuls kodiert werden können.

### 1.5.2 Kompressionsmonitore

Kompressionsmonitore [Gri07, LBE<sup>+</sup>07, ADE<sup>+</sup>08] detektieren die Gesamtintensität kohärenter Strahlung, die von einem Elektronenpaket emittiert wird. Je kürzer die Bunchlänge  $\sigma_z$  ist, desto höhere Frequenzen (kleinere Wellenlängen) überlagern sich konstruktiv, desto mehr Intensität wird abgestrahlt. Die theoretische Behandlung ist in Abs. 2.3 dargestellt.

Jeweils ein Kompressionsmonitor BCM (FLASH Bezeichnung: bunch compression monitor) befindet sich hinter den magnetischen Schikanen BC2 und BC3. Deren jetziger Aufbau ist in Kap. 3 gezeigt und diskutiert. Mit schneller Ausleseelektronik (Anh. C und Abs. 3.1.3) versehen, kann jedes Elektronenpaket im Pulszug bis zu einer Repetitionsrate von 1 MHz parallel zum FEL Betrieb detektiert werden.

Die Kompressionsmonitore haben hauptsächlich zwei Aufgaben:

1. Die Signale werden zu Regelung der Beschleunigungsphasen  $\varphi_{\text{ACC}}$  von ACC1 und ACC2+3 benutzt. Eine Änderung der Bunchlänge  $\sigma_z$  geht stets mit Änderung des Chirps Gl. (1.6) einher, welcher hauptsächlich durch  $\varphi_{\text{ACC}}$  bestimmt wird. Zum einen können langsame Änderungen (Sekundenskala) kompensiert werden. Zum anderen können mit dem optischen Synchronisationssystem [Sch12] in Zusammenarbeit mit dem Ankunftszeitmonitor [Boc12] schnelle Änderungen in der Kompression innerhalb eines Pulszuges ausgeglichen werden [LAF<sup>+</sup>10, KBB<sup>+</sup>10].
2. Als Referenzwerte werden die Kompressionssignale zur Maschinendokumentation gespeichert. Wird die Einstellung von FLASH auf Grund z.B. eines FEL Wellenlängenwechsel geändert, werden die Beschleunigerphasen so angepasst, dass ein gleicher BCM Signalpegel erreicht wird.

### 1.5.3 Transversal ablenkende Struktur

Ein transversal elektrische Wechselfeld eines Resonators oder Wellenleiters prägt einen  $z$ -abhängigen transversalen Impuls auf das Elektronenpaket, welches anschließend aufschert. So kann die longitudinale Achse in transversaler Ebene abgebildet werden. Mittels eines Schirmes, welcher in den



**Tabelle 1.2:** Übersicht der bestehenden Systeme der longitudinalen Diagnostik von FLASH. (\*) Die messbare Bunchlänge der BCMs ist stark von den verwendeten Detektoren und der Ladung abhängig. Dies wird in Kap. 3 ausführlich diskutiert.

Apparat	Position	Bunchlänge (RMS)	Wiederholrate	parasitär
EO-SD	8DBC <sub>2</sub>	200 $\mu\text{m}$ - 2.5 mm	10 Hz	✓
BCM	9DBC <sub>2</sub> & 4DBC <sub>3</sub>	*	1 MHz	✓
TDS	13SMATCH	> 3 $\mu\text{m}$	10 Hz	✗

Strahlweg gestellt wird, kann das longitudinale Dichteprofil direkt vermessen werden. Kombiniert man dies mit einem Dipol, der den Strahl in der Ebene senkrecht zur Scherrichtung ablenkt, kann durch die Dispersion die longitudinale Phasenraumdichte bestimmt werden [ABEKo1].

Eine solche transversal ablenkende Struktur TDS (transverse deflecting structure) samt Spektrometerarm befindet sich direkt vor den SASE Undulatoren, siehe Abb. 1.2. Der Aufbau und eine ausführliche Beschreibung sind im Anhang D gegeben. Elektronenpakete können mit einer Repetitionsrate von 10 Hz vermessen werden. Für die Messungen der longitudinalen Phasenraumdichte betragen die maximale longitudinale Auflösung unter 10 fs bzw. 3  $\mu\text{m}$  [BGG<sup>+</sup>12] und die Auflösung in  $\delta\gamma$  ca.  $1.6 \times 10^{-4}$  [BG10]. Durch die stufenlose Anpassung der Feldstärke in der TDS können stark komprimierte und unkomprimierte Elektronenpakete gleichermaßen untersucht werden. Die Untergrenze in der Bunchladung ist durch die Elektronenflächendichte auf dem Schirm gegeben. Messungen mit 100 pC wurden erfolgreich durchgeführt. Bei aktivierten Dipol sind Messungen parallel zum FEL Betrieb nicht möglich.



## 2 Strukturkodierung in kohärenter Strahlung

Die in Kap. 3 und Kap. 4 verwendete longitudinale Diagnostik beruht auf der Detektion kohärenter Strahlung, welche vom Elektronenpaket emittiert wird. Wie die dreidimensionale Elektronenbunchstruktur in das Strahlungsfeld, unabhängig vom Prozess, kodiert ist, wird in diesem Teil behandelt. Es wird analysiert, inwieweit absolute Aussagen mittels spektraler und integrierter Intensitätsmessungen über das longitudinale Dichteprofil möglich sind.

Die Situation ist folgende: Mehrere Elektronen sind räumlich lokalisiert und bilden ein Ensemble, welches sich mit einer bestimmten Schwerpunktschwindigkeit fortbewegt. Die Superposition der ausgedehnten Coulombfelder der Einzelelektronen erzeugen ein effektives Feld. Durch Änderung dieser Feldkonfiguration, z.B. durch transversale Beschleunigung der Elektronen im einem Magnetfeld, wird eine elektromagnetische Welle emittiert, deren Eigenschaften ersichtlicherweise von der Art des Strahlungsprozesses und von der Dichteverteilung des Elektronenpaketes bestimmt wird.

### 2.1 Spektrale Intensitätsverteilung

Die Herleitung orientiert sich an [GSo6]. Ein Elektronenpaket bestehend aus  $N$  Teilchen strahlt eine Welle mit dem elektrischen Feld  $E(t)$  ab. Nach Gl. (A.3) ist die spektrale Intensität  $dU/d\omega$  an einem Punkt  $P$  proportional zum Betragsquadrat der Fouriertransformierten der Feldstärke  $\tilde{E}(\omega)$ :

$$\frac{dU}{d\omega} \propto |\tilde{E}(\omega)|^2 . \quad (2.1)$$

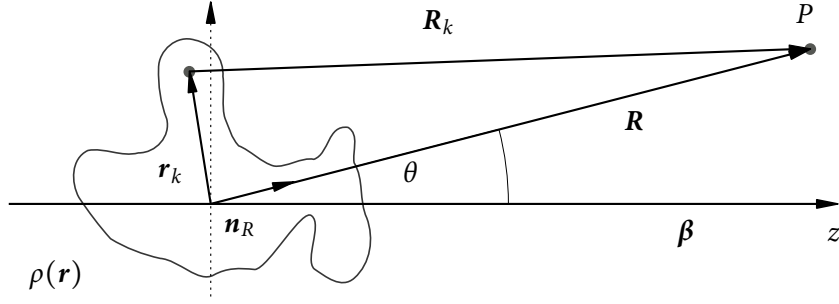
Die Kreisfrequenz wird mit  $\omega$  bezeichnet.

Die spektrale Feldstärke  $\tilde{E}(\omega)$  ist über die Fouriertransformation mit dem zeitlichen Verlauf des elektrischen Feldes  $E(t)$  in  $P$  verknüpft. Es ist eine Überlagerung der Einzelfelder  $E_1(t)$ , die bzgl. eines Referenzteilchen von den einzelnen Elektronen  $k$  ausgesandt werden und um den Laufzeitunterschied  $\Delta t_k$  verzögert eintreffen. Es gilt:

$$\tilde{E}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} E(t) e^{-i\omega t} dt = \int_{-\infty}^{\infty} \left( \sum_{k=1}^N E_1(t - \Delta t_k) \right) e^{-i\omega t} dt . \quad (2.2)$$

Unter Vertauschbarkeit von Summation und Integration und der Variablensubstitution  $\tau = t - \Delta t_k$  kann  $\tilde{E}(\omega)$  auf das Produkt von spektraler Feldstärke  $\tilde{E}_1(\omega)$  des Einzelelektrons und Summe der Phasen bzgl. des Referenzteilchens über alle Teilchen zurückgeführt werden.

$$\tilde{E}(\omega) = \sum_{k=1}^N \left( \int_{-\infty}^{\infty} E_1(\tau) e^{-i\omega(\tau + \Delta t_k)} d\tau \right) = \tilde{E}_1(\omega) \sum_{k=1}^N e^{i\omega \Delta t_k} \quad (2.3)$$



**Abbildung 2.1:** Elektronendichteverteilung  $\rho$  bzgl. eines Beobachters  $P$  zu einem bestimmten Zeitpunkt. Ein Ensemble von  $N$  Elektronen bewegt sich mit der Geschwindigkeit  $c\beta$ , deren Einheitsvektor die longitudinale Achse  $z$  definiert.  $\mathbf{r} = 0$  gibt die Position des Referenzteilchens an; der Abstandsvektor aller anderen wird mit  $\mathbf{r}_k$  bezeichnet. Die Vektoren  $\mathbf{R}$  und  $\mathbf{R}_k$  beziehen sich auf die Beobachterposition  $P$  relativ zum Ursprung  $\mathbf{r} = 0$ . Der Polarwinkel  $\theta$  ist der Winkel, unter dem der Beobachter  $P$  das Referenzteilchen bezogen auf die Ausbreitungsrichtung sieht.

Die Laufzeitunterschiede  $\Delta t_k$  sind durch die relativen Teilchenpositionen  $\mathbf{r}_k$  innerhalb des Elektronenpaketes gegeben. Die Situation ist in Abb. 2.1 gegeben. Position  $\mathbf{r} = 0$  markiert das Referenzteilchen. Es wird angenommen, dass die Eigenbewegungen der Elektronen während des Strahlungsprozesses vernachlässigt werden können. Dies ist eine gute Näherung für hochrelativistische Elektronen, welche einen geringen Transversalimpuls aufweisen und longitudinal durch  $|\beta| \approx 1$  eingefroren sind.

Der Laufstreckenunterschied  $\Delta r_k = c \Delta t_k$  zum Beobachterpunkt  $P$  bzgl. des Referenzteilchens mit dem Abstand  $|\mathbf{R}|$  ist:

$$\Delta r_k = |\mathbf{R}| - |\mathbf{R}_k| = |\mathbf{R}| - |\mathbf{R} - \mathbf{r}_k| = |\mathbf{R}| - \sqrt{|\mathbf{R}|^2 + |\mathbf{r}_k|^2 - 2\mathbf{R} \cdot \mathbf{r}_k}. \quad (2.4)$$

Das Herausziehen von  $|\mathbf{R}|$  und der Taylor-Entwicklung

$$\sqrt{1+a} \Big|_{a=0} = 1 + \frac{a}{2} - \frac{a^2}{8} + \dots \quad (2.5)$$

ergibt mit der Definition des Einheitsvektor  $\mathbf{n}_R = |\mathbf{R}|^{-1} \mathbf{R}$

$$\Delta r_k = \mathbf{n}_R \cdot \mathbf{r}_k + \frac{1}{|\mathbf{R}|} \left( |\mathbf{r}_k|^2 - \frac{(\mathbf{n}_R \cdot \mathbf{r}_k)^2}{2} \right) + \mathcal{O}(|\mathbf{R}|^{-2}). \quad (2.6)$$

Im Allgemeinen befindet sich der Beobachter in Relation zur Ausdehnung des Elektronenpaketes weit entfernt von der Quelle, so dass  $|\mathbf{r}_k| \ll |\mathbf{R}|$  gilt. Einsetzen in Gl. (2.3) ergibt:

$$\tilde{E}(\omega) = \tilde{E}_1(\omega) \sum_{k=1}^N e^{i\frac{\omega}{c} \mathbf{n}_R \cdot \mathbf{r}_k}. \quad (2.7)$$

Die stark anisotrope Emission von elektromagnetische Wellen hochrelativistischer Elektronenpakete in das von  $P$  eingenommene Raumwinkelement  $d\Omega$  wird nun explizit berücksichtigt. Durch das

Einsetzen von Gl. (2.7) in Gl. (2.1) folgt:

$$\frac{d^2 U}{d\omega d\Omega} = \frac{d^2 U_1}{d\omega d\Omega} \left| \sum_{k=1}^N e^{i\frac{\omega}{c} \mathbf{n}_R \cdot \mathbf{r}_k} \right|^2. \quad (2.8)$$

Mit  $d^2 U_1/(d\omega d\Omega)$  wird die spektrale Intensität des Einzelelektrons bezeichnet.

In der Praxis sind die exakten Teilchenpositionen ( $\approx 10^9$ ) nicht zugänglich. Die Elektronenpaketstruktur wird über eine räumliche Dichteverteilung  $\rho(\mathbf{r})$  beschrieben. Den Übergang zu veranschaulichen kann das Quadrat des Phasenterms in Gl. (2.8) in einen Eigenanteil mit  $k = l$  und einen korrelierten Anteil eines Elektrons  $k$  bzgl. aller anderen  $l \neq k$  separiert werden:

$$\left| \sum_{k=1}^N e^{i\frac{\omega}{c} \mathbf{n}_R \cdot \mathbf{r}_k} \right|^2 = \sum_{k=1, l=k}^N e^{i\frac{\omega}{c} \mathbf{n}_R \cdot (\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_l)} + \sum_{k=1}^N e^{i\frac{\omega}{c} \mathbf{n}_R \cdot \mathbf{r}_k} \sum_{l=1, l \neq k}^N e^{-i\frac{\omega}{c} \mathbf{n}_R \cdot \mathbf{r}_l}. \quad (2.9)$$

Der erste Term addiert sich zur Anzahl der in Paketen befindlichen Teilchen  $N$ . Über Verwendung der Dirac Funktion  $\delta(\mathbf{r})$  und der Beziehung

$$f(\mathbf{r}) = \int_{-\infty}^{\infty} \delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r}) f(\mathbf{r}') d\mathbf{r}' \quad (2.10)$$

können die Summanden einzeln in eine integrale Form gebracht werden. Durch Vertauschen von Integration und Summation ergibt sich

$$\sum_{k=1}^N e^{i\frac{\omega}{c} \mathbf{n}_R \cdot \mathbf{r}_k} = \sum_{k=1}^N \left( \int_{-\infty}^{\infty} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_k) e^{i\frac{\omega}{c} \mathbf{n}_R \cdot \mathbf{r}} d\mathbf{r} \right) = \int_{-\infty}^{\infty} \left( \sum_{k=1}^N \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_k) \right) e^{i\frac{\omega}{c} \mathbf{n}_R \cdot \mathbf{r}} d\mathbf{r}. \quad (2.11)$$

Die diskrete Dichteverteilung besteht aus singulären Punkten bei  $\mathbf{r}_k$ . Durch Mittelung über alle Konstituenten verschmiert der granulare Charakter der Elektronen in eine kontinuierliche normierte Verteilung  $\rho(\mathbf{r})$ , mit

$$\rho(\mathbf{r}) = \frac{1}{N} \left\langle \sum_{k=1}^N \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_k) \right\rangle \quad \text{und} \quad \int_{-\infty}^{\infty} \rho(\mathbf{r}) d\mathbf{r} = 1. \quad (2.12)$$

Die resultierende Abbildung

$$\sum_{k=1}^N e^{i\frac{\omega}{c} \mathbf{n}_R \cdot \mathbf{r}_k} \mapsto N \int_{-\infty}^{\infty} \rho(\mathbf{r}) e^{i\frac{\omega}{c} \mathbf{n}_R \cdot \mathbf{r}} d\mathbf{r} \quad (2.13)$$

und deren Einsetzen in Gl. (2.9) und Kombination mit Gl. (2.8) ergibt

$$\frac{d^2 U}{d\omega d\Omega} = \frac{d^2 U_1}{d\omega d\Omega} \left( N + N(N-1) \left| \int_{-\infty}^{\infty} \rho(\mathbf{r}) e^{-i\frac{\omega}{c} \mathbf{n}_R \cdot \mathbf{r}} d\mathbf{r} \right|^2 \right). \quad (2.14)$$

Die spektrale, räumliche Intensität setzt sich aus einem von der Struktur unabhängigen mit der Teil-

chenanzahl linearen und einem von der Dichteverteilung abhängigen mit der Teilchenzahl quadratischen Term zusammen. Im Falle des Ersten wird vom inkohärenten Anteil gesprochen. Der Zweite beschreibt die kohärente Abstrahlung, d.h. die konstruktive Überlagerung der einzelnen Partialwellen. Die Fouriertransformierte der normierten Dichteverteilung gibt das Maß der räumlichen, transversal wie longitudinal, Kohärenz an, in welche wiederum die Position des Beobachters oder die Raumwinkelakzeptanz des Detektors eingeht.

Im Folgenden wird die inkohärente Emission vernachlässigt.

### 2.1.1 Formfaktor

Durch die Näherung in Gl. (2.7) ist die mathematische Beschreibung der Kohärenz durch die Fouriertransformierte (Fourieroptik) gegeben und wird Formfaktor  $F$  genannt:

$$F(\omega, \Omega) = F(\mathbf{k}) = \tilde{\rho}(\mathbf{k}) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho(\mathbf{r}) e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} d\mathbf{r}. \quad (2.15)$$

Der Formfaktor ist im Allgemeinen komplex und ist durch die Normiertheit auf den Einheitskreis mit  $|F| \leq 1$  beschränkt. Er beschreibt den Übergang von vollkommen inkohärenter Emission ( $|F| = 0$ ) und maximal konstruktiver ( $|F| = 1$ ) Überlagerung monochromatischer Partialwellen. Die Rücktransformation ist eindeutig und definiert über:

$$\rho(\mathbf{r}) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(\mathbf{k}) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} d\mathbf{k}. \quad (2.16)$$

Der Wellenzahlvektor  $\mathbf{k}$  wird durch

$$\mathbf{k} = \frac{\omega}{c} \mathbf{n} = \frac{\omega}{c} (\sin \phi \sin \theta, \cos \phi \sin \theta, \cos \theta) \quad (2.17)$$

beschrieben, wobei der Polarwinkel  $\theta$  (Abb. 2.1) und der Azimutalwinkel  $\phi$  auf den Geschwindigkeitsvektor  $\boldsymbol{\beta}$  des Teilchenpaketes bezogen sind.

In der Darstellung

$$F(\mathbf{k}) = |F(\mathbf{k})| e^{i\Phi(\mathbf{k})} \quad (2.18)$$

gibt der Formfaktor an, aus welchen Frequenzanteilen, deren zugehörigen Amplituden und Phasen, die Dichteverteilung  $\rho(\mathbf{r})$  zusammengesetzt ist.

Für den kohärenten Anteil ergibt Gl. (2.14) mit  $N - 1 \simeq N$

$$\frac{d^2 U_{\text{koh}}}{d\omega d\Omega} = \frac{d^2 U_1}{d\omega d\Omega} N^2 |F(\omega, \Omega)|^2. \quad (2.19)$$

Die spektrale, räumliche Intensität ist vom Betrag bzw. vom Betragsquadrat des Formfaktors abhängig. Somit geht die Phase und die Eindeutigkeit der Rücktransformation verloren. Eine Phasenrekonstruktion ist mittels der Kramers-Kronig-Relation mit gewissen Einschränkungen möglich. Siehe hierfür Abs. 2.2.3.

Im Experiment müssen Annahmen über  $\rho(\mathbf{r})$  gemacht werden. Mittels gängigen Schirm- oder Drahtmessungen kann nur die projizierte transversale Dichteverteilung bestimmt werden. Korrelationen zwischen transversaler und longitudinaler Koordinate sind unzugänglich und werden mit einem Separationsansatz vernachlässigt. Resultierend kann der Formfaktor als Produkt geschrieben werden:

$$\rho(\mathbf{r}) \approx \rho_t(x, y) \cdot \rho_l(z) \quad \rightarrow \quad F \approx F_t(k_x, k_y) \cdot F_l(k_z) = F_t(\omega, \theta, \phi) \cdot F_l(\omega, \theta). \quad (2.20)$$

Bei hoher Kompression ist diese Approximation durch kollektive Effekte nicht mehr gegeben; die transversale Form ist nicht mehr unabhängig von  $z$ , siehe Abb. 1.9. Zudem kann über auftretende Dispersion entlang des Beschleunigers das Elektronenpaket einen transversalen Versatz abhängig von  $z$  aufweisen.

Anwendung des Ansatzes (2.20) in Gl. (2.19) ergibt:

$$\frac{d^2 U_{\text{koh}}}{d\omega d\Omega} \approx \frac{d^2 U_1}{d\omega d\Omega} N^2 |F_t(\omega, \Omega)|^2 |F_l(\omega, \Omega)|^2. \quad (2.21)$$

## 2.2 Spektralaufgelöste Messungen

Bei spektroskopischen Messungen wird die spektrale Intensität  $dU/d\omega$  detektiert. Sie ist durch das Integral über den akzeptierten Raumwinkel  $\Omega_{\text{akzep}}$  der Apparatur definiert. Aus Gl. (2.21) folgt

$$\frac{dU_{\text{koh}}}{d\omega} = \int_{\Omega_{\text{akzep}}} \frac{d^2 U_{\text{koh}}}{d\omega d\Omega} d\Omega = N^2 \int_{\Omega_{\text{akzep}}} \frac{d^2 U_1}{d\omega d\Omega} |F_t(\omega, \Omega)|^2 |F_l(\omega, \Omega)|^2 d\Omega. \quad (2.22)$$

Die Bestimmung der kohärenten spektralen Intensität unter Kenntnis der Ladung  $Q = -e N$  des Elektronenpaketes und der transversalen Dichte  $\rho_t$  erlaubt die Bestimmung des Absolutbetrages des longitudinalen Formfaktors  $|F_l(\omega)|$  und die Profilrekonstruktion (Abs. 2.2.3) über die Kramers-Kronig-Relation.

Welchen Einfluss die transversale Ausdehnung auf  $dU/d\omega$  hat und wie  $|F|$  aus dem Integral gezogen werden kann, wird im Folgenden diskutiert. Es wird auf komplizierte Dichteverteilungen verzichtet. Zwei analytische Modelle werden in diese Arbeit behandelt: Transversal symmetrische Gaußförmige Verteilungen  $\rho_G$  und zylindrische Bunchformen  $\rho_R$ . Es ergeben sich durch die Parametrisierungen

$$\rho_G(x, y, z) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2} \sigma_t^2 \sigma_z} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_t^2}\right) \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma_t^2}\right) \exp\left(-\frac{z^2}{2\sigma_z^2}\right) \quad (2.23)$$

und

$$\rho_R(x, y, z) = \frac{1}{\pi (R_t/2)^2} H\left(\frac{R_t}{2} - \sqrt{x^2 + y^2}\right) \cdot \frac{1}{L_z} \Pi\left(\frac{z}{L_z}\right) \quad (2.24)$$

die Formfaktoren

$$F_G(\omega, \theta) = \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{\omega^2}{c^2} \sigma_t^2 \sin^2 \theta\right) \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{\omega^2}{c^2} \sigma_z^2 \cos^2 \theta\right) \quad (2.25)$$

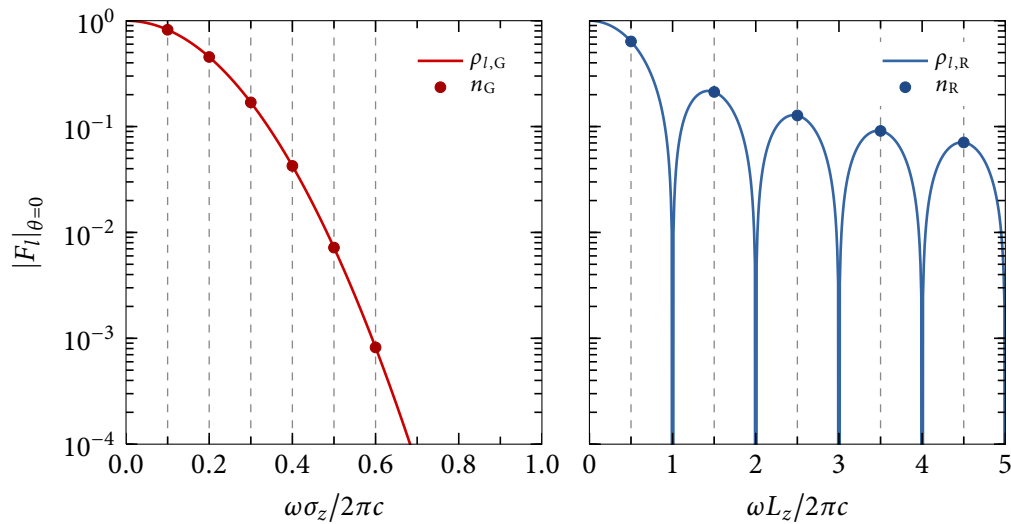
und

$$F_R(\omega, \theta) = 2 \frac{2c}{\omega R_t \sin \theta} J_1\left(\frac{\omega R_t \sin \theta}{2c}\right) \cdot \frac{2c}{\omega L_z \cos \theta} \sin\left(\frac{\omega L_z \cos \theta}{2c}\right). \quad (2.26)$$

Die projizierten Strahlgrößen werden mit  $\sigma$  angegeben.  $L_z$  bzw.  $R_t$  bezeichnet die volle Länge bzw. den vollen Zylinderdurchmesser des Elektronenpaketes.  $\Pi(x)$  ist die Rechteckfunktion,  $H(x)$  die Heaviside Stufenfunktion und  $J_n(x)$  die Bessel Funktion erster Gattung.

In Abb. 2.2 sind die longitudinalen Formfaktoren  $|F_l|$  für  $\theta = 0$  gezeigt. Wird das Elektronenpaket in  $\sigma_z$  bzw.  $L_z$  verkürzt, wächst der Formfaktor für höhere Frequenzen global an; nach Gl. (2.22) wird folglich mehr Intensität emittiert. Im weiteren Verlauf werden einzelne Frequenzen zur besseren Anschauung selektiert: Für  $\rho_G$  werden die Frequenzen

$$\frac{\omega \sigma_z}{2\pi c} = n_G \quad \text{mit} \quad n_G = \left\{ \frac{1}{10}, \frac{1}{5}, \frac{3}{10}, \frac{2}{5}, \frac{1}{2}, \frac{3}{5} \right\} \quad (2.27)$$



**Abbildung 2.2:** Longitudinaler Formfaktor  $|F_l|$  in Abhängigkeit der normierten Frequenzen in Ausbreitungsrichtung ( $\theta = 0$ ). Während der Formfaktor eines Gaußförmigen Elektronenpaketes exponentiell zu höheren Frequenzen abfällt (links, Gl. (2.25)), weist die longitudinale Rechteckverteilung (rechts) einen oszillierenden Charakter auf. Bei Vielfachen der Frequenz  $\omega = 2\pi c L_z^{-1}$  wird der Formfaktor identisch Null, siehe Gl. (2.26). Die Einhüllende ist proportional zu  $\omega^{-1}$ . Mit angezeigt sind ausgewählte Beispielfrequenzen, die in Gl. (2.27) und (2.28) definiert sind und in Abb. 2.3 und 2.4 die Kurvenscharen darstellen.



selektiert. Für  $\rho_R$  wird

$$\frac{\omega L_z}{2\pi c} = n_R \quad \text{mit} \quad n_R = \left\{ \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \frac{7}{2}, \frac{9}{2} \right\} \quad (2.28)$$

gewählt, so dass der Sinus in Gl. (2.26) identisch 1 wird. Diese Beispielfrequenzen bilden in den Abbildungen 2.3 und 2.4 die Kurvenscharen.

### 2.2.1 Einfluss transversal ausgedehnter Elektronenpakete

Der transversale Formfaktor  $F_t$  hängt in gleicher Weise von der transversalen Ausdehnung  $\sigma_t$  bzw.  $R_t$  und dem Sinus des Polarwinkel  $\theta$  ab und unterdrückt die kohärente Emission zu höheren Frequenzen und größeren Winkeln exponentiell nach Gl. (2.25) und über die Bessel Funktion nach Gl. (2.26) oszillatorisch. Was ist die Konsequenz?

Das Verhältnis der in Gl. (2.22) definierten spektralen Intensität

$$\frac{dU}{dU_{\sigma_t=R_t=0}} \equiv \frac{dU_{\text{koh}}}{d\omega} \cdot \left( \frac{dU_{\text{koh}}}{d\omega} \Big|_{\sigma_t=R_t=0} \right)^{-1} \quad (2.29)$$

ist im Falle von Übergangsstrahlung (Gl. (A.11)) in Abb. 2.3 illustriert. Bei festen Akzeptanzwinkel  $\theta_{\text{akzep}}$  wird mit zunehmenden Strahldurchmesser und zunehmender Frequenz die Intensität reduziert; die intrinsische Emission wird sukzessive für kleinere Öffnungswinkel  $\theta$  unterdrückt.

Wird die von der Apparatur bedingte Akzeptanz reduziert, so fällt die relative Intensitätsänderung geringer aus. Die Emission wird künstlich für große Polarwinkel eingeschränkt, was jedoch die absolute detektierbare Intensität verringert. Erst bei stärker ausgedehnten Elektronenpaketen dominiert der transversale Formfaktor die abgestrahlte Intensität wieder.

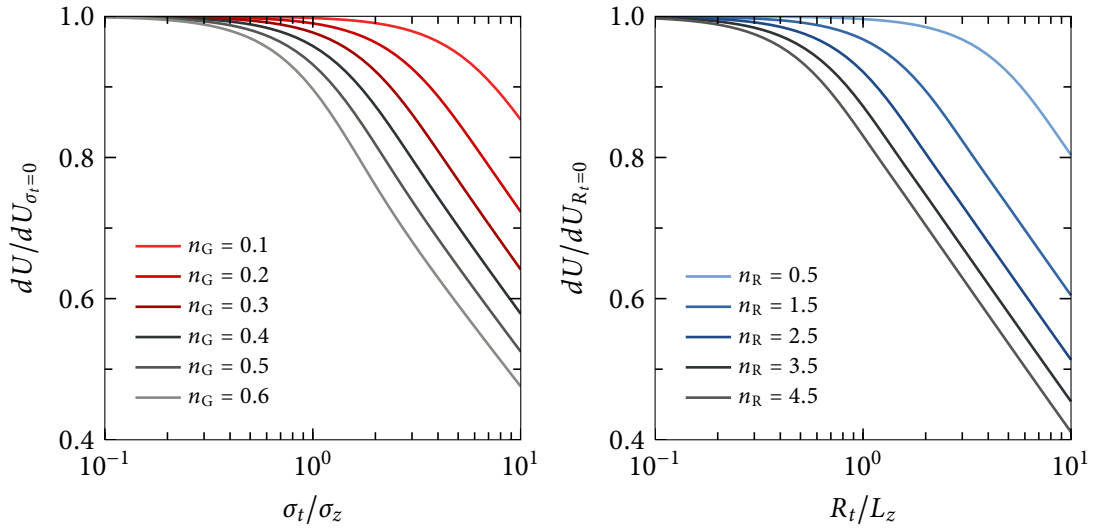
### 2.2.2 Longitudinale Näherung

Der longitudinale Formfaktor  $F_l$  ist bzgl. der Ausbreitungsrichtung über den Kosinus nur schwach vom Beobachtungswinkel  $\theta$  abhängig. Mit der Näherung  $\cos \theta \approx 1$  kann  $F_l$  aus dem Raumwinkelintegral in Gl. (2.22) herausgezogen werden:

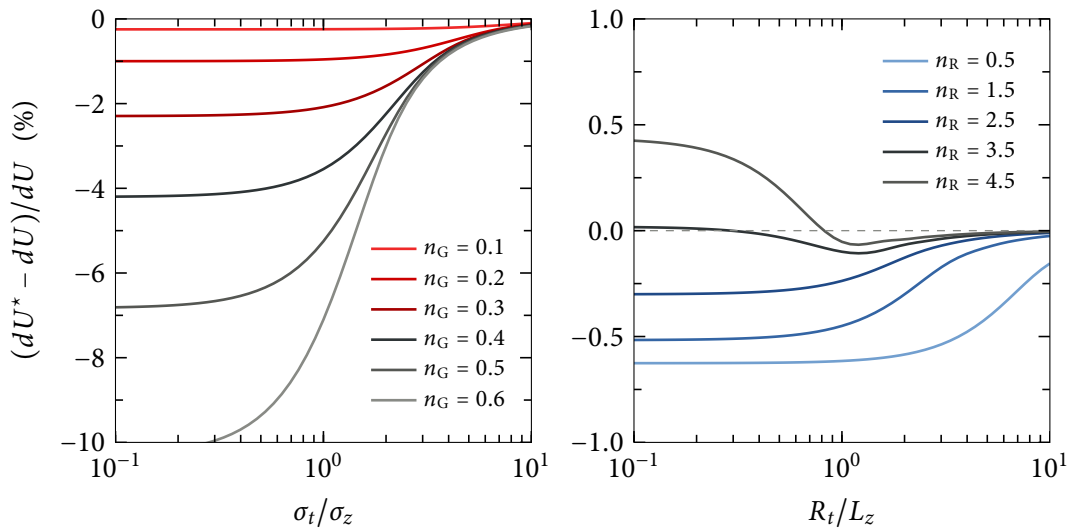
$$\frac{dU_{\text{koh}}^*}{d\omega} = N^2 \left( \int_{\Omega_{\text{akzep}}} \frac{d^2 U_1}{d\omega d\Omega} |F_t(\omega, \Omega)|^2 d\Omega \right) |F_l(\omega)|^2 . \quad (2.30)$$

So ist  $|F_l(\omega)|$  mittels Messung der spektralen Intensität zugänglich.

Für die Modellprofile in Gl. (2.23) und Gl. (2.24) ist der relative Fehler in Abhängigkeit der Dimensionsverhältnisse in Abb. 2.4 gezeigt. Bei abnehmender transversalen Größe, verringert sich die Unterdrückung der abgestrahlten Intensität und der longitudinale Formfaktor ist dominant. Die Näherung bei länglichen Bunchverteilungen  $\sigma_t < \sigma_z$  bzw.  $R_t < L_z$  verliert ihre Gültigkeit. Im Falle von Gaußförmigen Elektronenpaketen, wird die Intensität und der Formfaktor unterschätzt, da  $\cos \theta$  überschätzt wird. Bei zylindrischen Verteilungen wird  $\cos^{-1} \theta$  ebenfalls überschätzt, siehe Gl. (2.26).



**Abbildung 2.3:** Relative spektrale Intensität ausgedehnter Gaußförmiger (links) und zylindrischer (rechts) Elektronendichteverteilungen in Abhängigkeit vom Verhältnis transversaler zu longitudinaler Größe  $\sigma_t/\sigma_z$  bzw.  $R_t/L_z$ . Betrachtet wird Übergangsstrahlung im Fernfeld (Gl. (A.11)) für eine Energie von ca. 760 MeV ( $\gamma = 1500$ ). Die Raumwinkelakzeptanz  $\Omega_{\text{akzep}}$  beträgt azimuthal  $\phi \in [0, 2\pi]$  rad und in polarer Richtung  $\theta \in [0, \pi/12]$  rad ( $\approx 15^\circ$ ). Im Vergleich zu einem linienförmigen Elektronenpaket  $\sigma_t = R_t = 0$  wird die spektrale Intensität zu ausgedehnteren Verteilungen unterdrückt. Die Abschwächung setzt früher für höhere Frequenzen ein. Die Frequenzen beziehen sich auf Gl. (2.27), Gl. (2.28) und Abb. 2.2.



**Abbildung 2.4:** Relativer Fehler der spektralen Intensität der longitudinalen Näherung von Gl. (2.30) ausgedehnter Gaußförmiger (links) und zylindrischer (rechts) Elektronendichteverteilungen in Abhängigkeit vom Verhältnis transversaler zu longitudinaler Größe  $\sigma_t/\sigma_z$  bzw.  $R_t/L_z$ . Betrachtet wird Übergangsstrahlung im Fernfeld (Gl. (A.11)) für eine Energie von ca. 760 MeV ( $\gamma = 1500$ ). Die Raumwinkelakzeptanz  $\Omega_{\text{akzep}}$  beträgt azimuthal  $\phi \in [0, 2\pi]$  rad und in polarer Richtung  $\theta \in [0, \pi/12]$  rad ( $\approx 15^\circ$ ). Für Gaußförmige Dichteverteilungen wird die wirkliche spektrale Intensität stets unterschätzt; für ein Längenverhältnis von 1 beträgt der Fehler unter 8%, bei  $n_G = 0.6$  ( $|F| \approx 10^{-3}$ ). Für rechteckige Elektronenpakete wird ein Fehler von unter 1% gemacht.

Für tiefe Frequenzen ist der Fehler jedoch kleiner als  $-0.5\%$ . Bei hoher Kompression der Elektronenpakete, wenn  $\sigma_t/\sigma_z > 1$ , ist die Näherung bis auf  $2\%$  korrekt.

Im Weiteren ist, wenn nicht explizit darauf hingewiesen, mit  $dU_{\text{koh}}/d\omega$  die Näherung  $dU_{\text{koh}}^*/d\omega$  beschrieben.

### 2.2.3 Profilkonstruktion

Stellt man den longitudinalen Formfaktor  $F_l$ , die Fouriertransformierte der longitudinalen Ladungsverteilung  $\rho_l$ , in Amplitude  $|F_l|$  und Phase  $\Phi$  dar

$$F_l(\omega) = |F_l(\omega)| \exp(i\Phi(\omega)) \quad (2.31)$$

und verwendet die Symmetrierelation unter Berücksichtigung reeller Ladungsdichten

$$F_l(-\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho_l(t) \cos(\omega t) dt - i \int_{-\infty}^{\infty} \rho_l(t) \sin(\omega t) dt = F_l^*(\omega), \quad (2.32)$$

kann diese als Integral über die positiven reellen Frequenzen geschrieben werden:

$$\rho(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F_l(\omega) \exp(i\omega t) d\omega = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} |F_l(\omega)| \cos(\omega t + \Phi(\omega)) d\omega. \quad (2.33)$$

Aus der spektralen Intensitätsmessung ist nur die Amplitude ermittelbar, was eine Rekonstruktion per se unmöglich macht. Unter bestimmten Annahmen kann die Phase aus der gemessenen Amplitude mittels der Kramers-Kronig-Relation wiedergewonnen werden [LS97]. Die hier diskutierte anschauliche Herleitung hält sich an [HH09].

### Kramers-Kronig-Relation

Jede reelle Funktion  $h(t)$  kann in eine Summe eines geraden  $h_+(t)$  und ungeraden Anteils  $h_-(t)$

$$h_{\pm}(-t) = \pm h_{\pm}(t) \quad (2.34)$$

zerlegt werden:

$$h(t) = h_+(t) + h_-(t) \quad \text{mit} \quad h_{\pm}(t) = \frac{1}{2}(h(t) \pm h(-t)). \quad (2.35)$$

Im Allgemeinen besteht kein Zusammenhang zwischen  $h_+(t)$  und  $h_-(t)$ . Dies ändert sich, wenn reelle kausale Funktionen  $g(t)$  mit  $g(t < 0) = 0$  betrachtet werden. Als Antwortfunktion eines Systems ist diese Bedingung gleichzusetzen mit der Aussage, dass die Antwort aus einer zeitlich vorherigen Anregung folgt. Mittels der ungeraden Signum Funktion  $\text{sgn}(t)$  lässt sich aus der Funktion  $h(t)$

eine kausale Funktion konstruieren:

$$g(t) = \operatorname{sgn}(t) h(t) + h(t) \quad \text{mit} \quad \operatorname{sgn}(t) = \begin{cases} -1 & : t < 0 \\ 0 & : t = 0 \\ 1 & : t > 0 \end{cases} . \quad (2.36)$$

Einsetzen von Gl. (2.35) ergibt:

$$g(t) = \left( \operatorname{sgn}(t) h_-(t) + h_+(t) \right) + \left( \operatorname{sgn}(t) h_+(t) + h_-(t) \right) = g_+(t) + g_-(t) . \quad (2.37)$$

Unter Verwendung von  $\operatorname{sgn}^2(t \neq 0) = 1$  besteht die elegante Beziehung:

$$g_{\pm}(t) = \operatorname{sgn}(t) g_{\mp}(t) . \quad (2.38)$$

Der gerade Anteil lässt sich aus dem Ungeraden ermitteln.

Die Fouriertransformierte  $\tilde{h}(\omega)$  einer Funktion  $h(t)$  verknüpft ungerade Anteile mit dem Imaginärteil und umgekehrt:

$$\tilde{h}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} h(t) e^{-i\omega t} dt = \int_{-\infty}^{\infty} h_+(t) \cos(\omega t) dt + i \int_{-\infty}^{\infty} h_-(t) \sin(\omega t) dt . \quad (2.39)$$

So wie die Relation in Gl. (2.38), so muss auch eine Relation zwischen Real- und Imaginärteil der Fouriertransformierten kausaler Funktionen  $g(t)$  existieren. Unter Ausnutzung, dass eine Multiplikation im Fourierraum einer Faltung (\*) entspricht, folgt:

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} \tilde{g}(\omega) &= \tilde{g}_+(\omega) = \widetilde{\operatorname{sgn}}(\omega) * \tilde{g}_-(\omega) = \widetilde{\operatorname{sgn}}(\omega) * i \operatorname{Im} \tilde{g}(\omega) \\ \operatorname{Im} \tilde{g}(\omega) &= -i \tilde{g}_-(\omega) = -i \widetilde{\operatorname{sgn}}(\omega) * \tilde{g}_+(\omega) = -i \widetilde{\operatorname{sgn}}(\omega) * \operatorname{Re} \tilde{g}(\omega) . \end{aligned} \quad (2.40)$$

Ausführen der Faltung und Einsetzen von  $\widetilde{\operatorname{sgn}}(\omega) = i/\pi\omega$  ergibt die Kramers-Kronig-Relation:

$$\operatorname{Re} \tilde{g}(\omega) = -\frac{1}{\pi} \operatorname{PV} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\operatorname{Im} \tilde{g}(\omega')}{\omega' - \omega} d\omega' \quad , \quad \operatorname{Im} \tilde{g}(\omega) = \frac{1}{\pi} \operatorname{PV} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\operatorname{Re} \tilde{g}(\omega')}{\omega' - \omega} d\omega' . \quad (2.41)$$

Real- und Imaginärteil stehen über eine Hilberttransformation in Zusammenhang. PV entspricht dem Cauchyhauptwert bei  $\omega' = \omega$ . Wird der Real- oder Imaginärteil von  $\tilde{g}$  gemessen, kann der fehlende Part berechnet und somit die ursprüngliche kausale Funktion  $g$  ermittelt werden.

Das longitudinale Profil  $\rho_l$  bzw. der Strahlungspuls  $E(t)$  ist einem Bereich lokalisiert und folglich kausal. Der Formfaktor  $F$  ist in der Form

$$F(\omega) = \operatorname{Re} F(\omega) + i \operatorname{Im} F(\omega) \quad (2.42)$$

nicht zugänglich, hingegen die Amplitude  $|F|$  schon. Der Logarithmus von Gl. (2.31)

$$\ln F(\omega) = \ln |F(\omega)| + i \Phi(\omega) \quad (2.43)$$

ergibt die zu bestimmende Phase  $\Phi$  als Imaginärteil. Einsetzen in Gl. (2.41) führt zu:

$$\Phi(\omega) = -\frac{1}{\pi} \text{PV} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\ln |F(\omega')|}{\omega' - \omega} d\omega' = -\frac{1}{\pi} \text{PV} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{(\omega' + \omega) \ln |F(\omega')|}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega'. \quad (2.44)$$

Die Symmetrieeigenschaften von  $F$ , dass der Betrag gerade und die Phase ungerade ist (Gl. (2.32)) gelten weiterhin. Das Integral des ersten Summanden ist Null. Die Beschränkung auf positive Frequenzen lässt

$$\Phi(\omega) = -\frac{\omega}{\pi} \text{PV} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\ln |F(\omega')|}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega' = -\frac{2\omega}{\pi} \text{PV} \int_0^{\infty} \frac{\ln |F(\omega')|}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega' \quad (2.45)$$

folgen. Das Integral ist singularär bei  $\omega = \omega'$ . Die Divergenz kann mittels Addition des Nullterms

$$0 = -\frac{\omega}{\pi} \ln |F(\omega)| \text{PV} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\omega' - \omega} d\omega' = -\frac{2\omega}{\pi} \text{PV} \int_0^{\infty} \frac{\ln |F(\omega)|}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega' \quad (2.46)$$

behooben werden. Nenner und Zähler werden gleichzeitig Null und erzeugen eine hebbare Polstelle. Die Phase bestimmt sich zu:

$$\Phi_{\min}(\omega) = -\frac{2\omega}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\ln |F(\omega')| - \ln |F(\omega)|}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega'. \quad (2.47)$$

Ist die Phase  $\Phi$  eindeutig durch  $|F|$  bestimmt? In [Tol56] ist dies ausführlich diskutiert. Mit den Cauchyintegralsatz der Funktionstheorie lässt sich die Integration von  $\ln |F|$  über die reelle Frequenzachse  $\omega_r$  durch die komplexe Fortsetzung  $\mathcal{F}(\omega_r, \omega_i) : \mathbf{C} \mapsto \mathbf{C}$  des Formfaktors  $F$  mit einem Integrationsweg in der oberen komplexen Halbebene  $\omega_i > 0$  ersetzen. Nimmt man an, dass  $\mathcal{F}(\omega_r, \omega_i > 0)$  holomorph ist und keine Nullstellen besitzt, ist die Phase mittels Gl. (2.47) bestimmbar. Die Randbedingung  $\mathcal{F}(\omega_r, \omega_i = 0) = F$  und die Beschränktheit  $|\mathcal{F}(\omega)| \leq 1$  sind jedoch diesbezüglich nicht hinreichend und lassen unendlich viele komplexe Nullstellen  $\mu_j$  von  $\mathcal{F}(\omega)$  innerhalb des Integrationsweges zu. Sie tragen zum Integral bei und lassen die Phase schneller anwachsen als  $\Phi_{\min}(\omega)$  alleine. Man spricht von der minimalen Phase.

Der Beitrag der komplexen Nullstellen addiert sich zur minimalen Phase und wird Blaschke Phase  $\Phi_B$  genannt. Es gilt:

$$\Phi(\omega) = \Phi_{\min}(\omega) + \Phi_B(\omega) \quad \text{mit} \quad \Phi_B(\omega) = \sum_j \arg \frac{(\omega - \mu_j)(\omega + \mu_j^*)}{(\omega - \mu_j^*)(\omega + \mu_j)}. \quad (2.48)$$

Die Nullstellen  $\mu_j$  sind symmetrisch bzgl. der imaginären Frequenzachse und entsprechen Polstellen in der negativen Halbebene. Die Blaschke Phase des longitudinalen Formfaktors über Intensitätsmessung ist nicht zugänglich, vollständigkeithalber aber angegeben. Eine Abschätzung aus Modellprofilen ist eine Möglichkeit  $\Phi_B$  zu ermitteln. Da das Profil nicht a priori bekannt ist, wird dieser Anteil der Phase vernachlässigt. Der Einfluss wird weiter unten an einem Beispiel veranschaulicht.

## Rekonstruktionsbeispiele

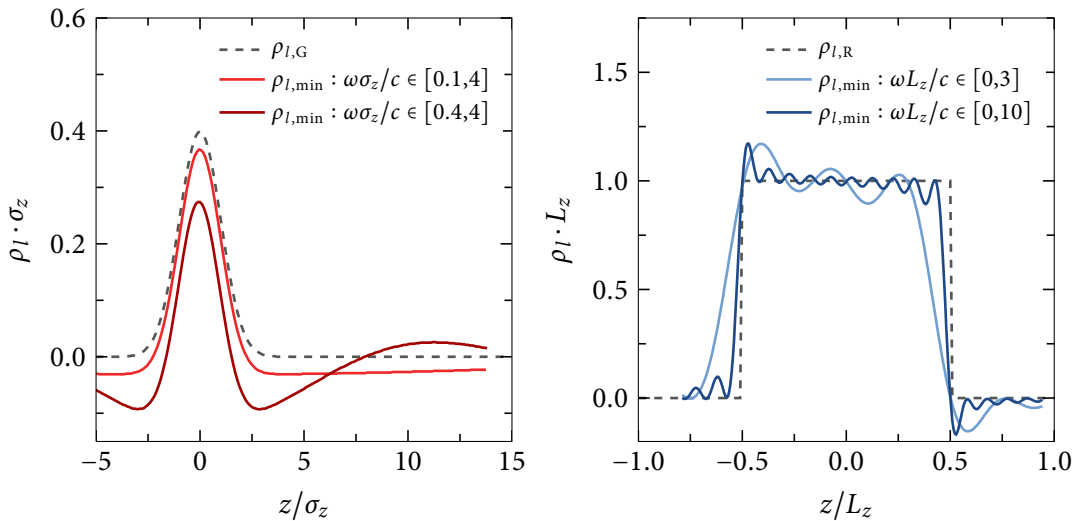
Das Messen des longitudinalen Formfaktors über den gesamten Frequenzbereich ist in der Praxis nicht möglich. Ein Ansatz ist, den Formfaktor von der minimalen  $\omega_{\min}$  und maximalen Frequenz  $\omega_{\max}$  in Gl. (2.47) und Gl. (2.33) gegen die Extrema  $\omega \rightarrow \infty$  und  $\omega \rightarrow 0$  zu extrapolieren [LS97]. Dies ist z.B. im Falle einer Rechteckdichteverteilung für hohe Frequenzen schwierig und kann Artefakte in der Rekonstruktion erzeugen. Ein anderer Ansatz ist die Beschränkung auf das zur Verfügung stehende Spektrum; vorausgesetzt die Bandbreite ist ausreichend groß, so dass  $|F|$  außerhalb ausreichend klein ist. Was bedeutet dies? Für drei Profile wird die Auswirkungen der Beschränkung beschrieben.

Der longitudinale Formfaktor für  $\theta = 0$  einer Gauß'förmigen Verteilung ist nach Gl. (2.25) rein reell

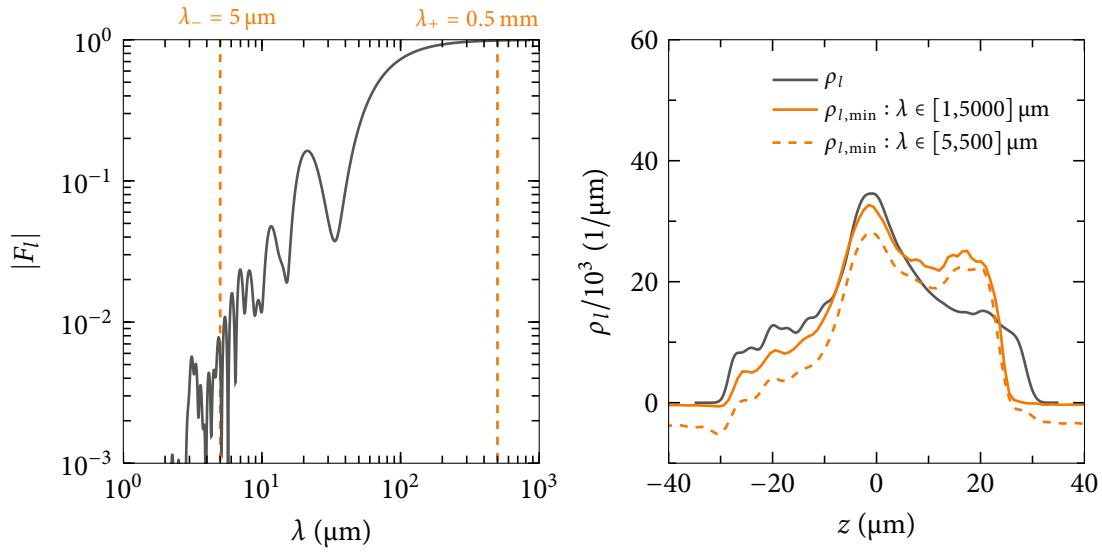
$$F_{l,G}(\omega) = \exp\left(-\frac{1}{2}\sigma_z^2 c^{-2} \omega^2\right). \quad (2.49)$$

Die wirkliche Phase  $\Phi$  ist Null. Berechnung der minimalen Phase nach Gl. (2.47) ergibt:

$$\Phi_{\min,G}(\omega) = \frac{\sigma_z^2(\omega_{\max} - \omega_{\min})}{c^2\pi} \omega \propto \omega. \quad (2.50)$$



**Abbildung 2.5:** Rekonstruierte Gauß'förmige (links) und rechteckige Elektronenpaketprofile (rechts) mittels Kramers-Kronig-Relation für verschiedene Frequenzbereiche: Für die Gauß'förmige Verteilung sind verschiedene minimale Frequenzen  $\omega_{\min}$  angenommen. Durch das Weglassen niederfrequenter Anteile wird das ermittelte Profil in seiner Form nicht maßgeblich verändert, sondern ein Offset aufgeprägt. Verschiebt man die Grenze zu höheren Frequenzen, sind langwellige Oszillationen die Folge. Für die Rechteckverteilung werden hochfrequente Anteile nicht berücksichtigt. Durch die instantanen Sprünge im Profil sind sehr hohe Frequenzen beteiligt, die beim Schnitt zu Oszillationen führen, die stärker hervorgehoben werden, je kleiner die Grenzfrequenz  $\omega_{\max}$  gewählt wird. Für beide longitudinalen Profile bleiben Charakteristika wie Gesamtlänge erhalten.



**Abbildung 2.6:** Rekonstruiertes longitudinales Profil  $\rho_{l,\min}$  eines simulierten Elektronenpaketes  $\rho_l$  von FLASH [Zag10]. Links: Formfaktor des Profils vor den Undulatoren von Abb. 1.9. Der zugelassene Wellenlängenbereich entspricht ca. dem des Einzelschussspektrometers, siehe Kap. 4. Rechts: Bestimmte Dichteverteilung mittels Kramers-Kronig-Relation für verschiedene berücksichtigte Wellenlängenbereiche  $\lambda \in [\lambda_-, \lambda_+]$ . Beide Rekonstruktionen können die symmetrische Struktur nicht wiedergeben. Eine Asymmetrie hinzu erhöhter Dichte im Elektronenpaketvorderteil wird erzeugt. Die minimale Phase  $\Phi_{\min}$  repräsentiert nicht die wirkliche Phase, Gl. (2.48). Bunchlänge und Spitzenstrom werden jedoch hinreichend genau ermittelt.

Sie ist linear abhängig von  $\omega$ . Für das rekonstruierte Profil nach Gl. (2.33) entspricht dies einer Verschiebung entlang der longitudinalen Koordinate, welches keinen Einfluss auf die Form des Profils hat.

Im Falle des Rechteckprofils  $\rho_{l,R}$  ist das Phasenintegral nicht analytisch bestimmbar. Der Formfaktor

$$F_{l,R}(\omega) = \frac{2c}{L_z \omega} \sin\left(\frac{L_z \omega}{2c}\right) \quad (2.51)$$

wechselt die Phase  $\Phi$  sprunghaft zwischen 1 und  $-1$ .

Die resultierenden Profile  $\rho_{l,\min}$  beider Verteilungen sind in Abb. 2.5 für verschiedene eingeschränkte Frequenzbereiche in Gl. (2.33) gezeigt. Trotz Verschiebung der Profildichte und auftretende Oszillationen auf Grund fehlender Frequenzanteile, kann die Gesamtstruktur der Verteilungen bestimmt werden. Bedingung ist, dass der Übergang von  $|F| = 1$  zu kleinen Beträgen hinreichend bekannt ist.

Auf eine für FLASH realistische Elektronenpaketstruktur [Zag10] wurde der Kramers-Kronig Algorithmus in Abb. 2.6 in der Wellenlängendarstellung  $\lambda = 2\pi c/\omega$  angewandt. Hierfür wurde der Betrag des Formfaktors mit einer diskreten Fouriertransformation berechnet. In diesem Beispiel be-

schreibt die minimale Phase nicht das tatsächliche Profil. Phasenanteile der Blaschke Phase  $\Phi_B$  müssen berücksichtigt werden. Trotz mangelnder Beschreibung des wirklichen Profils werden Spitzenstrom und Gesamtlänge wiedergegeben.

## 2.3 Intensitätsintegrierte Messungen

Zur longitudinaler Diagnostik werden intensitätsintegrierte Messungen von kohärenter Strahlung durchgeführt, siehe Abs. 1.5.2. Der Verlust der spektralen Information verhindert die Erkennung von Substrukturen. In gewissen Grenzen jedoch kann über die totale Intensität auf die absolute Elektronenpaketlänge unabhängig der Profilform geschlossen werden.

### 2.3.1 Absolute Längenbestimmung

Durch Integration von Gl. (2.30) über den Frequenzraum ergibt sich die totale Intensität

$$U = \int_0^\infty \frac{dU}{d\omega} d\omega \approx \int_0^\infty \frac{dU_{\text{koh}}}{d\omega} d\omega . \quad (2.52)$$

Der inkohärente Anteil wird vernachlässigt. Bei Annahme, dass die spektrale Intensität der Einzel-elektronen  $dU_1/d\omega$  unabhängig von der Frequenz ist, z.B. für Übergangstrahlung (Gl. (A.11)), ist das gemessene Signal  $S$  gegeben durch

$$S(\sigma_z) \propto \int_0^\infty R(\omega) |F_1(\omega, \sigma_z)|^2 d\omega . \quad (2.53)$$

Hierbei ist  $R$  die Antwortfunktion des gesamten Detektoraufbaus.

Im Falle eines Gaußförmigen Elektronenpaketes  $\rho_G$  und einer simplen stufenförmigen Antwortfunktion

$$R(\omega) = \begin{cases} 0 & : \omega < \omega_{\min} \\ 1 & : \omega_{\min} \leq \omega \leq \omega_{\max} \\ 0 & : \omega > \omega_{\max} \end{cases} \quad (2.54)$$

berechnet sich das gemessene Signal zu

$$S_G(\sigma_z) \propto \frac{c\sqrt{\pi}}{2\sigma_z} \left( \operatorname{erf} \left( \frac{\sigma_z \omega_{\max}}{c} \right) - \operatorname{erf} \left( \frac{\sigma_z \omega_{\min}}{c} \right) \right) , \quad (2.55)$$

mit der Fehlerfunktion  $\operatorname{erf}$  und dem Limes

$$\lim_{\substack{\omega_{\min} \rightarrow 0 \\ \omega_{\max} \rightarrow \infty}} S_G(\sigma_z) \propto \frac{c\sqrt{\pi}}{2\sigma_z} . \quad (2.56)$$

Für den direkten Vergleich von  $S$  eines rechteckigen Elektronenpaketes wird die RMS Länge ein-



geführt. Mit

$$\sigma_z^2 = \int_{-\infty}^{\infty} z^2 \rho_{l,R}(z) dz = \frac{1}{L_z} \int_{-L_z/2}^{L_z/2} z^2 dz = \frac{L_z^2}{12} \quad (2.57)$$

kann der longitudinale Formfaktor  $F_l$  in Gl. (2.51) zu

$$F_{l,R}(\omega) = \frac{c}{\sqrt{3}\sigma_z\omega} \sin\left(\frac{\sqrt{3}\sigma_z\omega}{c}\right) \quad (2.58)$$

umgeformt werden. Analog zu Gl. (2.55) und Gl. (2.56) ergeben sich

$$S_R(\sigma_z) \propto \frac{c}{6\sigma_z^2} \left( 2\sqrt{3}\sigma_z \operatorname{Si}\left(\frac{2\sqrt{3}\sigma_z\omega_{\max}}{c}\right) - 2\sqrt{3}\sigma_z \operatorname{Si}\left(\frac{2\sqrt{3}\sigma_z\omega_{\min}}{c}\right) - \frac{1}{\omega_{\max}} \left(1 - \cos\left(\frac{2\sqrt{3}\sigma_z\omega_{\max}}{c}\right)\right) + \frac{1}{\omega_{\min}} \left(1 - \cos\left(\frac{2\sqrt{3}\sigma_z\omega_{\min}}{c}\right)\right) \right) \quad (2.59)$$

und

$$\lim_{\substack{\omega_{\min} \rightarrow 0 \\ \omega_{\max} \rightarrow \infty}} S_R(\sigma) \propto \frac{c\pi}{2\sqrt{3}\sigma_z} . \quad (2.60)$$

Das Sinus Integral wird mit Si abgekürzt.

Im Grenzfall unendlicher Detektorbandbreite ist das integrierte Signal  $S$  für beide Modellverteilungen, siehe Gl. (2.56) und Gl. (2.60), umgekehrt proportional zur Bunchlänge  $\sigma_z$ . Das Verhältnis des Signals von Gaußförmiger zu rechteckiger Verteilung ist mit  $(3/\pi)^{1/2} \approx 0.977$  nahe Eins. Trotz unterschiedlichem Profil wird nahezu der gleiche Signalpegel gemessen.

Für frequenzlimitierte Antwortfunktionen  $R$  beginnen sich  $\rho_{l,G}$  und  $\rho_{l,R}$  unterschiedlich zu verhalten. In Abb. 2.7 sind für verschiedene Grenzen  $\omega_{\min}$  und  $\omega_{\max}$  das Signal  $S$  in Abhängigkeit der Elektronenpaketlänge  $\sigma_z$  dargestellt. Mit einer endlichen oberen Frequenz nimmt die totale detektierbare Intensität zu kleinen  $\sigma_z$  einen Grenzwert an. Dieses Limit definiert die minimale Länge  $\sigma_{z,\min}$ , die mit einem Detektor vermessen werden kann;  $\omega_{\max}$  sollte möglichst hoch sein. Zu langen Paketlängen fällt das Signal  $S$  mit einem unteren Frequenzlimit rascher (schneller als  $\sigma_z^{-1}$ ). Hier differieren beide Modellprofile, da  $\rho_R$  im Vergleich zu  $\rho_G$  hohe Frequenzen beinhaltet, siehe Abb. 2.2. Ziel sollte es folglich sein, die Bandbreite in  $\omega$  so groß wie möglich zu wählen.

Die minimal detektierbare Bunchlänge  $\sigma_{z,\min}$  hängt vom konkreten Experiment bzw. vom Signal-Rausch-Verhältnis der Messapparatur ab. Als allgemeiner Anhaltspunkt kann der Übergang in den linearen Bereich von  $S$  definiert werden, bei dem die zweite Ableitung identisch Null ist:

$$S_{\text{lin}}(\sigma_{z,\min}) \quad \text{mit} \quad \frac{d^2 S}{d^2 \sigma_z} = 0 . \quad (2.61)$$

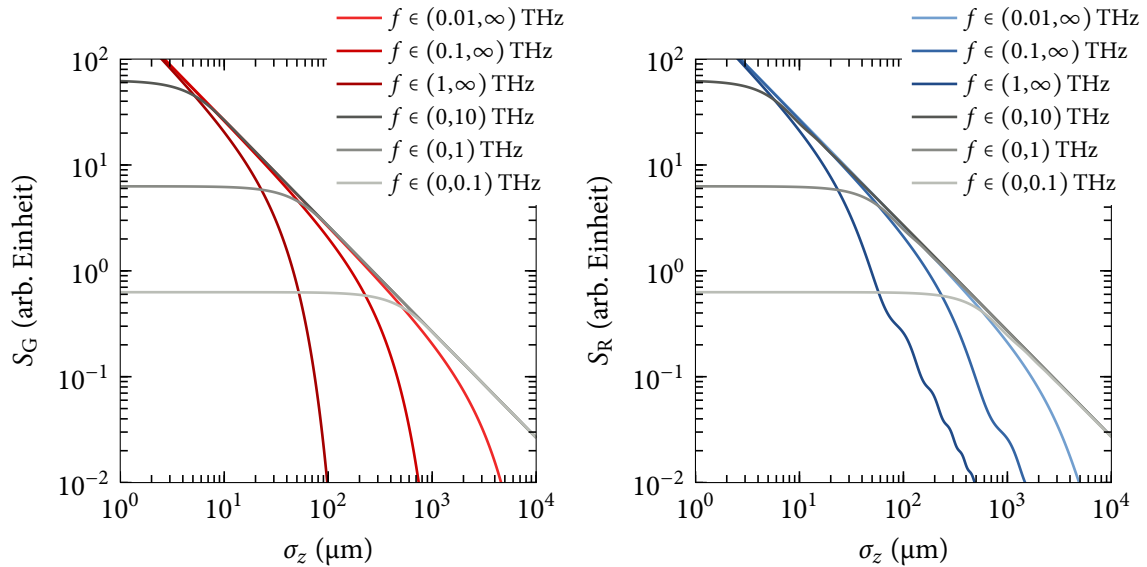
In Abb. 2.8 ist diese in Abhängigkeit der maximalen Frequenz  $\omega_{\max}$  aufgetragen. Es gilt das numerisch

bestimmte Verhalten von

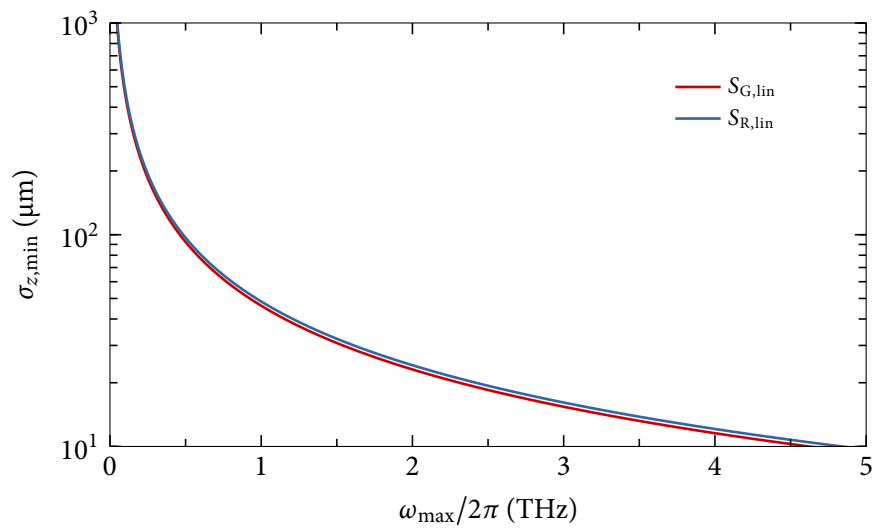
$$\rho_{l,G} : \sigma_{z,\min} [\mu\text{m}] = 46.21 (f_{\max}[\text{THz}])^{-1} \quad (2.62)$$

$$\rho_{l,R} : \sigma_{z,\min} [\mu\text{m}] = 48.38 (f_{\max}[\text{THz}])^{-1} .$$

Im Allgemeinen hat  $R(\omega)$ , Gl. (2.54), eine nicht triviale Gestalt, so dass die Abhängigkeit des Signales unter Umständen komplexer ausfällt.



**Abbildung 2.7:** Intensitätsintegriertes Signal  $S$  von Gaußförmigen (links) und rechteckigen Verteilung (rechts) für verschiedene minimale und maximale Grenzfrequenzen  $f = \omega/2\pi$  in Abhängigkeit der Elektronenpaketlänge  $\sigma_z$ . Bei Unterdrückung von hohen Frequenzen (Tiefpass) verhalten sich beide Signale  $S$  ähnlich, indem bei reduzierter Länge  $\sigma_z$  die detektierte Intensität einen Grenzwert annimmt. Für den Formfaktor gilt auf dem betrachteten Frequenzintervall  $|F| \simeq 1$ , so dass Änderung der Elektronenpaketlänge nicht registriert werden. Wird ein Hochpassverhalten angenommen, wird das Signal  $S$  zu großen  $\sigma_z$  vermindert. Da der Formfaktor  $F_{l,R}$  hohe Frequenzanteile aufweist, ist diese Abnahme bzgl.  $F_{l,G}$  weniger ausgeprägt und zeigt leichte Oszillationen.



**Abbildung 2.8:** Minimale Bunchlänge  $\sigma_{z,\min}$  in Abhängigkeit einer maximalen Grenzfrequenz  $\omega_{\max}$  für Gaußförmige und rechteckige Elektronenpakete. Als Definition ist  $d^2S/(d^2\sigma_z) = 0$  gewählt, bei der das intensitätsintegrierte Signal  $S$  linear mit  $\sigma_z$  skaliert. Beide Modelle zeigen ein umgekehrtes proportionales Verhalten, siehe Gl. (2.62).



## 3 Kompressionsmonitore BCMs

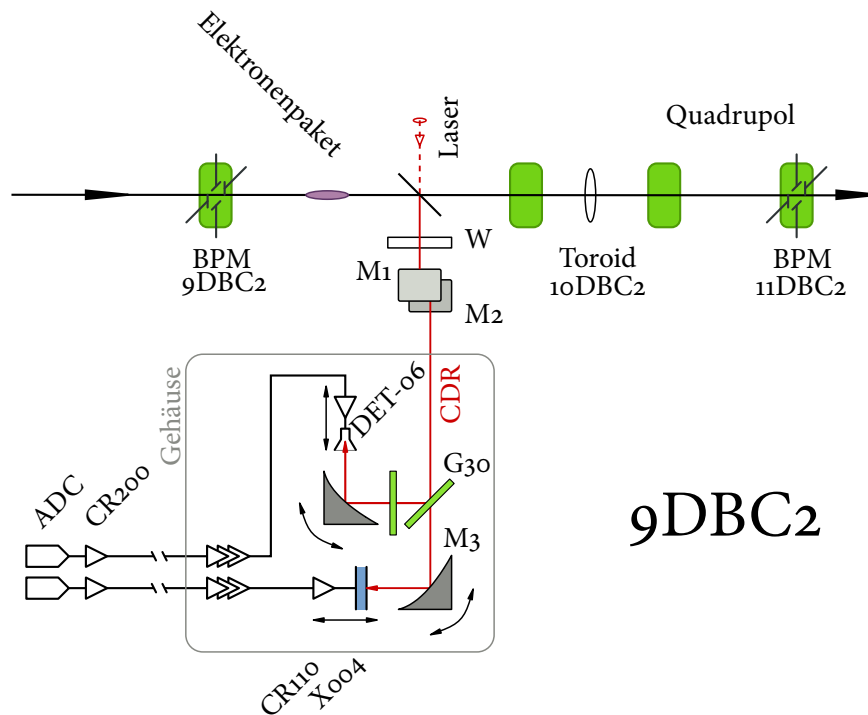
Wie in Abs. 1.5.2 beschrieben, werden die Signale der Kompressionsmonitore BCM (bunch compression monitor) zur langsamen und schnellen Phasenregelung der Beschleunigungsmodule ACC<sub>1</sub> und ACC<sub>2+3</sub> verwandt [LAF<sup>+</sup>10, KBB<sup>+</sup>10] und dienen als Richtwerte zur Einstellung der Kompression des FLASH Beschleunigers. Auf Grund der hier verwendeten kohärenten Diffraktionsstrahlung CDR (coherent diffraction radiation) in Kombination mit einer schnellen Ausleseelektronik (Anh. C) ist es möglich, das Maß der Kompression bis zu einer Repetitionsrate von 1 MHz jedes einzelnen Elektronenpaketes zu messen. Diese Eigenschaft der zerstörungsfreien, parasitären Messmethodik macht es attraktiv zu versuchen, nicht nur die relative, sondern die absolute Elektronenpaketlänge  $\sigma_z$  mit Hilfe der BCMs zu bestimmen (Abs. 2.3.1), um z.B. Experimentatoren eine obere Abschätzung der FEL Photonenpulslänge zur Verfügung zu stellen [BGG<sup>+</sup>12]. In diesem Kapitel wird untersucht, ob und inwieweit sich die realen FLASH Kompressionsmonitore BCM 9DBC<sub>2</sub> und BCM 4DBC<sub>3</sub> dafür eignen.

Vollständigkeitshalber ist anzumerken, dass ein weiterer BCM 7ECOL in der Kollimatorsektion existiert, siehe Abb. 1.2. Dieser Einzeldetektor misst die integrale Intensität kohärenter Synchrotronstrahlung CSR (coherent synchrotron radiation), welche im letzten Dogleg Dipol D7ECOL erzeugt wird. Die nicht ausreichend bekannte Auskoppelgeometrie und die komplexere Behandlung der CSR in magnetischen Schikanen mit kleiner Apertur und die sich ergebenden Interferenz- und Spiegellaftungseffekte [Grio8] erschweren eine genaue Analyse. Auf eine Behandlung wird an dieser Stelle verzichtet.

### 3.1 Aufbau

Die BCMs befinden sich hinter den magnetischen Schikanen BC<sub>2</sub> bzw. BC<sub>3</sub>, siehe Abb. 1.1. Beide Stationen wurden 2010 umgebaut [BNSW10]. Die vorherigen experimentellen Aufbauten [Grio7] genügten nicht den Ansprüchen, die an die Sensitivität, den dynamischen Kompressions- und Ladungsbereich, die Robustheit und die Justierbarkeit gestellt wurden. BCM 9DBC<sub>2</sub> und BCM 4DBC<sub>3</sub> sind zum größten Teil identisch aufgebaut, deren Eigenschaften im Folgenden aufgeführt werden.

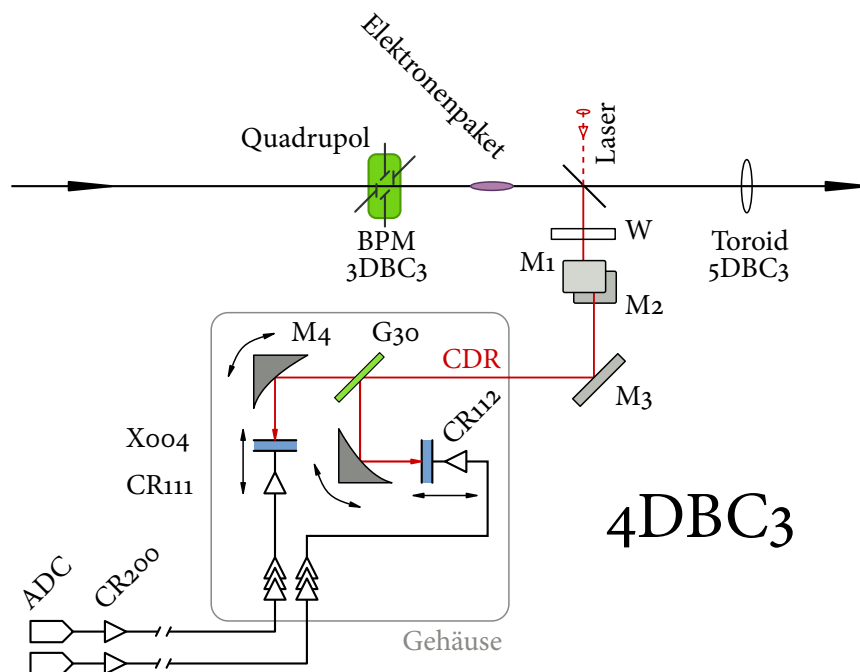
In Abb. 3.1 ist der schematische Aufbau von BCM 9DBC<sub>2</sub> gezeigt: Ca. 10 m hinter dem letzten Dipol der BC<sub>2</sub> Schikane befindet sich der Diffraktionsradiator, welcher um 45° zur Strahlachse gedreht ist und die CDR über ein Quarzfenster W aus dem Maschinenvakuum lenkt. Mittels eines Periskops (M<sub>1</sub> und M<sub>2</sub>) wird die Strahlung in den Detektoraufbau transportiert, wo sie durch einen Polarisator G<sub>30</sub> von *Microtech Instruments* in horizontaler und vertikaler Feldkomponente zerlegt und in die symmetrischen Detektorarme geführt wird. Motorisierte Parabolspiegel M<sub>3</sub> fokussieren die CDR auf die Detektoren: Die vertikale Polarisation wird auf ein pyroelektrisches Element des Typs Xoo4



**Abbildung 3.1:** Schematischer Aufbau des Kompressionsmonitors BCM 9DBC2. Eine Beschreibung ist im Text gegeben. Eine Übersicht der Elektronenstrahl- und Magneto-optikparameter sind in Tab. 3.2 aufgelistet. Die CDR Transportoptik ist in Abb. 3.3 gezeigt, die Signalcharakteristik in Tab. 3.1 zusammengefasst.

(Abs. C.2.1) gebracht (9DBC2.1), die horizontale auf eine DET-06 Schottky-Diode (9DBC2.2) von *Millitec*. Durch die hohe Sensitivität der Diode kann je nach Signalpegel die Intensität mittels eines weiteren gekreuzten Polarisators G30 stufenlos variiert werden. Die Splittung der Strahlung auf zwei Detektoren ermöglicht es den dynamischen Bereich zu vergrößern, um den FLASH Anforderungen (Tab. 1.1) nachzukommen. Der Abstand beider Detektoren zu M3 kann über einen motorisierten Linearschlitten eingestellt werden. Vor- CR110 von *Cremat* (Abs. C.1.2) und Linearverstärker befinden sich innerhalb des BCM Gehäuses, welches mit einer Lage Kupferfolie und Infrarotabsorber ausgelegt ist. Die BCM Signale werden in eine außerhalb des Tunnels gelegene Hütte geführt und nach dem *Cremat* Filterverstärker CR200 (Abs. C.1.2) über einen Analog-Digital-Konverter ADC (analog digital converter) aufgenommen. Die Elektronenstrahlage kann mit den Positionsmonitoren BPMs (beam position monitor) 9DBC2 und 11DBC2, die Bunchladung  $Q$  mit dem Toroid 10DBC2 bestimmt werden. Über ein rückwärtiges Schaufenster der Schirmstation wird ein Justierlaser eingekoppelt, welcher den CDR Strahlweg nachvollzieht, um Periskop, Fokussierspiegel und Detektoren vor Inbetriebnahme zu justieren.

Der BCM 4DBC3 ist in Abb. 3.2 illustriert: Er befindet sich ca. 3.5 m hinter dem letzten Dipol der BC3 Schikane und ist ähnlich konzipiert wie BCM 9DBC2, siehe Abb. 3.1. Für beide Detektorarme sind pyroelektrische Elemente X004 in Verwendung, siehe Abs. C.2.1; ein zweiter Polarisator entfällt. Der dynamische Bereich wird zum einen mittels der unterschiedlichen *Cremat* Vorverstärker



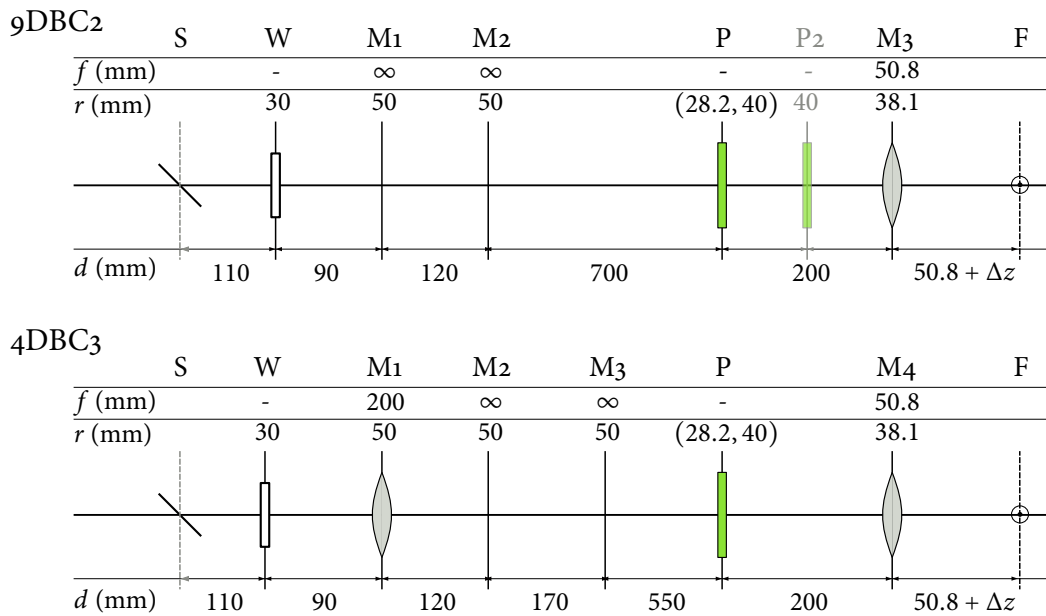
**Abbildung 3.2:** Schematischer Aufbau des Kompressionsmonitors BCM 4DBC3. Eine Beschreibung ist im Text gegeben. Eine Übersicht der Elektronenstrahl- und Magneto-optikparameter sind in Tab. 3.2 aufgelistet. Die CDR Transportoptik ist in Abb. 3.3 gezeigt, die Signalcharakteristik in Tab. 3.1 zusammengefasst.

CR111 bei 4DBC3.1 und CR112 bei 4DBC3.2, zum anderen durch die verschiedenen intensiven Polarisationsrichtungen erreicht. Zur Strahlmenge wird BPM 3DBC3, zur Ladungsmessung Toroid 5DBC3 verwendet.

### 3.1.1 Schirmstationen

Die Schirmstationen 9DBC2 und 4DBC3 sind baugleich und beinhalten den Diffraktionsradiator, die Schaufenster und eine motorisierte Schirmpositionierungsmechanik. Der Radiator [Chio6] besteht aus zwei getrennten rechteckigen  $46 \times 20 \text{ mm}^2$  großen und  $300 \text{ nm}$  dicken Siliziumfolien, die mit einer  $40 \text{ nm}$  Aluminiumschicht bedampft sind. Während ein Schrittmotor den vertikalen Abstand  $\Delta y$  zwischen den beiden Schirmteilen variiert, positioniert ein weiterer einheitlich beide Einzelschirme zentrisch zum Strahlrohr. Die diskreten Positionen  $\Delta y = 0, 5$  und  $10 \text{ mm}$  können standardmäßig im Kontrollsystem ausgewählt werden. Für  $\Delta y \neq 0$  bilden die Teilschirme einen horizontalen Schlitz, der den Elektronenstrahl nicht blockiert. Das über das Elektronenpaket hinaus ausgedehnte Coulombfeld wird jedoch über Diffraction teilweise emittiert, siehe Anh. A. Je kleiner der Abstand  $\Delta y$ , desto intensiver die Strahlung.

Die  $45^\circ$  Stellung des Schirmes erlaubt die Auskopplung der CDR orthogonal zur Strahlachse aus dem Maschinenvakuum über ein planares kristallines Quarzfenster mit einer freien Apertur von  $60 \text{ mm}$  und einer Dicke von  $4.8 \text{ mm}$ . Die Oberflächennormale entspricht der Hauptachse  $z$  des trigonalen Quarzkristalls. So wird die Doppelbrechung bei senkrechtem Strahlungseinfall verhindert.



**Abbildung 3.3:** Optiklayout der BCMs 9DBC2 (oben, Abb. 3.1) und 4DBC3 (unten, Abb. 3.2): Abstände  $d$  zueinander, Brennweiten  $f$  und effektive Optikradien  $r$  der einzelnen Elemente sind angegeben. Es bezeichnen S den Diffraktionsschirm, W das Quarzfenster, M die Spiegel, P die Polarisatoren und F den nominalen Fokus der symmetrischen Detektorarme. Da der jeweils erste Polarisator P horizontal unter  $45^\circ$  steht, verkleinert sich in dieser Achse die Apertur um den Faktor  $\sqrt{2}$ . Der Abstand zwischen letzten fokussierenden Paraboloiden und der Detektorposition kann um  $\Delta z$  variiert werden.

### 3.1.2 Transportoptik

In Abb. 3.3 ist der Aufbau der Transportoptik der BCMs 9DBC2 (Abb. 3.1) und 4DBC3 (Abb. 3.2) gezeigt. Die jeweiligen Detektorarme beider Stationen sind symmetrisch aufgebaut, so dass diese nicht einzeln aufgeführt sind. Der zusätzliche Polarisator P2 von BCM 9DBC2.2 hat keinen Effekt auf den Fokus F und ist deshalb grau hinterlegt.

Ab dem Quarzfenster W durchläuft der CDR Strahl normale Atmosphäre über eine Strecke von ca. 1.3 m bei 9DBC2 und ca. 1.4 m bei 4DBC3. Während der Strahl bei 9DBC2 unkollimiert propagiert und erst vom Parabolspiegel M3 mit einer Brennweite von  $f = 50.8$  mm fokussiert wird, ist bei 4DBC3 der erste Spiegel M1 ein Paraboloid mit Brennweite  $f = 200$  mm und Abstand  $f$  zum Schirm, dessen Absicht die Kollimation der CDR war [Chio6]. Da der CDR Schirm eine stark ausgedehnte Quelle ist, ist dies nur bedingt der Fall; M2 besitzt eine fokussierende Wirkung. Beim Upgrade wurden nur die Detektoreinheiten (P bis F einschließlich) ausgetauscht. Ein signifikanter Nachteil bzgl. der Sensitivität auf Grund der unterschiedlichen Geometrie entsteht nicht. Um die Detektoren möglichst genau im Intensitätsmaximum der CDR zu platzieren, können deren Abstände zum letzten Fokussierelement um  $\Delta z$  verändert werden.



### 3.1.3 Detektion

Auf Grund der zwei Detektorarme ist es möglich, verschiedene Detektoren mit unterschiedlicher Verstärkerelektronik zu verwenden. So steht ein ausreichender dynamischer Bereich in Signalstärke zur Verfügung. Da die kohärente Strahlung mit  $Q^2$  und  $|F_l|^2$  (Gl. (2.30)) skaliert, schwankt bei Änderung von  $Q$  und  $\sigma_z$  um jeweils eine Größenordnung (Tab. 1.1 und Abs. 2.3.1) die Intensität erheblich.

Zum einen werden pyroelektrische Elemente X004 von *InfraTec* verwandt, die einen breitbandigen Spektralbereich von wenigen Mikrometern bis zu einigen Millimetern abdecken, siehe Abb. C.4. So kann potentiell ein großer Längenbereich  $\sigma_z$  der Elektronenpakete absolut vermessen werden (Abb. 2.7). Die fehlende Schwarzschrift im Vergleich zum Typ X009 bietet den Vorteil, ohne Einbuße der Signalamplitude schnelle ladungssensitive Vorverstärker zu verwenden (Abs. C.1.2).

Zum anderen kommt eine Schottky-Diode DET-06 von *Millitec* bei 9DBC2.2 zum Einsatz, welche sensitiv um 140 GHz ist und somit nur moderat komprimierte Elektronenpakete vermessen kann. Der Vollständigkeit wird dieser Detektor erwähnt, jedoch nicht ab Abs. 3.2 in der weiteren Analyse berücksichtigt, da die spektrale Sensitivität nicht hinreichend genau bekannt ist bzw. berechnet werden kann.

Für alle Detektoren wird die gleiche Art von Verstärkerkette verwandt: Vor-, Linear- und Filterverstärker. Sie unterscheiden sich einzeln in den Verstärkungsfaktoren  $G$  der Linearverstärker, in der Zeitkonstante  $\sigma_{CR200}$  der Filterverstärkersignale und folglich in den resultierenden Rauschlevel  $\mathcal{N}_{ADC}$ . In Tab. 3.1 sind die wichtigsten Eigenschaften zusammengefasst. Benutzt werden modifizierte Versionen der *Cremat* Vorverstärker CR110, CR111 und CR112 mit schneller Zeitkonstante  $\tau_{CR110} = 1.4 \mu\text{s}$ . Für die Filterverstärker CR200 wurde im Falle der Antenne DET-06 eine Zeitkonstante von 100 ns gewählt, da das Signal-Rausch-Verhältnis kaum beeinträchtigt wird. Die Filtersignalbreite  $\sigma_{CR200}$  von höchstens 250 ns ermöglicht die Diskriminierung von zwei aufeinanderfolgenden Elektronenpaketen mit einem zeitlichen Abstand von einer Mikrosekunde (1 MHz Repetitionsrate). Die Verstärkungsfaktoren  $G$  der Linearverstärker wurden empirisch eingestellt.

Die unipolaren Signale werden über 12-bit, 1 MHz *DESY* ADCs mit einem dynamischen Bereich von  $\pm 1$  V digitalisiert. Das Bitrauschen beträgt ca. 0.25 mV (RMS). Während des regulären Maschinenbetriebs wurde das RMS Rauschen  $\mathcal{N}_{ADC}$  der gesamten Elektronik vermessen und ist in Tab. 3.1 wiedergegeben.

**Tabelle 3.1:** Eigenschaften der Verstärkerelektronik der Kompressionsmonitore: Die Verstärkungsfaktoren  $G$  des Linearverstärker sind empirisch eingestellt. Das RMS Rauschen  $\mathcal{N}_{ADC}$  des ADC wurde während des regulären FLASH Betriebes bestimmt und beinhaltet Störquellen wie HF-Stationen, umgebene Elektronik, etc.

BCM	Detektor	Vorverstärker	$\tau_{CR110}$ ( $\mu\text{s}$ )	$G$	$\sigma_{CR200}$ (ns)	$\mathcal{N}_{ADC}$ (mV)
9DBC2.1	X004	CR110	1.4	10	250	10
9DBC2.2	DET-06	CR110	1.4	0.1	100	0.6
4DBC3.1	X004	CR111	1.4	1	250	1.5
4DBC3.2	X004	CR112	1.4	1	250	2.0

## 3.2 Modellierung

Der simple BCM Aufbau ermöglicht die Erstellung eines ebenfalls einfachen Monitormodells für die Detektorstationen 9DBC2.1, 4DBC3.1 und 4DBC3.2, siehe Abb. 3.1 und 3.2. Die Simulation berücksichtigt die Transmissionseigenschaften des Polarisators  $T_P$  und des Schaufensters  $T_W$ , die Antwortfunktion des pyroelektrischen Detektors  $R_{X004}$  (Abb. C.4), den Verstärkungsfaktor  $G$  und die spektrale Intensität der CDR, die auf das Detektorelement der Grundfläche  $A_{\text{Det}}$  fällt. Das ladungsnormierte BCM Spannungssignal  $S_{\text{BCM}}$  ist in diesem Modell als

$$S_{\text{BCM}} = \frac{S_{\text{ADC}}}{Q^2} = \frac{G}{Q^2} \int_0^\infty R_{X004}(\lambda) T_W(\lambda) T_P(\lambda) \left( \int_{A_{\text{Det}}} \frac{d^3 U_{\text{koh}}}{d\lambda dx dy}(x, y, \Delta z) dx dy \right) d\lambda \quad (3.1)$$

definiert. Hierbei ist  $Q$  die Elektronenpaketladung,  $S_{\text{ADC}}$  das ADC Signal und  $\mathbf{x}_{\text{Det}} = (x, y, \Delta z)$  der Abstand des Detektormittelpunktes transversal bzgl. der optischen Achse der Strahlung und longitudinal bzgl. des theoretischen Fokuspunktes  $F$ , siehe Abb. 3.3.

Vernachlässigt wurden die Reflexionen der Plan- und Parabolspiegel, welche über den Spektralbereich als konstant mit 0.97 angenommen werden, und die Absorption von Infrarotstrahlung durch Wasserdampf der umgebenen Luft [CSS<sup>+</sup>09]. Um diesen schwer kontrollierbaren Einfluss zu reduzieren, könnte in Folgeexperimenten der Aufbau mit einer künstlichen Atmosphäre geflutet oder evakuiert werden.

### 3.2.1 Transmissionseigenschaften

Für die verwendeten Schaufenster sind keine Herstellerangaben über die spektrale Transmission  $T_W$  verfügbar. Nach dem Modell für die Strahlungsabsorption der pyroelektrischen Detektoren (Abs. C.2) kann die Transmission des Fensters aus den Materialeigenschaften berechnet werden. Für die spektrale Durchlässigkeit einer planen Schicht der Dicke  $d$  gilt:

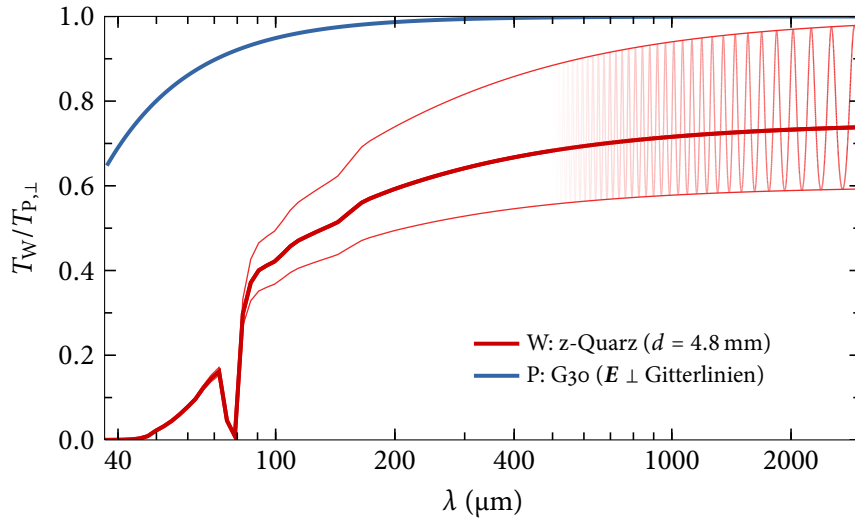
$$T(\lambda) = \left( 16(n^2 + \kappa^2)\mathcal{E} \right) / \left( \left( (n-1)^2 + \kappa^2 \right)^2 + \left( (n+1)^2 + \kappa^2 \right)^2 \mathcal{E}^2 + \left( 8\kappa(n^2 + \kappa^2 - 1)\mathcal{S} - 2(n^2 - 2 + (k-1)^2)(n^2 - 2 + (k+1)^2)\mathcal{C} \right) \mathcal{E} \right) \quad (3.2)$$

mit

$$\mathcal{E} = \exp\left(4d\pi\frac{\kappa}{\lambda}\right) \quad , \quad \mathcal{S} = \sin\left(4d\pi\frac{n}{\lambda}\right) \quad \text{und} \quad \mathcal{C} = \cos\left(4d\pi\frac{n}{\lambda}\right) . \quad (3.3)$$

Hierbei sind  $n(\lambda)$  der Brechungsindex und  $\kappa(\lambda)$  der Extinktionskoeffizient. Die Terme  $\mathcal{S}$  und  $\mathcal{C}$  beschreiben die Etalon Oszillationen.

Als Material kommt kristalliner z-Quarz zum Einsatz, welcher im Vergleich zu Quarzglas eine erhöhte Transmission im infraroten Wellenlängenbereich aufweist. Zur Berechnung der Transmission des 4.8 mm dicken Schaufensters wurden die optischen Konstanten des ordentlichen Strahles (Kristallhauptachse parallel zur Einfallrichtung) der Referenz [Phi97] entnommen. Die Größen  $n$



**Abbildung 3.4:** Transmission des Quarzfensters W nach Gl. (3.2) und Gl. (3.3) und unter Verwendung von [Phi97]: Die Etalon Resonanzen werden auf Grund der hohen Oszillationsfrequenz in der Messung herausgemittelt. Transmission des *Microtech Instruments* Polarisators G30 für senkrecht zu den Gitterlinien orientierte Polarisation  $T_{P,\perp}$ . Die Transmission der parallelen Komponente wird vernachlässigt.

und  $\kappa$  sind bis  $\lambda = 333 \mu\text{m}$  angegeben und werden konstant zu längeren Wellenlängen extrapoliert.

Über einen weiten Spektralbereich ist das Quarzfenster transparent, siehe Abb. 3.4. Unterhalb  $\lambda = 90 \mu\text{m}$  fällt die Transmission stark ab, bis für  $\lambda < 45 \mu\text{m}$  das Fenster quasi undurchsichtig wird. Erst nahe optischen Wellenlängen wird Strahlung wieder transmittiert. Die Etalon Resonanzen werden durch  $\mathcal{S} = \mathcal{C} = 0$  vernachlässigt, da diese durch den Messprozess herausgemittelt werden.

Der verwendete *Microtech Instruments* Drahtgitterpolarisator G30 weist für senkrecht zum Gitter orientierte Polarisation eine hohe Transmission  $T_{P,\perp}$  auf (Abb. 3.4), welche unterhalb  $\lambda = 200 \mu\text{m}$  langsam abnimmt. Die Teilung der Polarisation (Abb. 3.1 und 3.2) geschieht in Transmission und Reflexion. Für die reflektierte elektrische Feldkomponente parallel zu den Gitterlinien wird angenommen, dass keine Absorption stattfindet. Es gilt:

$$R_{P,\parallel} = T_{P,\perp} \quad \text{und} \quad R_{P,\perp} = T_{P,\parallel} = 0. \quad (3.4)$$

Effekte der  $45^\circ$  Stellung, d.h. die damit verbundene Änderung der Drahtabstände, und die Anteile der jeweils orthogonalen Polarisation werden nicht berücksichtigt.

### 3.2.2 Diffraktionsstrahlung

Durch die endliche Detektorfläche  $A_{\text{Det}}$  wird nur ein bestimmter Anteil der abgestrahlten kohärenten Strahlung erfasst. Durch Nahfeld- und Beugungseffekte und den Emissionsprozess an sich (Anh. A) ist die gemessene spektrale Intensität der CDR stark von der Detektorposition  $\mathbf{x}_{\text{Det}}$  abhängig. Zudem bestimmt die Bunchform  $\rho$  nach Gl. (2.19) die spektrale Intensitätsflächendichte.

Als Simulationsgrundlage der emittierten kohärenten Diffraktionsstrahlung CDR sind für die

**Tabelle 3.2:** Nominale Elektronenstrahlparameter für der Positionen 9DBC2 und 4DBC3: Mittels Gl. (1.1), einer Abschätzung der Emittanz  $\varepsilon_{n,p} = 2 \mu\text{m rad}$  [LSC+06] in beiden Ebenen und den  $\beta$  Funktionen [Vog] wurde die Strahlgröße bestimmt. Zum Vergleich ist die Schlitzhöhe  $\Delta y$  der Diffraktionsschirme angegeben.

BCM	$E$ (MeV)	$\gamma$	$\beta_x$ (m)	$\sigma_x$ (mm)	$\beta_y$ (m)	$\sigma_y$ (mm)	$\Delta y$ (mm)
9DBC2	150	$\approx 290$	2	0.12	3.3	0.15	5
4DBC3	450	$\approx 880$	6	0.12	38	0.3	10

Standorte der Kompressionsmonitore die nominellen Elektronenstrahlparameter in Tab. 3.2 zusammengefasst. Die transversalen RMS Strahlbreiten  $\sigma_t$  sind klein im Vergleich zu den Schlitzhöhen  $\Delta y$  der Diffraktionsschirme bei 9DBC2 und 4DBC3. Konsequenz ist, dass für rotationssymmetrische transversale Ladungsverteilungen nach dem Gauß'schen Satz das elektrische Feld  $\vec{E}(\lambda, x, y)$  auf dem Schirm nicht durch die exakte Strahlbreite beeinflusst wird.

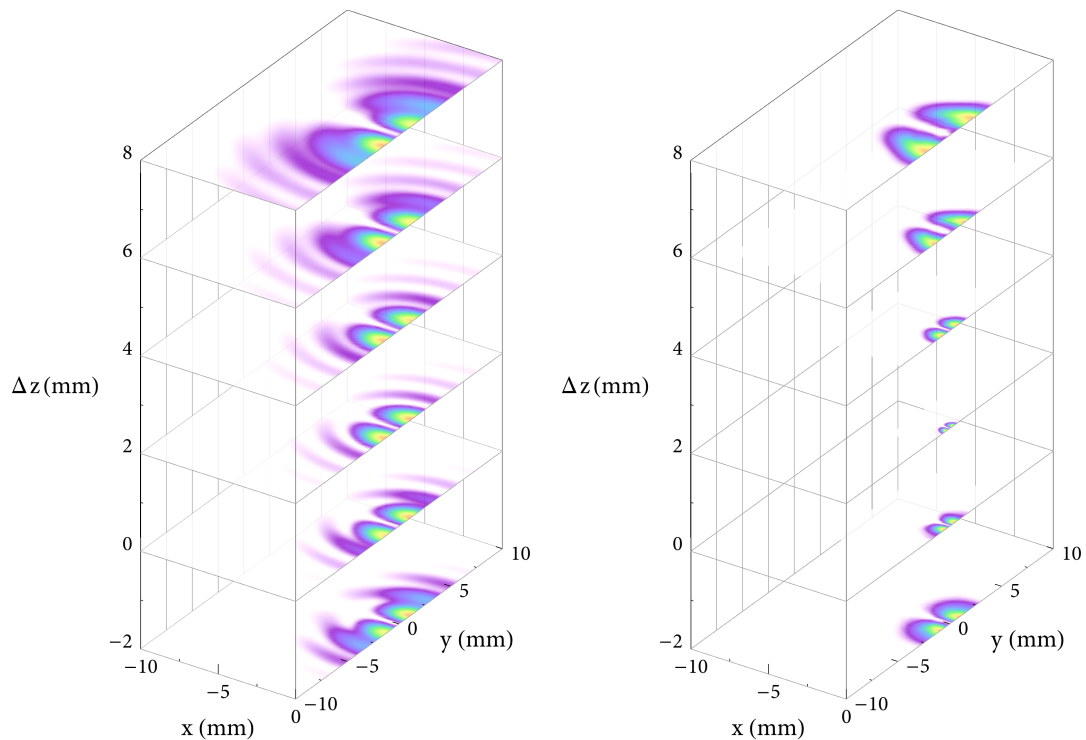
Für die Stationen 9DBC2 und 4DBC3 wird mit dem *Mathematica*-Paket *THzTransport* [Sch] die spektrale Intensitätsflächendichte  $d^3 U_\delta / (d\lambda dx dy)$  der CDR in der Nähe des Fokuspunktes F für verschiedene Abstände  $\Delta z$  berechnet. Es wird ein zylindrisches transversales Strahlprofil  $\rho_t$  mit einem Radius von 200  $\mu\text{m}$  verwandt. Die Ladung beträgt  $Q = 1 \text{ nC}$ , der longitudinale Formfaktor wird identisch  $F_l(\lambda) = 1$  gesetzt, was einer infinitesimalen kurzen Bunchlänge mit  $\rho_l(z) = \delta(z)$  entspricht, siehe Abs. 2.1.1. Gemessene oder analytische longitudinale Profile können in der Näherung Gl. (2.30) hinterher berücksichtigt werden. Der Elektronenstrahl passiert zentrisch den Diffraktionsstrahler.

Mit enthalten sind die Aperturen der Optiken und die damit verbundene Beugung, siehe Abb. 3.3. In einem Bereich um die Fokalposition F wird für beide Polarisierungen, welche auf die jeweiligen Detektorarme aufgeteilt werden, die Intensität auf einem Raster bestimmt. Die Intervalle sind in Tab. 3.3 angegeben. Die Wahl des Wellenlängenintervalls ( $\lambda_{\min}, \lambda_{\max}$ ) wurde für kurze Wellenlängen durch die Transmission  $T_W$  des Quarzfenster (Abb. 3.4), für die Obergrenze durch die verfügbare Sensitivitätsextrapolation des X004 Detektors (Abs. C.2.1) definiert.

Exemplarisch sind für zwei Wellenlängen die transversale Intensitätsverteilung in verschiedenen Abständen  $\Delta z$  zum Fokuspunkt F der vertikalen Polarisation bei BCM 9DBC2 in Abb. 3.5 gezeigt. Beugungs- und Emissionscharakteristik erzeugen wellenlängenabhängig sehr unterschiedlich stark ausgedehnte und strukturierte Intensitätsdichten.

**Tabelle 3.3:** BCM Simulationsparameter der CDR: Die Intervalle der transversalen Ausdehnung  $x$  und  $y$  stellen das maximale Sichtfeld dar. Für Intensitätsverteilungen, die weniger Raum einnehmen, wird das Intervall reduziert, um bei gleichbleibender Anzahl von Punkten eine ausreichende Auflösung sicherzustellen.

Parameter	Intervall (mm)	Punkteanzahl
Horizontale Achse $x$	(-10, 10)	120
Vertikale Achse $y$	(-10, 10)	120
Abstand $\Delta z$	(-2, 8)	11
Wellenlänge $\lambda$	(0.01, 3)	50



**Abbildung 3.5:** Spektrale Intensitätsflächendichte  $d^3U_\delta/(d\lambda dx dy)$  der CDR am Beispiel von BCM 9DBC2 für vertikale Polarisation der Wellenlängen 2.5 mm (links) und 500  $\mu\text{m}$  (rechts) in Abhängigkeit des Abstandes  $\Delta z$  bzgl. nominaler Fokalposition F, siehe Abb. 3.3. Die Intensität ist farblich markiert und jeweils in den Schnittebenen auf das Maximum skaliert. Da die Verteilungen nahezu symmetrisch in  $x$  und  $y$  sind, ist zur besseren Übersicht nur  $x < 0$  gezeigt. Durch Beugungseffekte lassen sich lange Wellenlängen weniger stark kollimieren als kurze.

### 3.2.3 Bestimmung der absoluten Detektorposition

Um das BCM Signal  $S_{\text{BCM}}$  korrekt zu modellieren, muss zunächst die Position des Detektorelementes ermittelt werden. Durch die Laserjustage beim Aufbau der BCMs, siehe z.B. Abb. 3.1, ist nur eine grobe Positionierung auf einige Millimeter möglich. So kann die Ortsbestimmung nur mit Hilfe des Elektronenstrahls bzw. der CDR durchgeführt werden. Die Prozedur gestaltet sich wie folgt:

1. Das longitudinale Elektronenpaketprofil  $\rho_l$  wird mit der TDS (Abs. D) bestimmt und der zugehörige Formfaktor  $|F_l|$  nach Gl. (D.11) berechnet. Dieser geht in die Simulation ein.
2. Iterativ wird transversal mit Hilfe der motorisierten Spiegelhalter und longitudinal mit Hilfe des verfahrbaren Linearschlittens der Detektor auf die Position des maximalen Signals  $S_{\text{ADC}}$  gebracht, siehe Abb. 3.1 und 3.2.
3. Das Signal  $S_{\text{ADC}}$  wird in Abhängigkeit vom Abstand  $\Delta z$  gemessen, siehe Abb. 3.3.
4. Vergleich von  $S_{\text{BCM}}(\Delta z)$  mit dem Modell nach Gl. (3.1).

### Einfluss der Elektronenpaketform

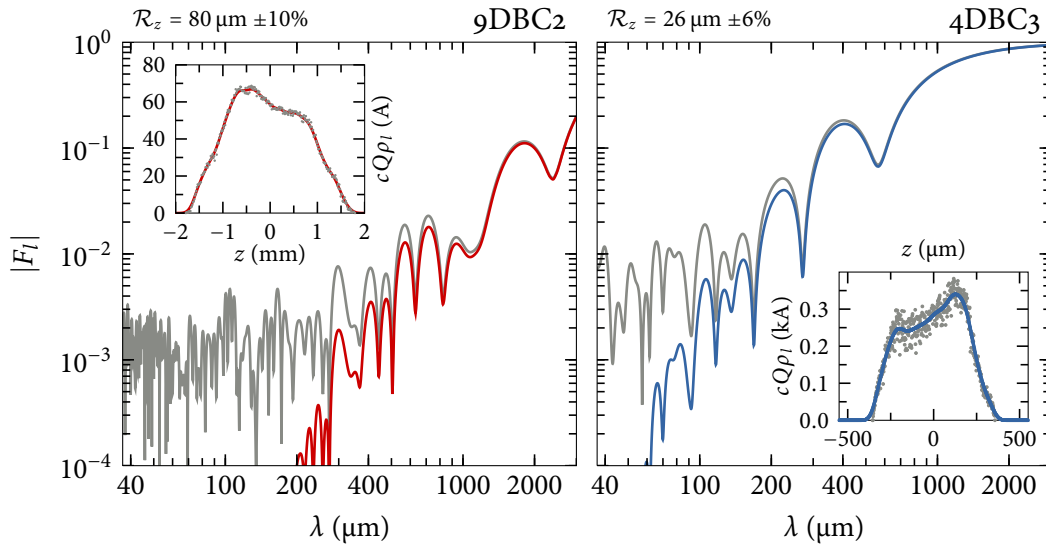
Für die Profilmessung bei 9DBC2 wurde der Kompressor BC3 ausgeschaltet und die Beschleunigerphasen  $\varphi_{ACC2+3} = 0$  gesetzt, um die Änderung durch verbleibende Dispersion  $R_{56}$  vom Kompressionsmonitor zur TDS bzw. 6SDUMP möglichst gering zu halten, siehe Abb. 1.1 und 1.2. Für die Kalibrierung von BCM 4DBC3 werden beiden Kompressoren BC2 und BC3 benutzt. Die nicht verschwindende longitudinale Dispersion  $R_{56}$  des Kollimators wird vernachlässigt.

Die Abbildung 3.6 zeigt die TDS Messungen beider BCMs, die während der Justageprozedur eingestellt waren, zusammen mit den berechneten Formfaktoren  $F_l$ . Das 4DBC3 Profil  $\rho_l$  (rechts) weist starke Oszillationen auf, welche im Formfaktor ein erhöhtes Niveau bei kleinen Wellenlängen erzeugen. Dieses Rauschen ist frequenter als die Auflösung  $\mathcal{R}_z$  der TDS. Deshalb wird bei beiden Messungen das longitudinale Profil mit einer Gauß Funktion der Breite  $\mathcal{R}_z/2$  gefaltet. Diese gefilterten Formfaktoren werden für die weitere Analyse der Positionsbestimmung verwendet.

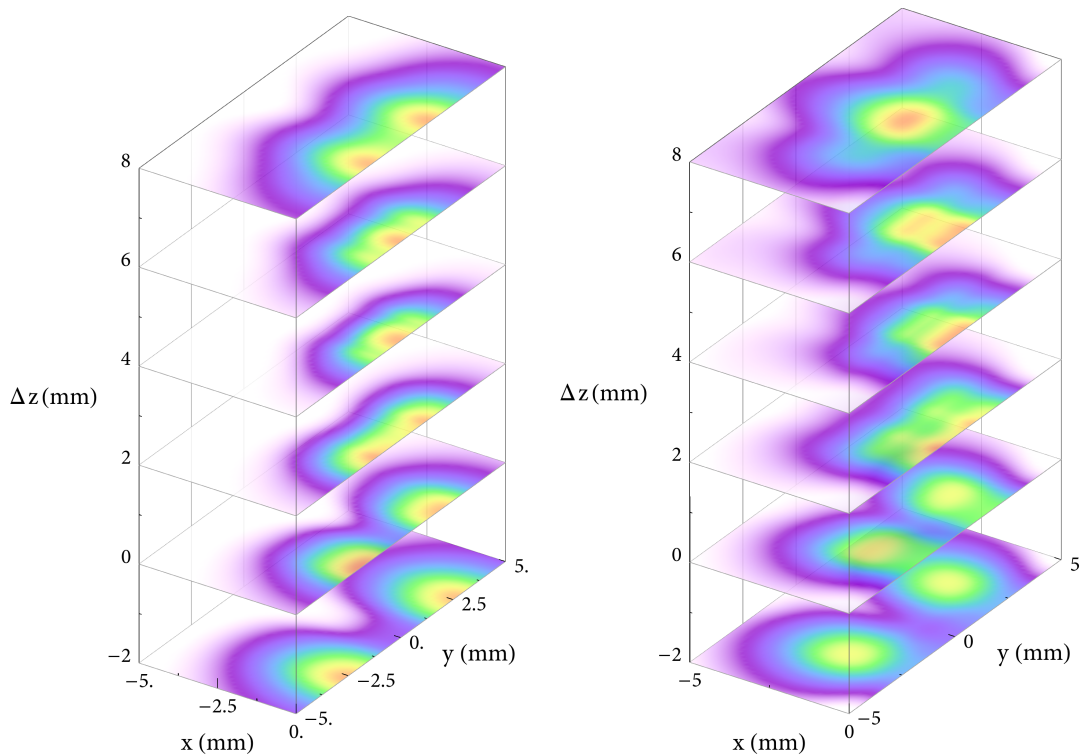
Über Gl. (2.30) geht die longitudinale Ausdehnung des Elektronenpaketes ein. Mit Hilfe der simulierten spektralen Intensitätsverteilung  $d^3 U_\delta / (d\lambda dx dy)$  folgt aus Gl. (3.1):

$$S_{\text{BCM}}(x, y, \Delta z) = \int_{A_{\text{Det}}} \left( \int_{\lambda_{\text{min}}}^{\lambda_{\text{max}}} R_{\text{BCM}}(\lambda) \frac{d^3 U_\delta}{d\lambda dx dy}(x, y, \Delta z) |F_l(\lambda)|^2 d\lambda \right) dx dy. \quad (3.5)$$

Hier bei sind  $\lambda_{\text{min}}$  und  $\lambda_{\text{max}}$  die Grenzwellenlängen der Simulation und  $R_{\text{BCM}}$  die spektrale Antwortfunktion unter Berücksichtigung aller BCM Komponenten, vgl. Gl. (3.1). Das Signal  $S_{\text{BCM}}$  bezieht sich auf eine Bunchladung von  $Q = 1$  nC.



**Abbildung 3.6:** Gemessene Stromprofile  $I = cQ\rho_l$  (Gl. (D.9)) und berechnete Formfaktoren  $F_l$  (Gl. (D.11)) für die Detektorpositionsbestimmung der BCMs 9DBC2 (links) und 4DBC3 (rechts). Die mit einer Gauß Funktion der Breite  $\mathcal{R}_z/2$  gefalteten Formfaktoren dienen als Grundlage für die Positionsbestimmung in Abb. 3.9.



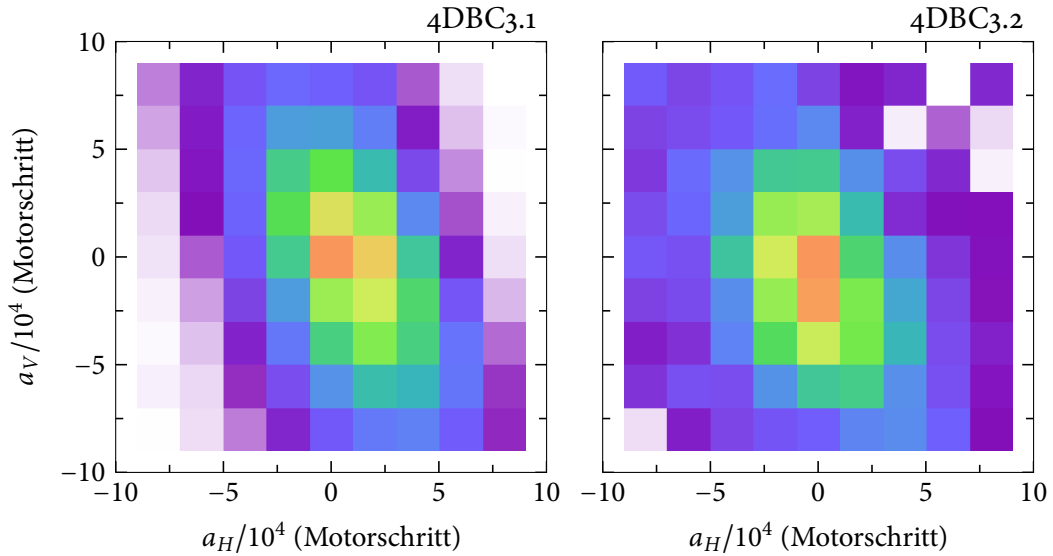
**Abbildung 3.7:** Räumliches Detektorsignal  $S_{BCM}$  der kohärenten Übergangsstrahlung der vertikalen bzw. Detektor 4DBC3.1 (links) und horizontalen Polarisation bzw. Detektor 4DBC3.2 (rechts) nach Gl. (3.5), Tab. 3.2 und TDS Messung Abb. 3.6: Die Intensität ist farblich markiert und jeweils in den Schnittebenen auf das Maximum skaliert. Da die Verteilungen nahezu symmetrisch in  $x$  und  $y$  sind, ist zur besseren Übersicht nur  $x < 0$  gezeigt. Der Strahlfokus befindet sich jeweils bei ca.  $\Delta z = 4$  mm hinter dem nominalen Fokus  $F$  (Abb. 3.3).

Am Beispiel des BCMs 4DBC3 ist das Signal  $S_{BCM}$  für beide Polarisationskomponenten bzw. Detektorarme in Abb. 3.7 dargestellt. Die optimale Position maximaler Intensität ist in beiden Detektorarmen bei  $x_{Det} \approx (0, 0, 4)$  mm. In diesem Punkt ist die CDR so stark kollimiert, dass der Detektor Xoo4 die wirkliche Größe nicht mehr auflösen kann. Es bildet sich ein globales Maximum aus. Außerhalb des Fokus spalten sich mit veränderlichem  $\Delta z$  lokale Maxima transversal auf.

### Bestimmung des maximalen Detektorsignals

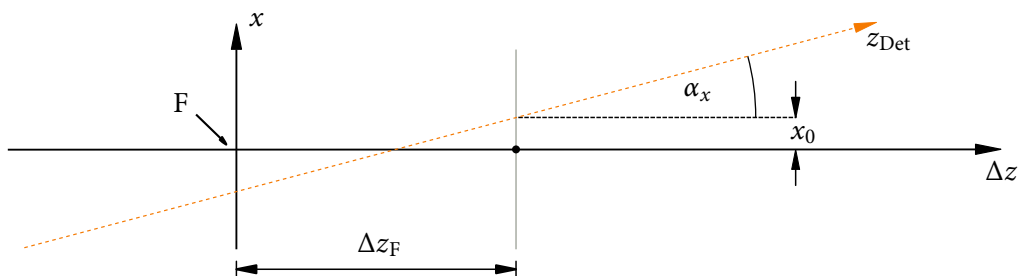
Das Detektorsignal wird iterativ durch die zur Verfügung stehenden motorisierten Komponenten maximiert (siehe z.B. Abb. 3.1). Wie in Abb. 3.7 illustriert, sollte das transversale Intensitätsprofil symmetrisch in horizontaler und vertikaler Richtung sein und ein globales Maximum aufweisen.

Ausgehend vom maximalen Signal  $S_{BCM}$  ist eine transversale Messung in Abhängigkeit der Schritte ( $a_H, a_V$ ) der Spiegelhaltermotoren in Abb. 3.8 für BCM 4DBC3 dargestellt. Die Profile weisen jeweils nur ein einzelnes Maximum auf, was auf eine Detektorposition  $\Delta z$  nahe des Fokus schließen lässt. Jedoch sind beide Verteilung zu den Hauptachsen, deren Mittelpunkt das Intensitätsmaximum kennzeichnet, gedreht und leicht verzerrt, im Widerspruch zur Simulation in Abb. 3.7.



**Abbildung 3.8:** Transversales Signalprofil  $S_{\text{BCM}}$  der CDR im Fokus für BCM 4DBC3.1 (links) und BCM 4DBC3.2 (rechts), siehe Abb. 3.2: Eine Eichung der Schrittmotorposition ( $a_H, a_V$ ) von M4 in Ortskoordinaten ( $x, y$ ) wurde nicht vorgenommen. Da das Profil keine zwei separierten Maxima aufweist, befindet sich die pyroelektrischen Detektoren nahe der Fokusposition, siehe Abb. 3.7. Die Symmetrie zur vertikalen bzw. horizontalen Achse ist jedoch nicht gegeben.

Eine mögliche Ursache ist zum einen die grobe Justage während des BCM Aufbaues mit dem Laser, siehe Abb. 3.1. Da das Periskop (M1 und M2) nicht motorisiert verfahren werden kann (ebenso wenig wie die Position der letzten Parabolspiegel), ist nicht gegeben, dass die optische Achse der Strahlung zum Spiegelmittelpunkt zentriert ist. Zum anderen wird der Spiegel nicht um den Mittelpunkt der Spiegeloberfläche gekippt, sondern um einen Punkt der Spiegeleinfassung. Während der Rasterung ändern sich somit die Fokussiereigenschaften. Im folgenden werden diese Effekte vernachlässigt, da sie für die Positionsbestimmung eine geringe Bedeutung haben.



**Abbildung 3.9:** Parametrisierung der Anpassung der absoluten Detektorposition nach Gl. (3.6) bzgl. der Fokalposition am Beispiel der Ebene ( $x, \Delta z$ ). Hierbei ist  $\Delta z_F$  der Abstand der wirklichen Fokalposition zur nominalen Position F,  $\alpha_x$  ist der Winkel der Detektorfahrrachse  $z_{\text{Det}}$  zur optischen Achse  $\Delta z$  und  $x_0$  der transversale Abstand zur optischen Achse im Fokus. Es wird angenommen, dass  $z_{\text{Det}} \approx \Delta z$  gilt.



**Tabelle 3.4:** Ermittelte Anpassungsparameter der absoluten Detektorpositionen im CDR Fokus für 9DBC2 und 4DBC3, siehe Abb. 3.10. Für alle Parameter kann ein Fehler von 10% abgeschätzt werden. Der Fokalabstand  $\Delta z_F$  ist durch die Simulation bestimmt.

Parameter	9DBC2.1	4DBC3.1	4DBC3.2	Einheit
Ablage $(x_0, y_0)$	(+1, +1)	(0, 0.6)	(0.4, 0)	mm
Winkel $(\tan \alpha_x, \tan \alpha_y)$	(-0.1, -0.1)	(0, -0.05)	(-0.1, 0)	-
Verstärkungsfaktor $G$	5	1.05	1.4	-
Fokalabstand $\Delta z_F$	2	4	4	mm

### Positionsbestimmung über die Variation des longitudinalen Abstands

Die absolute Position bzgl. des Fokus F kann mit der Messung von  $S_{BCM}(\Delta z)$  ermittelt werden. Es wird angenommen, dass die Winkel  $(\alpha_x, \alpha_y)$ , die die Fahrachse  $\Delta z_{Det}$  des Detektors zur optischen Achse  $\Delta z$  der CDR einnehmen, klein sind. Es gilt:  $z_{Det} \approx \Delta z$ . Mit der in Abb. 3.9 gezeigten Parametrisierung des Detektorweges

$$\mathbf{x}_{Det} = (x, y, \Delta z) = \left( \tan \alpha_x (\Delta z - \Delta z_F) + x_0, \tan \alpha_y (\Delta z - \Delta z_F) + y_0, \Delta z \right) \quad (3.6)$$

wird das Modell in Gl. (3.5) mit dem Signal verglichen. Die elektrischen Verstärkungsfaktoren  $G$  werden als freie Parameter angepasst.

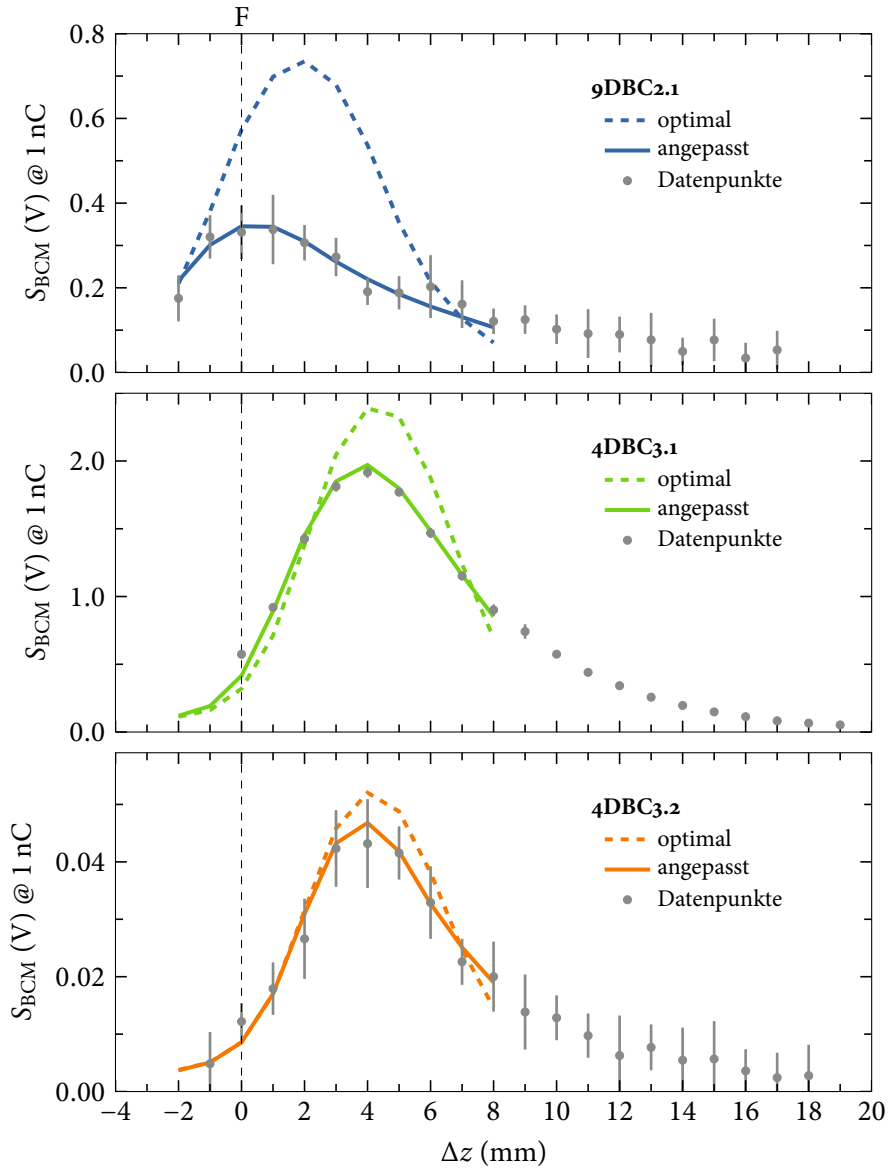
Das BCM Signal entlang der Fahrachse  $z_{Det} \approx \Delta z$  ist für alle pyroelektrischen X004 Detektoren in Abb. 3.10 samt der Parametrisierung nach Gl. (3.6) dargestellt. In Tab. 3.4 ist das Resultat der absoluten Positionsbestimmung aufgelistet. Das Detektormodell für die pyroelektrischen Elemente spiegelt das gemessene Signal  $S_{BCM}$  innerhalb der Messfehler gut wieder. Die 4DBC3 Detektoren zeigen einen nahezu optimalen Verlauf an. Die ermittelten Parameter ergeben eine Ablage im Fokus von 0.6 mm bzw. 0.4 mm in jeweils einer transversalen Achse, was in einer Reduktion des Spitzensignals im Vergleich zur optimalen Position um 20% bzw. 10% entspricht. Das Spitzensignal von 9DBC2.1 weist einen Anteil von 45% des maximal Möglichen auf. Zudem ist die Messkurve zum Parabolspiegel M3 verschoben. Die transversale Abweichung zum optimalen Fokus von 1.4 mm reduziert die maximale Amplitude. Die Steigung bzw. Winkel in beiden Achsen von 0.1 lässt die Form der Kurve abflachen.

### 3.2.4 Detektierte spektrale Intensität

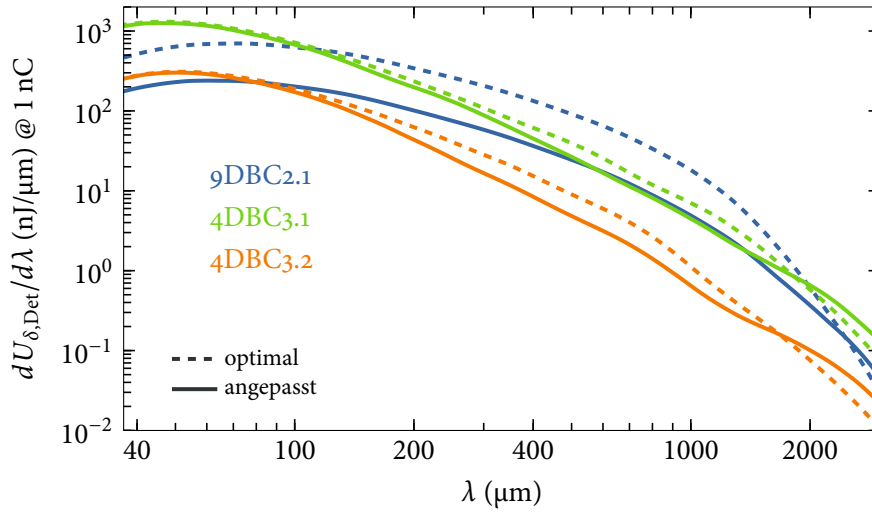
Die ermittelten Parameter (Tab. 3.4) und das maximale Signal definieren die Detektorpositionen  $\mathbf{x}_{Det}$ , auf die die Detektoren gefahren werden. Der allgemeine Ausdruck der kohärenten spektralen Intensität in Gl. (3.5) kann dann explizit zu

$$\frac{dU_{\delta, Det}}{d\lambda} = \int_{A_{Det}} \frac{d^3 U_{\delta}}{d\lambda dx dy}(\mathbf{x}_{Det}) dx dy \quad (3.7)$$

berechnet werden.



**Abbildung 3.10:** BCM Signal  $S_{\text{BCM}}$  entlang der optischen Achse  $\Delta z$  zur Bestimmung der absoluten Detektorpositionen  $x_{\text{Det}}$  der Stationen bei 9DBC2 und 4DBC3. Mit der Parametrisierung der Detektorbewegung nach Gl. (3.6) entlang der optischen Achse  $\Delta z$  wurde das Modell Gl. (3.5) an die Messpunkte angeglichen, vgl. Abb. 3.9. Die Fehlerbalken geben die Unsicherheit der Einzelmessungen wieder, die Fluktuationen von FLASH bzgl. Bunchlänge  $\sigma_z$ , Ladung  $Q$  und ADC Rauschen beinhalten. Die bestimmten Parameter sind in Tab. 3.4 zu finden. Das Modell beschreibt die Messungen sehr gut.



**Abbildung 3.11:** Spektrale Intensität  $dU_{\delta,Det}/d\lambda$  der CDR eines infinitesimalen kurzen Elektronenpaketes mit  $F_l = 1$ ,  $Q = 1$  nC und  $\sigma_t = 200$   $\mu\text{m}$  für BCM 9DBC2.1, 4DBC3.1 und 4DBC3.2.

In Abb. 3.11 sind die Ergebnisse für den idealen und realen Fall dargestellt, vgl. Abb. 3.10. Über einen Spektralbereich von zwei Größenordnungen werden in der Intensität fünf Größenordnungen überstrichen. Bei optimaler Position kann im Allgemeinen mehr Strahlung auf den Detektor gebracht werden. Die Intensität kann für  $\lambda > 2$  mm auf Grund der transversal ausgedehnten Verteilung (Abb. 3.5) gesteigert werden, wenn dieser von der optischen Achse platziert wird.

Im Folgenden werden die BCM Detektoren nicht mehr in ihrer Position bewegt, so dass die spektrale Intensität  $dU_{\delta,Det}/d\lambda$  in das BCM Modell einfließen kann.

### 3.2.5 Detektorsignal analytischer Profile

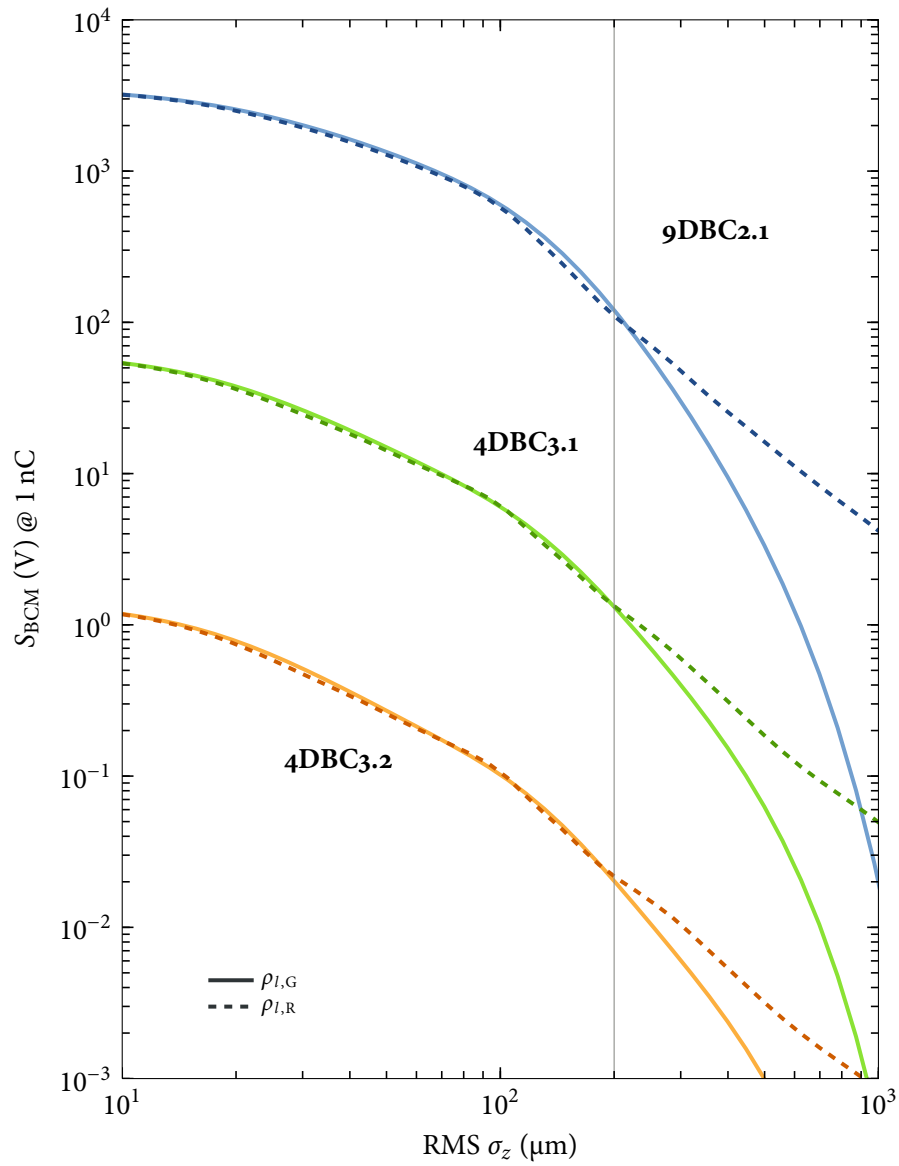
Setzt man die in Abs. 3.2.4 bestimmte spektrale Intensität  $dU_{\delta,Det}/d\lambda$  in das BCM Modell Gl. (3.5) ein, erhält man analog zu Gl. (2.53) das auf 1 nC normierte BCM Signal in Abhängigkeit des longitudinalen Profils  $\rho_l$  bzw. des longitudinalen Formfaktors  $F_l$ :

$$S_{\text{BCM}} = \int_{\lambda_{\text{min}}}^{\lambda_{\text{max}}} R_{\text{BCM}}(\lambda) \frac{dU_{\delta,Det}}{d\lambda} |F_l(\lambda)|^2 d\lambda. \quad (3.8)$$

Die spektrale BCM Antwortfunktion  $R_{\text{BCM}}$  beinhaltet neben der Detektorsensitivität, die Transmission des Quarzfensters, die des Polarisators und den elektronischen Verstärkungsfaktor, vgl. Gl. (3.1).

Für die in Kap. 2 verwendeten Beispielverteilung eines Gaußförmigen  $\rho_{l,G}$  und rechteckigen Stromprofils  $\rho_{l,R}$  kann das normierte Kompressionssignal  $S_{\text{BCM}}$  in Abhängigkeit der RMS Bunchlänge  $\sigma_z$  berechnet werden (vgl. Abb. 2.7). Das Ergebnis ist in Abbildung 3.12 für die BCMs gezeigt. Mehrere Charakteristika, die bereits in Abs. 2.3.1 diskutiert wurden, finden sich hier wieder:

1. Durch den Tiefpasscharakter des kristallinen Quarzfensters  $W$  (Abb. 3.4) sättigt das BCM Signal bei kleinen Elektronenpaketlängen  $\sigma_z$ , vgl. Abb. 2.7. Das in Gl. (2.61) definierte Signal



**Abbildung 3.12:** Ladungsnormiertes Kompressionssignal  $S_{\text{BCM}}$  der BCMs 9DBC2.1, 4DBC3.1 und 4DBC3.2 in Abhängigkeit der Bunchlänge  $\sigma_z$  bzgl. eines Gaußförmigen  $\rho_{l,G}$  und eines rechteckigen Profils  $\rho_{l,R}$  nach Gl. (3.8).

$S_{\text{lin}}$ , welches bei  $\sigma_{z,\text{min}}$  linear von der Elektronenpaketlänge abhängt und unterhalb zu sättigen beginnt, ergibt die RMS Längen  $\sigma_{z,\text{min}}$  von  $15\ \mu\text{m}$  für 9DBC2.1 und  $13\ \mu\text{m}$  bzw.  $12\ \mu\text{m}$  für 4DBC3.

2. Bis zu einem  $\sigma_z \approx 200\ \mu\text{m}$  besteht kein signifikanter Unterschied zwischen den Modellprofilen  $\rho_{l,G}$  und  $\rho_{l,R}$ . Die hochfrequenten Anteile des Formfaktors  $F_{l,R}$  (Abb. 2.2) werden vom Quarzfenster geblockt.
3. Oberhalb einer Bunchlänge von  $200\ \mu\text{m}$  tragen diese hochfrequenten Anteile im Vergleich zum exponentiellen Verlauf von  $F_{l,G}$  bei, und die Signalstärke der Rechteckverteilung beginnt die der Gaußförmigen Verteilung zu übertreffen (vgl. Abb. 2.7). Diese Länge markiert den Verlust der Eindeutigkeit der ermittelten RMS Bunchlänge  $\sigma_z$  aus dem normierten Signal  $S_{\text{BCM}}$  der betrachteten Modellprofile (Bifurkation).

Die zu erwartenden Signale  $S_{\text{BCM}}$  skalieren in einem Längenbereich von  $10\ \mu\text{m}$  bis  $1\ \text{mm}$  je nach Bunchmodell zwischen drei und vier Größenordnungen. Der dynamische Bereich des messbaren Signalpegels von  $10^{-3}$  bis  $1\ \text{V}$  ist durch die ADCs limitiert. Durch die Anpassung der Verstärkerelektronik und durch die unterschiedlich intensiven Polarisationskomponenten der CDR wird vom jeweiligen BCM Detektorkanal ein unterschiedlicher Bunchlängenbereichen abgedeckt. Der dynamische Bereich in  $\sigma_z$  wird vergrößert. Im Vergleich ist der BCM 4DBC3.1 um den Faktor 60 sensitiver als BCM 4DBC3.2. BCM 9DBC2.1 ist an die Bunchlänge hinter dem Kompressor BC2 angepasst, die ca.  $300\ \mu\text{m}$  beträgt, siehe Tab. 1.1. Dies schließt eine verlässliche absolute Angabe der RMS Bunchlänge  $\sigma_z$  für allgemeine longitudinale Dichteprofile  $\rho_l$  mittels BCM 9DBC2.1 aus.

### 3.3 Absolute Längenkalibration

Das in Abs. 3.2 entwickelte Detektormodell und die in Abs. 3.2.5 bestimmte Abhängigkeit des ladungsnormierten Signales  $S_{\text{BCM}}$  von der Elektronenpaketlänge  $\sigma_z$  wird mit TDS Stromprofilmessungen überprüft, siehe Anh. D.

Zur Variation der Paketlänge wird der Energiegradient mittels der Amplitude und Phase der Beschleunigungsmodule variiert und durch die Kompressoren BC2 und BC3 (Abb. 1.1) in unterschiedliche longitudinale Stauchungen überführt, siehe Abs. 1.4. Stromprofile bei BCM 9DBC2 werden mit ausgeschalteter BC3 Schikane gemessen. Der Einfluss der Kollimatorsektion wird wiederum vernachlässigt, vgl. Abs. 3.2.3. Um die quadratische Ladungsabhängigkeit zu testen, werden Messungen mit zwei verschiedenen Ladungen  $Q$  durchgeführt. Auf Grund der wirkenden Raumladungskräfte kann bei reduzierter Ladung kürzere Elektronenpakete erzeugt und somit der überdeckte Längenbereich  $\sigma_z$  erweitert werden (siehe Abs. 1.4.3). Mit Hilfe von Korrekturdipolen wurde der Elektronenstrahl auf die Mittelposition  $(x, y) = (0, 0)$  der BPMs positioniert, siehe Abb. 3.1 und 3.2.

Die Berechnung von  $S_{\text{BCM}}$  erfolgt durch die Ladungsnormierung des ADC Signales nach Gl. (3.1)

der Einzelmessungen  $M$ . Für den Mittelwert ergibt sich:

$$\bar{S}_{\text{BCM}} = \frac{1}{M} \sum_{j=1}^M S_{\text{BCM},j} = \frac{1}{M} \sum_{j=1}^M \frac{S_{\text{ADC},j}}{Q_j^2}. \quad (3.9)$$

Der in den folgenden Graphen angegebene Fehlerbalken der Kompressionssignale ist die Unsicherheit der Einzelmessung, welche das Toroid- ( $< 5$  pC) und Signalrauschen beinhaltet (Tab. 3.1). Typischerweise werden pro Kompressionseinstellung über 1000 Einzelmessungen  $M$  gemittelt.

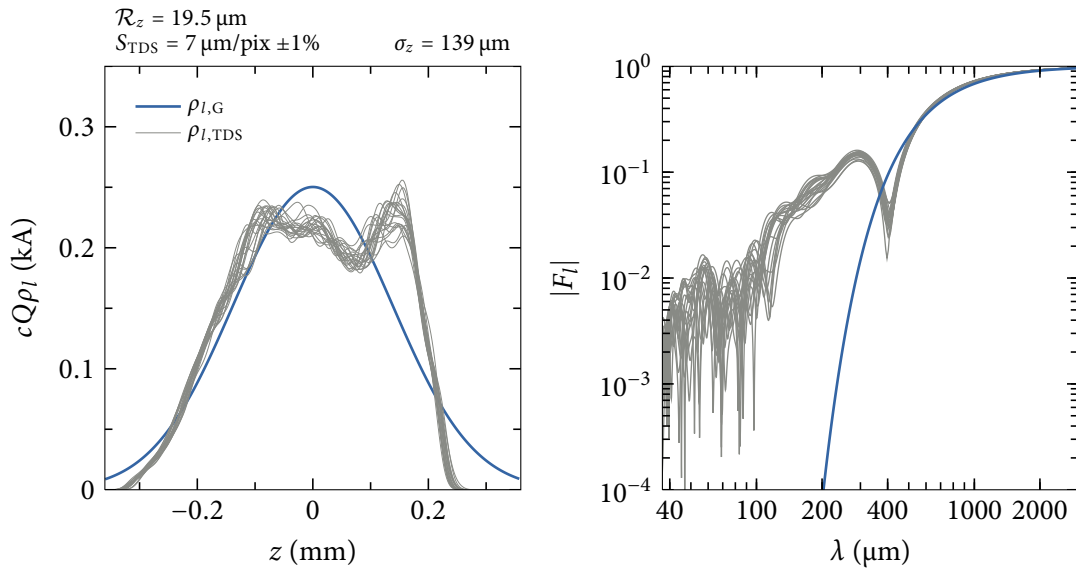
Mit der TDS werden 20 Einzelaufnahmen der longitudinalen Profile  $\rho_l$  pro Kompressionseinstellung aufgenommen. In Abb. 3.13 sind Profile und Formfaktoren exemplarisch einer Einstellung für 4DBC3 gezeigt. Die Daten werden zweifach genutzt:

1. Die Profile liefern die RMS Bunchlängen  $\sigma_z$ , die mit dem jeweiligen BCM Signal  $S_{\text{BCM}}$  (Gl. (3.9)) verknüpft werden. Aus den Einzelprofildaten wird pro Kompressionseinstellung eine mittlere Bunchlänge

$$\bar{\sigma}_{z,\text{TDS}} = \frac{1}{M} \sum_{j=1}^M \sigma_{z,j} \quad (3.10)$$

bestimmt. Der Fehler in  $\bar{\sigma}_z$  ist über die Unsicherheit des Scherparameters  $S_{\text{TDS}}$  gegeben.

2. Aus den TDS Profilen werden die Formfaktoren  $|F_l|$  der Einzelmessungen nach Gl. (D.11) be-



**Abbildung 3.13:** Stromprofile  $I = cQ\rho_l$  (links) und Formfaktoren  $|F_l|$  (rechts) aller Einzelmessungen bei konstanter Kompressionseinstellung für BCM 4DBC3: Die longitudinalen Profile der Einzelmessungen zeigen im Bereich hohen Stromes starke Variationen, die zu unterschiedlich hochfrequenten Anteilen im Formfaktor beitragen. Zum Vergleich ist das Profil einer Gauß-förmigen Verteilung  $\rho_{l,G}$  mit identischer RMS Bunchlänge dargestellt.

rechnet und ein Mittelwert bestimmt, welcher in das Modell eingeht (Gl. (3.8)):

$$|\bar{F}_l|(\lambda) = \frac{1}{M} \sum_{j=1}^M |F_{l,j}|(\lambda). \quad (3.11)$$

Somit kann eine Anpassung des Detektormodells  $S_{\text{BCM}}(\bar{F}_l)$  an die Messdaten  $\bar{S}_{\text{BCM}}$  vorgenommen und Abweichungen zwischen analytischen und realen Profilen bestimmt werden.

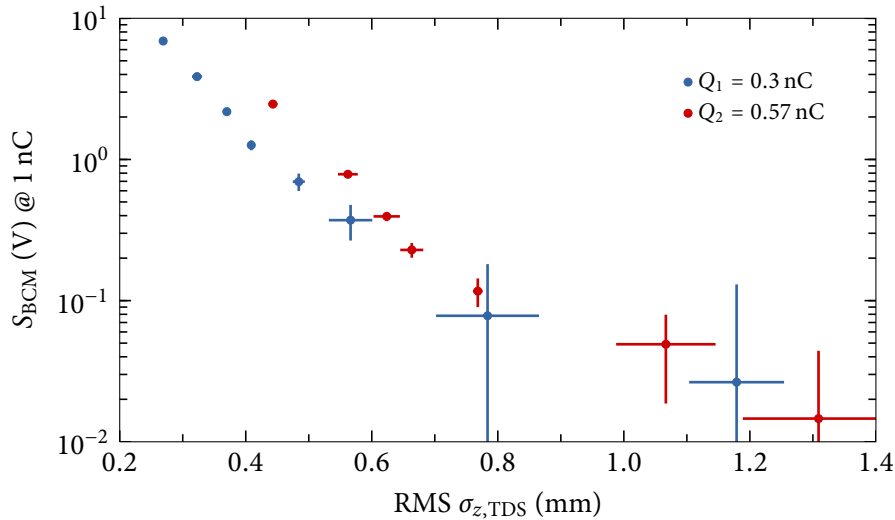
Das Detektormodell wird mit dem globalen Korrekturfaktor  $G_K$  an die gemessenen Datenpunkte  $\bar{S}_{\text{BCM}}(\bar{\sigma}_{z,\text{TDS}})$  durch Minimierung der Größe

$$\chi^2 = \sum_k \left( \frac{\bar{S}_{\text{BCM},k} - G_K S_{\text{BCM}}(\bar{F}_{l,k})}{\mathcal{E}_{S,\text{BCM},k}} \right)^2 \quad (3.12)$$

angepasst. Als Gewichtung wird der Fehler der Einzelmessung  $\mathcal{E}_{S,\text{BCM}}$  verwendet. Im Weiteren wird die Bezeichnung der Mittelung aufgegeben.

### 3.3.1 BCM 9DBC2.1

In Abb. 3.14 sind für beide Bunchladungen die normierten gemessenen Signale  $S_{\text{BCM}}$  gegen die gemessene RMS Bunchlänge  $\sigma_{z,\text{TDS}}$  aufgetragen. Die longitudinalen Profile sind in  $\sigma_z$  bzgl. des Energiegradienten durch den endlichen dynamischen Bereich der relativen Energieabweichung  $\delta\gamma$  der TDS limitiert, so dass keine kürzeren Bunchlängen gemessen werden konnten. Nach Gl. (2.19) und der



**Abbildung 3.14:** Normiertes Signal  $S_{\text{BCM}}$  beider Ladungszustände  $Q$  in Abhängigkeit der gemessenen Bunchlänge  $\sigma_{z,\text{TDS}}$  für BCM 9DBC2.1: Der angegebene Fehler bezieht sich im Signalpegel auf die Unsicherheit der Einzelmessung und in der RMS Länge auf die TDS Auflösung  $\mathcal{R}_z$ . Durch die Normierung nach Gl. (3.1) sollte  $S_{\text{BCM}}$  von der Ladung  $Q$  unabhängig sein. Für  $Q = 0.57$  nC scheint das Elektronenpaket mehr kohärente Strahlung zu emittieren als die RMS Länge  $\sigma_{z,\text{TDS}}$  vermuten lässt.

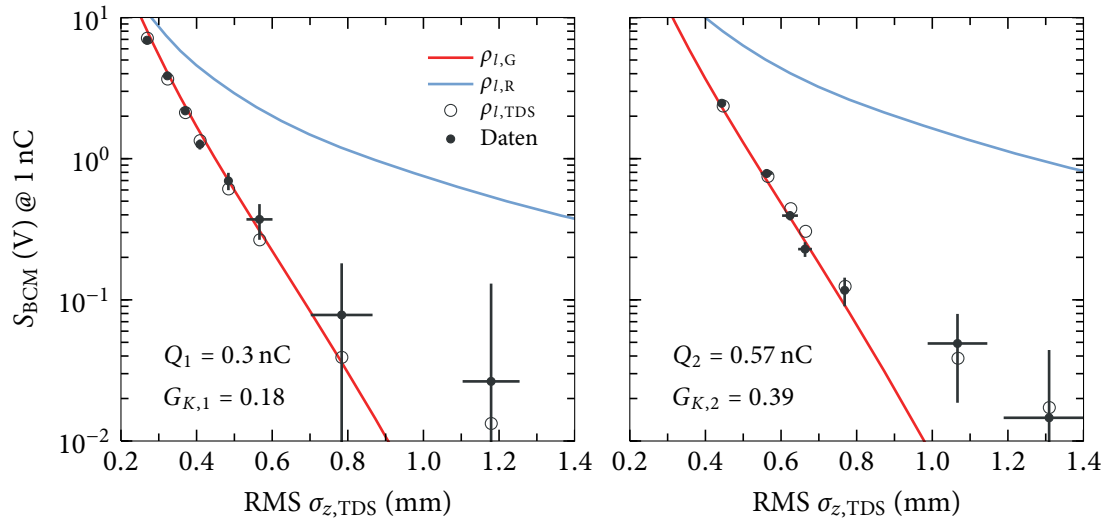
Definition aus Gl. (3.1) ist zu erwarten, dass das ladungsnormierte Signal  $S_{\text{BCM}}$  von  $Q$  unabhängig ist. Dies ist nicht der Fall. Mit erhöhter Ladung wächst das BCM Signal.

Um diese Diskrepanz zu beleuchten, wird die Amplitudenanpassung in  $G_K$  nach Gl. (3.12) für die jeweiligen Ladungszustände separat durchgeführt. In Abb. 3.15 ist das Ergebnis dargestellt. Die Signale der explizit berechneten Formfaktoren stimmen jeweils innerhalb der Unsicherheiten sehr gut mit den Messpunkten überein. Unterhalb von  $\sigma_{z,\text{TDS}} < 0.8$  mm beschreibt das analytische Gauß'förmige Modellprofil  $\rho_{l,G}$  die Messpunkte. Als Resultat der Minimierung von  $\chi^2$  (Gl. (3.12)) ergibt sich:

$$\left. \begin{array}{l} Q_1 = 0.30 \text{ nC} : G_{K,1} = 0.18 \\ Q_2 = 0.57 \text{ nC} : G_{K,2} = 0.39 \end{array} \right\} \rightarrow \frac{Q_1}{Q_2} = 0.53 \approx \frac{G_{K,1}}{G_{K,2}} = 0.46 . \quad (3.13)$$

Der Korrekturfaktor  $G_K$  skaliert grob linear mit der Bunchladung; die CDR Intensität wächst mit ca.  $Q^3$ . Präzisere Aussagen können auf Grund der verfügbaren Anzahl von verschiedenen Ladungen nicht getätigt werden.

Bei Annahme einer korrekten Messung geht ein erhöhtes Signal in  $S_{\text{BCM}}$  mit einem erhöhten Anteil im longitudinalen Formfaktor  $F_l$  einher, was durch Substrukturen im longitudinalen Profil verursacht sein kann. Eine untere Grenze der Längenskala kann über die Transmission des Quarzfenster von ca.  $\lambda = 50 \mu\text{m}$  abgeschätzt werden, siehe Abb. 3.4; eine obere Grenze ergibt sich durch die Auflösung  $\mathcal{R}_z$  der TDS. Die relative TDS Auflösung  $\mathcal{R}_z/\sigma_z$  beträgt im Schnitt 10%: Für  $\sigma_z \approx 500 \mu\text{m}$  sollten Mikrostrukturen im Profil  $\rho_{l,\text{TDS}}$  sichtbar sein und sich im gemessenen Signal  $S_{\text{BCM}}$  widerspiegeln.



**Abbildung 3.15:** Anpassung des Detektormodells Gl. (3.8) an das normierte BCM 9DBC2.1 Signal  $S_{\text{BCM}}$  (Abb. 3.14) für  $Q_1$  (links) und  $Q_2$  (rechts): Die Datenpunkte stimmen jeweils mit den Modell der explizit berechneten Formfaktoren nach Gl. (3.11) innerhalb der Unsicherheiten überein. Für die beiden Ladungszustände wurde separat der globale Korrekturfaktor  $G_K$  über jeweils alle Datenpunkte nach Gl. (3.12) bestimmt. Die eingestellten Bunchlängen unterschreiten den Punkt der Bifurkation nicht, siehe Abb. 3.12. Bzgl. der analytischen Verteilung entsprechen die Kompressionseinstellungen weitestgehend Gauß'förmigen Elektronenpaketen  $\rho_{l,G}$ .



Von BCM 9DBC2 bis Schirmstation 6SDUMP (Abb. 1.1) können Änderungen in der Phasenraumverteilung auftreten, die durch die Scherung des Elektronenpaketes durch die TDS verschmiert und nicht aufgelöst werden können. Auch die Vernachlässigung der Dogleg Schikane ist unter Umständen nicht zulässig.

### 3.3.2 BCM 4DBC3

Analog zur Kalibration des BCM 9DBC2.1 wurde eine Anpassung des Modells (Gl. (3.8)) an die Messungen von BCM 4DBC3.1 und 4DBC3.2 durchgeführt. Hierfür wurde die magnetische Schikane BC3 angeschaltet. Das Ergebnis ist in Abb. 3.16 für beiden Ladungszustände dargestellt. Auf Grund des dynamischen Bereiches des ADCs und der hohen Sensitivität von 4DBC3.1 konnten die BCM Signale  $S_{\text{BCM}}$  kurzer Elektronenpakete nicht vermessen werden. Trotzdem sind die erwarteten Signale der gemessenen Profile  $\rho_{l,\text{TDS}}$  mit aufgeführt.

Eine Abhängigkeit des ladungsnormierten Signalpegels von  $Q$ , wie in Abb. 3.14 für 9DBC2.1, wird nicht beobachtet. Kohärente Strahlung auf Grund der Microbunching Instabilität (Abs. 4.6.4) im Falle der Verwendung beider Kompressoren BC2 und BC3 wird nur unterhalb von  $\lambda = 40 \mu\text{m}$  messbar emittiert. Dieser Bereich wird durch die Transmission des Schaufensters geblockt und kann nicht zum Signal  $S_{\text{BCM}}$  beitragen, siehe Abb. 3.4.

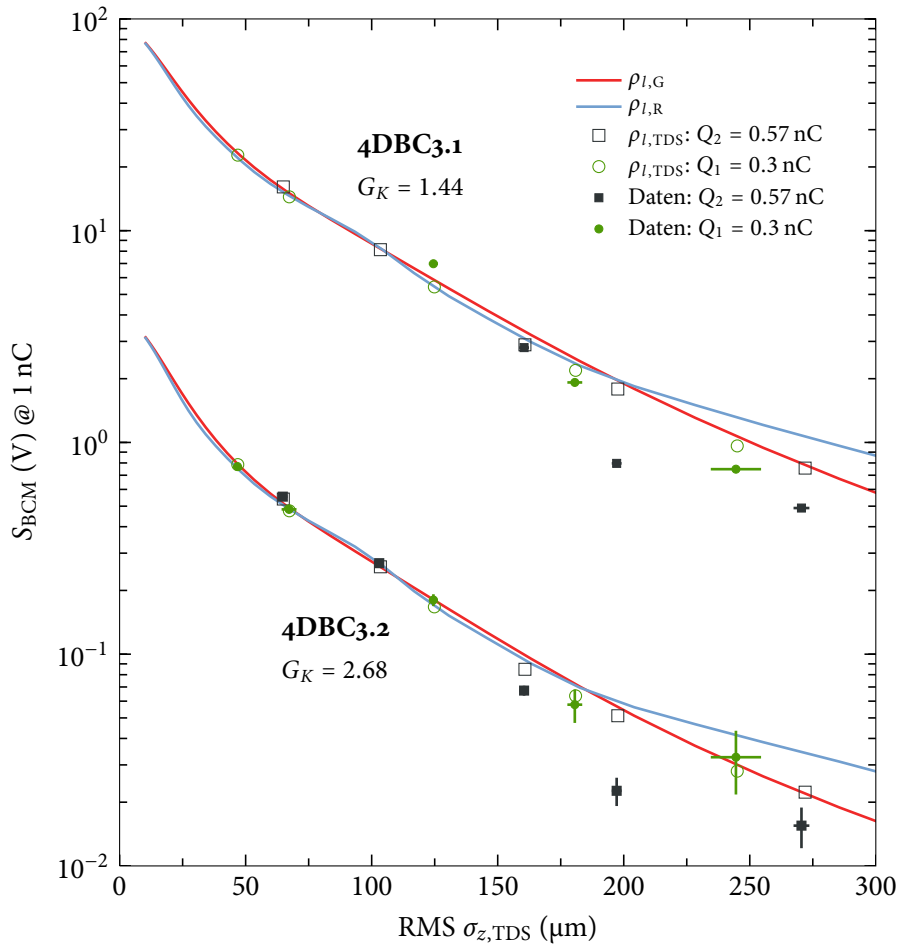
Im Gegensatz zu sehr guten Übereinstimmung des Detektormodells über den gesamten Längenbereich ( $\sigma_{z,\text{TDS}} \in [300, 1300] \mu\text{m}$ ) der BCM 9DBC2.1 Messung ist dies für 4DBC3 oberhalb von ca.  $\sigma_{z,\text{TDS}} = 190 \mu\text{m}$  nicht gegeben. Es zeigen sich starke Differenzen zwischen gemessenen und zu erwartenden Signalen. Die Ursache ist unklar, zumal BCM 9DBC2.1 und 4DBC3 im Aufbau und den verwendeten Komponenten nahezu identisch sind. Eine Fehljustage scheint unwahrscheinlich, da beide Detektorkanäle den gleichen Verlauf, besonders bei  $\sigma_{z,\text{TDS}} = 197 \mu\text{m}$ , aufweisen. Verbleiben große transversale Ablagen des Elektronenstrahls bzgl. des Diffraktionsschirmes (Abs. 3.4), was in der Simulation jedoch zu höheren Detektorsignalen führt, oder eine fehlerhafte TDS Messung, für die es keine Anzeichen gibt.

Zur Anpassung des Korrekturfaktors  $G_K$  nach Gl. (3.12) werden nur Messpunkte unterhalb von  $\sigma_z = 190 \mu\text{m}$  verwendet. Dadurch ist die Bestimmung von  $G_K$  im Falle BCM 4DBC3.1 mittels 3 Datenpunkte nicht ausreichend signifikant. Eine Bestimmung der absoluten Elektronenpaketlänge mit diesem Kanal ist somit unzureichend. Messungen bei kleineren Ladungen sollten in weiteren Experimenten wiederholt werden. Für BCM 4DBC3.2 stehen alle Datenpunkte zur Verfügung: Messung und Modell stimmen innerhalb der Unsicherheiten des BCM Modells überein.

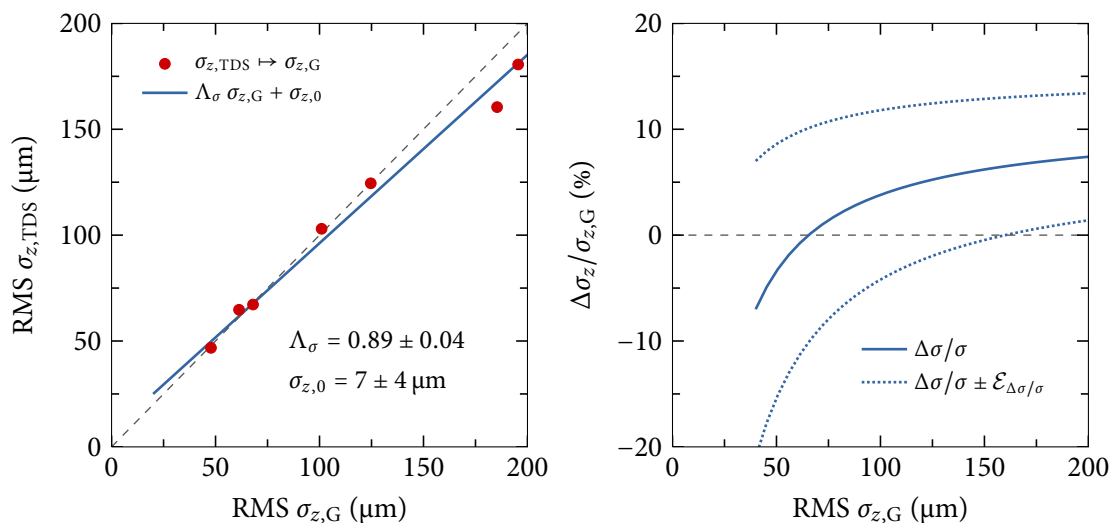
Im normalen FLASH Betrieb ist das longitudinale Profil  $\rho_l$  nicht bekannt. Die beinahe Unabhängigkeit des BCM Signales  $S_{\text{BCM}}(\sigma_z)$  von der genauen Form unterhalb des Bifurkationspunktes  $\sigma_{z,+} \approx 200 \mu\text{m}$  (Abb. 3.12) ermöglicht die Angabe eines absoluten Wertes der RMS Bunchlänge:

$$\sigma_z = \sigma_z(S_{\text{BCM}}) \quad \text{mit} \quad \sigma_z < \sigma_{z,+} . \quad (3.14)$$

Wie genau kann dieser Wert mit BCM 4DBC3.2 im Rahmen der Kalibrationsmessung bestimmt werden?



**Abbildung 3.16:** Normiertes BCM Signals  $S_{\text{BCM}}$  in Abhängigkeit der gemessenen RMS Bunchlänge  $\sigma_{z,\text{TDS}}$  und Anpassung des Detektormodells Gl. (3.8) nach Gl. (3.12) für den Kompressionsmonitor 4DBC3; Die gemessenen Datenpunkte stehen im Vergleich zu den Erwarteten der analytischen ( $\rho_G$  und  $\rho_R$ ) und der gemessenen Profile  $\rho_{I,\text{TDS}}$ , siehe Gl. (3.11).  $G_K$  wurde nur für Elektronenpaketlängen  $\sigma_z < 190 \mu\text{m}$  angepasst. Die hohe Sensitivität von BCM 4DBC3.1 und der Beschränkung der maximalen ADC Spannung sättigt das Signal und verhindert Bunchlängen unterhalb von  $\sigma_z = 120 \mu\text{m}$  zu detektieren.



**Abbildung 3.17:** Vergleich der RMS Elektronenpaketlänge zwischen gemessenen Stromprofilen  $\sigma_{z,TDS}$  und Gaußförmigen Profilen äquivalenter Ausdehnung  $\sigma_{z,G}$  für BCM 4DBC3.2, siehe Abb. 3.16. Links: Zuordnung von  $\sigma_{z,TDS}(\sigma_{z,G})$  nach Gl. (3.15) samt linearer Anpassung nach Gl. (3.16). Rechts: Relativer Fehler  $\Delta\sigma/\sigma$  bei Bestimmung der Bunchlänge und deren Unsicherheit  $\mathcal{E}_{\Delta\sigma/\sigma}$  bzgl. der linearen Anpassung. Im Bereich  $\sigma_{z,G} \in (40, 200) \mu\text{m}$  beträgt der Fehler weniger als 7%.

Als Grundlage für Gl. (3.14) dient das Gaußförmige Profil  $\rho_{l,G}$ . In Abb. 3.17 ist die gemessene Elektronenpaketlänge  $\sigma_{z,TDS}$  in Abhängigkeit einer äquivalenten Länge  $\sigma_{z,G}$  nach

$$\sigma_{z,TDS} \mapsto S_{BCM} \mapsto \sigma_{z,G} \quad (3.15)$$

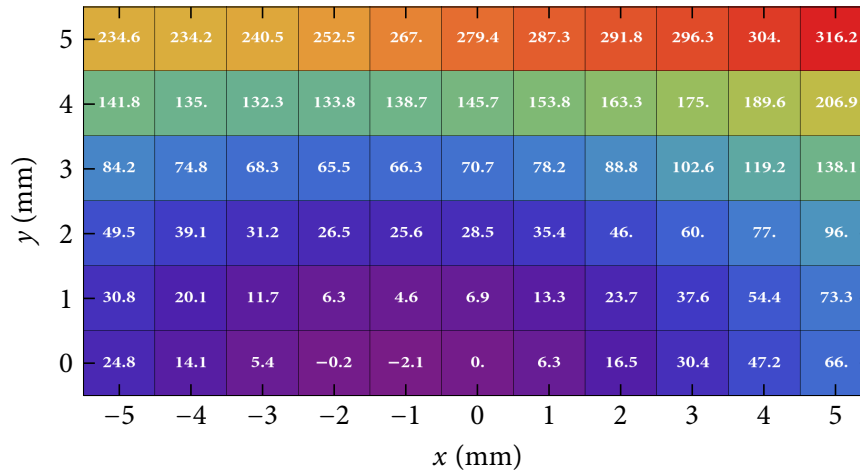
gezeigt. Um den relativen Fehler zwischen Messung und Vorhersage zu bestimmen, wird eine lineare Anpassung für  $\sigma_{z,TDS} < 190 \mu\text{m}$  der Form

$$\sigma_{z,TDS} = \Lambda_\sigma \sigma_{z,G} + \sigma_{z,0} \quad (3.16)$$

durchgeführt. In Abb. 3.17 sind die ermittelten Parameter angegeben und die relative Abweichung  $(\sigma_{z,G} - \sigma_{z,TDS})/\sigma_{z,G}$  samt resultierender Unsicherheit dargestellt. Über einen weiten Bereich kann die RMS Bunchlänge mit einer Genauigkeit von unter  $\pm 7\%$  berechnet werden. Das Ergebnis der Anpassung ist sehr stark von den einbezogenen Wertepaaren abhängig. Die hier angegebene Genauigkeit ist konservativ gewählt. Um verlässlichere Werte zu erhalten, sollten weitere, ausführlichere Vergleichsmessungen durchgeführt werden.

### 3.4 Einfluss einer transversalen Elektronenstrahlblage

Wie in Abs. 3.2 gezeigt, ist die spektrale Intensität stark von der Position des Detektors bzgl. des optimalen Fokuspunktes abhängig. Da die absolute Elektronenpaketlängenbestimmung auf einer absoluten Intensitätsmessung beruht, resultieren Positionsfehler in systematische Fehler der errechneten



**Abbildung 3.18:** Relatives BCM Signal  $S_{\text{BCM}}$  von 4DBC3.2 (Abb. 3.2) in Abhängigkeit der transversalen Ablage  $(x, y)$  des Elektronenstrahls bzgl. dem Zentrum des Diffraktionsschirmes: Auf Grund der vertikalen Symmetrie wird nur die obere Halbebene betrachtet. Horizontal wird sie durch die  $45^\circ$  Stellung des Schirmes gebrochen. Das longitudinal Gaußförmige Elektronenpaket besitzt eine RMS Länge von  $250 \mu\text{m}$ . Mit größer werdenden Ablage nimmt das Signal zu. Diese Änderung ist zudem von der Bunchlänge abhängig, siehe Abb. 3.19.

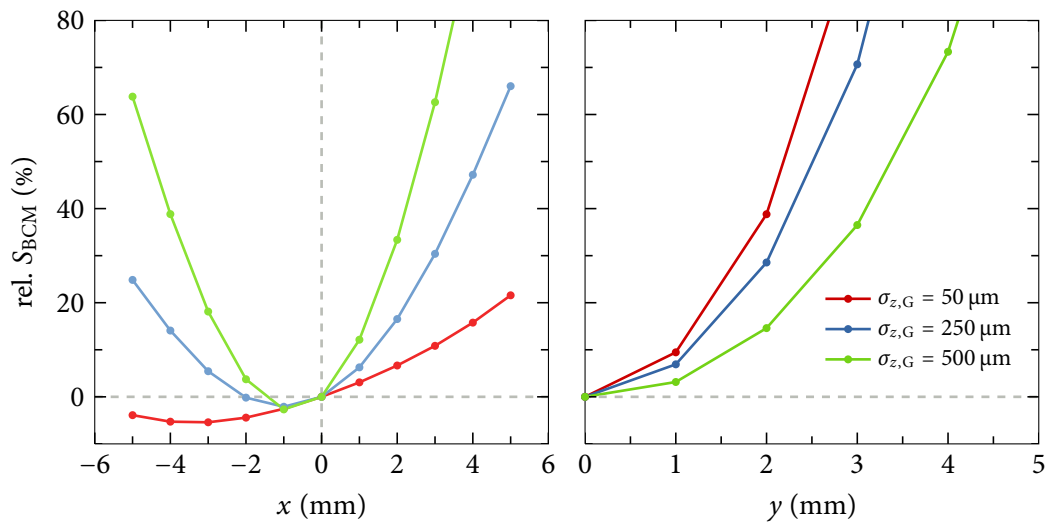
RMS Bunchlänge  $\sigma_z$ . Mit der in Abs. 3.2.3 beschriebenen Prozedur kann dieser Fehler minimiert werden.

Was bisher nicht in Betracht gezogen wurde, sind Ablagen der Trajektorie des Elektronenpaketes bzgl. der mittleren Position des Diffraktionsschirmes  $(x, y) \neq 0$  und endliche Winkel des Strahls bzgl. der Sollorbitachse  $(x', y') \neq 0$ . Diese Abweichungen bewirken eine Verschiebung des CDR Fokus. Somit sind verlässliche Aussagen über  $\sigma_z$  nicht mehr möglich. Im Folgenden werden transversale Ablagen und die Auswirkung auf das BCM Signal  $S_{\text{BCM}}$  am Beispiel von BCM 4DBC3.2 besprochen.

Für die optimale Detektorposition  $\mathbf{x}_{\text{Det}} = (0, 0, 4)$  mm wird die spektrale Intensität der horizontalen Polarisation analog zu Gl. (3.7) in Abhängigkeit verschiedener transversale Ablagen  $(x, y)$  bzgl. des Mittelpunktes des Diffraktionsschirmes  $(0, 0)$  erneut berechnet. Hierfür werden die restlichen Elektronenstrahlparameter beibehalten. Das BCM Signal  $S_{\text{BCM}}(x, y)$  wird mittels Gl. (3.8) bestimmt.

Abb. 3.18 zeigt die relative Signaländerung bzgl. des idealen Falls  $(x, y) = 0$ . Es wird sich auf positive vertikale Ablagen beschränkt, da die Schirmanordnung im Vergleich zur horizontalen Achse ( $45^\circ$  Stellung) in dieser symmetrisch ist. Bis auf geringe negative horizontale Ablagen wird das BCM Signal mit wachsender Ablage größer. Mit einer Annäherung zur oberen Diffraktionsschirmhälfte wächst die Feldstärke des Coulombfeldes auf der Oberfläche und das Elektronenpaket emittiert mehr Strahlung.

Die Ausdehnung des Coulombfeldes ist frequenzabhängig (Gl. (A.6)) und stark durch die Dichteverteilung des Elektronenpaketes bestimmt, siehe Gl. (2.7). Da das relative Kompressionssignal, wie Abb. 3.19 zeigt, von der Bunchlänge abhängt, kann eine Korrektur nicht einfach aus den gemessenen Strahlorbit gewonnen werden. Die Verwendung eines Orbit Feedbacks im Bereich der Kompressionsmonitore ist für eine absolute Bestimmung der Bunchlänge unabdingbar.



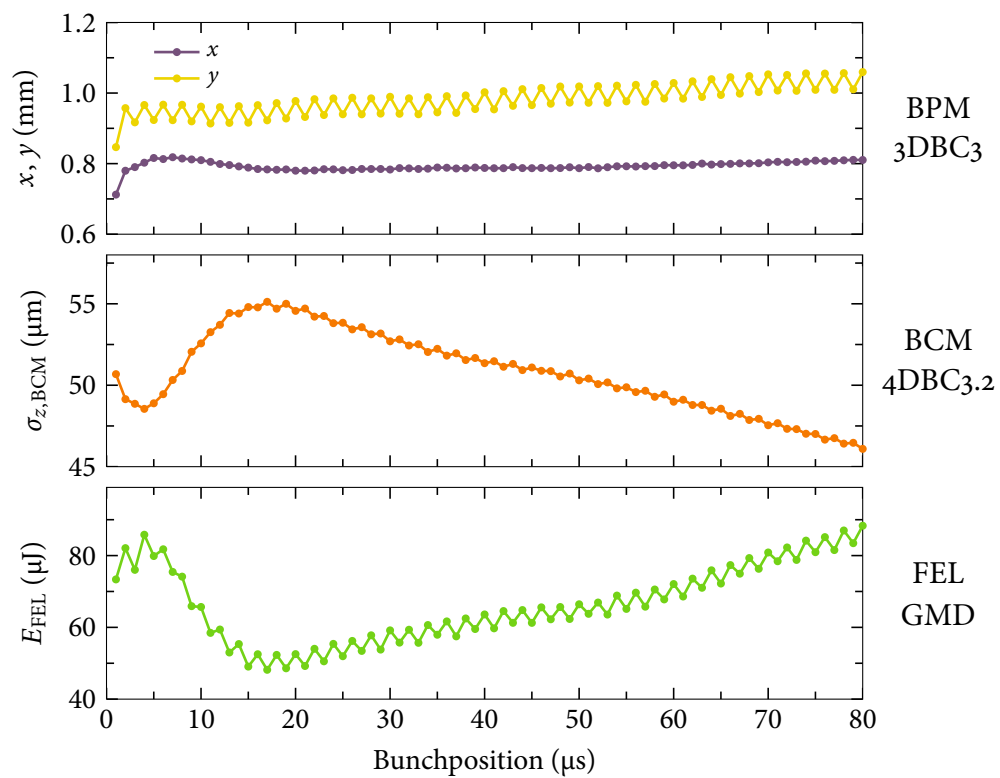
**Abbildung 3.19:** Relatives BCM 4DBC3.2 Signal  $S_{\text{BCM}}$  in Abhängigkeit einer reinen horizontalen Ablage  $x$  (links) und vertikalen Ablage  $y$  (rechts) für verschiedene RMS Bunchlängen  $\sigma_{z,G}$ : Die Referenz ist jeweils die Ablage  $(0,0)$  mm. Horizontal nimmt die Abhängigkeit mit kürzer werdenden  $\sigma_z$  ab, vertikal nimmt sie zu.

### 3.5 Anwendungsbeispiel

Als Anwendungsbeispiel soll hier die Echtzeitmessung der RMS Bunchlänge aller Elektronenpakete während des FEL Betriebs gezeigt werden.

In Abb. 3.20 ist ein nicht repräsentatives Beispiel während des Nutzerbetriebes gezeigt. Elektronenstrahlorbit  $(x, y)$ , berechnete Bunchlänge  $\sigma_{z,\text{BCM}}$  und mit dem GMD (gas monitor detector) gemessene FEL Pulsenergie  $E_{\text{FEL}}$  sind über 500 Einzelschüsse gemittelt. Der Pulszug besteht aus 80 Elektronenpaketen mit einer Repetitionsrate von 1 MHz. Die mittlere Bunchladung beträgt  $Q = 0.41$  nC, die Strahlenergie  $E = 950$  MeV und die FEL Wellenlänge  $\lambda_{\text{FEL}} = 6.8$  nm. Eine nicht spezifizierte Störung von FLASH erzeugt eine über den Pulszug stabile oszillierende Ablage, welche mit BPM 3DBC3 gemessen wird. Das BCM Signal  $S_{\text{BCM}}$  wird mittels der Kalibration in Abb. 3.16 in eine RMS Bunchlänge umgerechnet. Die Orbitoszillation bewirken eine Modulation in  $\sigma_z$  (siehe Abs. 3.4) und in der FEL Pulsenergie. Die mittlere Ablage  $(x, y)$  erhöht das BCM Signal nach Abb. 3.19 um ca. 20%; diese Korrektur ist nicht auf  $S_{\text{BCM}}$  angewendet, so dass die RMS Elektronenpaketlänge unterschätzt wird. Eine Korrelation zwischen  $\sigma_z$  und  $E_{\text{FEL}}$  ist eindeutig nachgewiesen. Je kürzer das Elektronenpaket, desto höher ist die FEL Pulsenergie.

Über die Elektronenpaketlänge kann ein oberes Limit für die Photonpulslänge bestimmt werden [BGG<sup>+</sup>12]. FLASH Operateure und FEL Nutzer haben somit über den gesamten Pulszug die Längeninformation und können den Beschleuniger bzgl. Bunchlänge bzw. FEL Pulsleistung optimieren.



**Abbildung 3.20:** Vergleich zwischen RMS Bunchlänge  $\sigma_{z,BCM}$  und FEL Pulsenergie  $E_{FEL}$  mittels BCM 4DBC3.2 über den Pulszug von 80 Elektronenpaketen mit einem Abstand von 1 μs. Die Größen sind über 500 Messungen gemittelt. Die mittlere Bunchladung beträgt  $Q = 0.41$  nC, die Strahlenergie  $E = 950$  MeV und die FEL Wellenlänge  $\lambda_{FEL} = 6.8$  nm.

## 4 THz Spektrometer SP4

Wie in Kap. 2 theoretisch und in Kap. 3 experimentell dargestellt, reicht es unter Umständen aus die Gesamtintensität der emittierten kohärenten Strahlung zu messen, um exakte Angaben über die absolute Elektronenpaketlänge machen zu können. Jedoch bleiben Rückschlüsse auf Substrukturen und die Gesamtform verwehrt. Die Spektroskopie kohärenter Strahlung eröffnet tiefere Einblicke und ermöglicht, in gewissen Grenzen, das longitudinale Bunchprofil mittels der Kramers-Kronig-Relation zu bestimmen, siehe Abs. 2.2.3.

Mehrere Bedingungen werden an ein Spektrometer gestellt, welches bei FLASH eingesetzt werden soll:

- A. Die Elektronenpaketlänge  $\sigma_z$  von FLASH variiert bei finaler Kompression hinter dem letzten Bunchkompressor BC<sub>3</sub> (Tab. 1.1) zwischen 10 und 100  $\mu\text{m}$ . Dieser Bereich entspricht ungefähr dem abzudeckenden Wellenlängenintervall.
- B. Um schnelle Änderungen, sei es durch Fluktuationen der Maschinenparameter wie z.B. unzureichende Phasenstabilität oder durch gewollte Modifikation durch den FLASH-Operator, in Echtzeit beobachten zu können, sollte idealerweise das Spektrum des kompletten Wellenlängenintervalls mit einem einzigen Strahlungspuls, für ein einzelnes Elektronenpaket, vermessen werden.
- C. In Hinblick auf systematische Bunchprofiländerungen entlang eines Pulszuges mit einer maximalen Repetitionsrate  $f_{\text{mikro}}$  von 1 MHz, sollte die Spektrometerelektronik im Stande sein, zwischen zwei benachbarten Elektronenpaketen zu diskriminieren.
- D. Die Spektrometerkonstruktion sollte robust und wartungsfrei sein, was eine zuverlässige und schnelle Justage beinhaltet. Dies ist in Hinblick auf den Einsatz als Standarddiagnostik wichtig.

In [Sch, DHo8] wurde zwischen 2005 und 2008 ein neues Konzept eines Reflexionsgitterspektrometers vorgeschlagen, entwickelt und dessen Funktionstüchtigkeit unter Beweis gestellt, welches die vier Anforderungen potentiell erfüllte. Eine miniaturisierte, erweiterte und bzgl. des Aufbaues und der Justage stabilere Version wurde im Rahmen dieser Arbeit realisiert.

Das Spektrometer befindet sich außerhalb des FLASH Tunnels und ist mit der CTR beamline (Anh. B und Abb. B.1) verbunden. Als Strahlung wird kohärente Übergangsstrahlung CTR verwendet, siehe Anh. A.

## 4.1 Spektrometerprinzip

Das Spektrometerprinzip basiert zum einen auf Verwendung von planen Reflexionsgittern mit Sägezahnprofil (reflective blazed grating), die die spektralen Intensitätskomponenten mit hoher Effizienz räumlich trennen, siehe Abs 4.1.1, und zum anderen auf dem resultieren Einsatz von speziellen Fokussierelementen, den parabolischen Ringspiegeln in Abs. 4.1.2. Der Gebrauch von pyroelektrischen Elementen als Detektoren ist gesondert in Anh. C behandelt.

### 4.1.1 Reflexionsgitter

In Abb. 4.1 ist gezeigt, wie zwei Strahlen an Gitterpunkten mit dem Abstand  $d$  abgelenkt werden. Durch den Einfallswinkel  $\alpha$  und Ausfallwinkel  $\beta$  bzgl. der Gitternormalen  $G_N$  erfahren die Strahlen den Gangunterschied

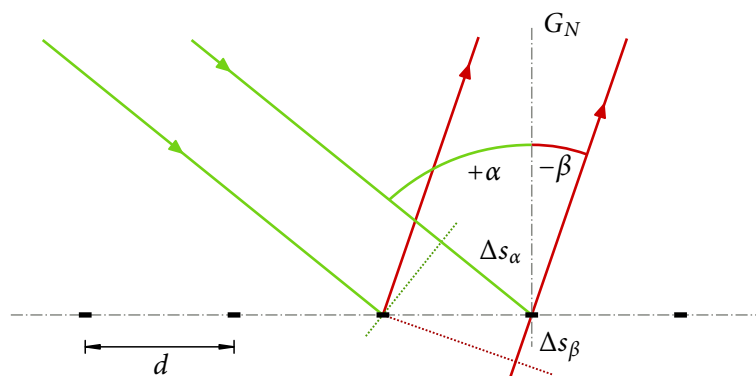
$$\Delta s = \Delta s_\alpha + \Delta s_\beta = d \sin \alpha + d \sin \beta \quad (4.1)$$

zueinander.

Erweitert man das Bild mit einer einfallenden unendlich ausgedehnten ebenen Welle mit der Wellenlänge  $\lambda$ , so kann jeder Gitterpunkt nach dem Huygens'schen Prinzip als Quelle einer Kugelwelle angesehen werden, die in den oberen Halbraum gebeugt wird. Durch die Überlagerung dieser Sekundärwellen breiten sich wiederum ebene Wellen nur unter diskreten Winkeln  $\beta$  aus. Wellen interferieren konstruktiv, wenn der Gangunterschied  $\Delta s$  ein ganzzahliges Vielfaches  $m$  der Wellenlänge  $\lambda$  ist. Die Gittergleichung lautet:

$$m \frac{\lambda}{d} = \sin \alpha + \sin \beta \quad \text{mit} \quad m \in \mathbb{Z} . \quad (4.2)$$

Hierbei wird  $m$  als Beugungsordnung und  $\beta$  als Beugungswinkel bezeichnet.



**Abbildung 4.1:** Prinzipskizze eines planen idealen Reflexionsgitters: Zwei unter dem Winkel  $+\alpha$  zur Gitternormalen  $G_N$  einfallenden parallele Strahlen werden von Gitterpunkten mit Periodenabstand  $d$  unter dem Winkel  $-\beta$  in die obere Halbebene abgelenkt. Die Strahlen erfahren einen Gangunterschied  $\Delta s_\alpha + \Delta s_\beta$ .



Betrachtet man polychromatische einfallende Strahlung, so werden in Abhängigkeit von  $m$  (für  $m \neq 0$ ) die spektralen Anteile in unterschiedliche Winkelrichtungen  $\beta$  aufgespalten bzw. dispergiert. Durch die räumliche Trennung kann mit einem geeigneten Detektor die spektrale Zusammensetzung gemessen werden. Die Lösung für  $m = 0$  ist wellenlängenunabhängig (keine Dispersion) und beschreibt die direkte Reflexion an der Gitteroberfläche mit  $\beta = -\alpha$ .

Auf Grund höherer Ordnungen mit  $m \geq 2$  ist im Allgemeinen keine eindeutige Zuordnung von  $\beta \mapsto \lambda$  gegeben: Einer betrachteten Wellenlänge  $\lambda$  in erster Ordnung überlagern sich alle ganzzahligen Brüche von  $\lambda/m$ , siehe Gl. (4.2). Somit ist es nötig, Wellenlängen in zweiter Ordnung

$$\lambda < \frac{d}{2} \begin{cases} 1 + \sin \alpha & : m = +2 \\ 1 - \sin \alpha & : m = -2 \end{cases} \quad (4.3)$$

vor der spektralen Separation durch das Gitter herauszufiltern. Das zugängliche Wellenlängenintervall in erster Ordnung von

$$\lambda \in d \begin{cases} (\sin \alpha + 1) \left[ \frac{1}{2}, 1 \right] & : m = +1 \\ (1 - \sin \alpha) \left[ \frac{1}{2}, 1 \right] & : m = -1 \end{cases} \quad (4.4)$$

kann gleichzeitig erfasst werden. Maximal kann ein Wellenlängenbereich von  $\lambda = d$  überdeckt werden.

Durch die nicht lineare Abbildung  $\lambda \mapsto \beta$  der Gittergleichung ist die Dispersionsstärke vom Beugungswinkel abhängig. Es ergibt sich:

$$\frac{d\lambda}{d\beta} = \frac{1}{m} d \cos \beta. \quad (4.5)$$

Für große Winkel bzgl. der Gitternormalen  $G_N$  nimmt die Wellenlängendichte  $d\lambda$  pro Winkelelement  $d\beta$  ab.

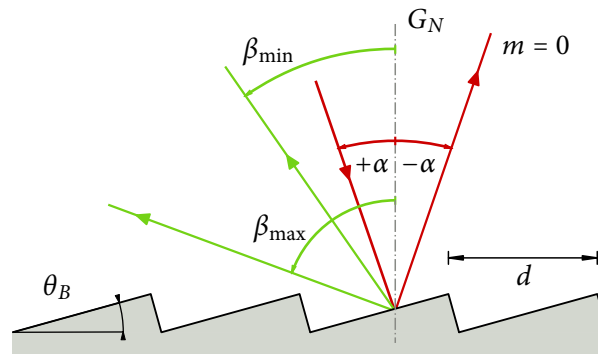
In Wirklichkeit sind Gitter und Strahlung auf ein endliches Gebiet eingeschränkt. Die perfekte Intensitätsauslöschung bzw. ideale destruktive Interferenz in von Gl. (4.2) abweichende Richtungen wird gestört und verschlechtert die räumliche Auflösung. Das intrinsische spektrale Auflösungsvermögen  $\mathcal{R}_G$  [PL05], welches linear mit der Anzahl  $N_G$  der beleuchteten Gitterlinien skaliert, ist durch

$$\mathcal{R}_G = m N_G = N_G \frac{d}{\lambda} (\sin \alpha + \sin \beta) = \frac{D_G}{\lambda} (\sin \alpha + \sin \beta) = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \quad (4.6)$$

definiert und ist umgekehrt proportional zur relativen Bandbreite  $\Delta\lambda/\lambda$ . Hierbei ist  $D_G$  die effektiv beleuchtete Gitterlänge.

Zur Steigerung der in den den Halbraum gebeugten Intensität werden in Praxis keine Gitter nach Abb. 4.1 verwendet, sondern metallische Vollflächen mit periodischer Oberflächenbeschaffenheit. Die in dieser Arbeit benutzten Sägezahnreflexionsgitter weisen eine Facettenstrukturierung auf, siehe Abb. 4.2.

Die Gittergleichung (4.2) macht keinerlei Aussagen, wieviel Intensität in eine bestimmte Beu-



**Abbildung 4.2:** Schematische Darstellung eines Sägezahnreflexionsgitters: Die nötige Periodizität  $d$  nach Gl. (4.2) wird durch die Facettenstruktur erreicht. Die Effizienz mit der die Strahlintensität in eine bestimmte Richtung  $\beta$  gebeugt wird, hängt sehr stark vom Facettenwinkel  $\theta_B$ , der Beugungsordnung  $m$ , der Polarisation der Strahlung und vom Einfallswinkel  $\alpha$  ab, siehe Abb. 4.3.

gungsordnung  $m$  transferiert wird. Das winkel- und somit wellenlängenabhängige Verhältnis von einfallender und gebeugter Intensität der Strahlung wird Gittereffizienz  $E_m$  genannt. Diese ist durch die Geometrie der Gitteroberfläche (Winkel  $\theta_B$ ), das verwendete Material und die Polarisation bzgl. der Gitterlinienorientierung [LNM77, PB80] bestimmt. Die Berechnung ist durch die dreidimensionale Behandlung sehr komplex und wird mittels numerischer Programme bestimmt.

### Bandpass/Tiefpass-Konfiguration

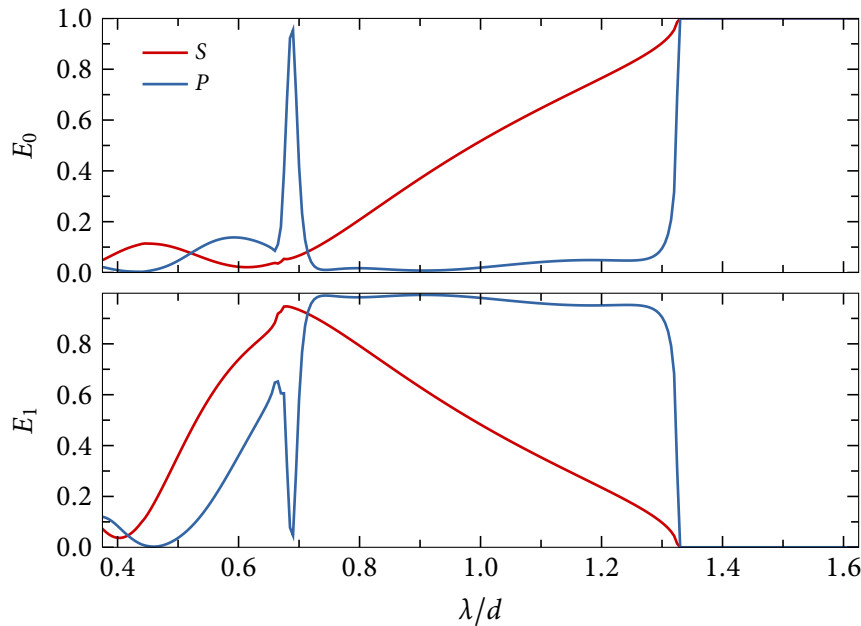
In [DHo8] wurde eine Gitterkonfiguration gefunden, in der das Reflexionsgitter folgende Eigenschaften ausweist:

1. Bandpass mit hoher Effizienz in der dispersiven Ordnung  $m = 1$ .
2. Tiefpass mit hoher Effizienz in der reflektiven Ordnung  $m = 0$ .
3. Großes Winkelintervall in  $\beta$  zur Detektion der Strahlung.

Die Gitterparameter sind in Tab. 4.1 zusammengefasst. Hier gibt das Verhältnis  $\lambda/d$  das zu beobachtene Wellenlängenintervall an, wobei die Gitterperiode  $d$  ein Skalenparameter ist, welcher sich je nach Spektralbereich anpassen lässt. Der Facettenwinkel  $\theta_B$  ist durch die kommerzielle Verfügbarkeit der Reflexionsgitter bedingt. Die elektrische Feldkomponente  $E$  muss senkrecht zu den Gitterlinien polarisiert sein. Es herrschen unterschiedliche Notationen vor: In der allgemeinen Optik wird dieser Polarisationszustand mit  $P$  (elektrischer Feldvektor parallel bzgl. der Einfallsebene) bezeichnet,

**Tabelle 4.1:** Gitterparameter nach [DHo8]:  $\lambda/d$  gibt das zu beobachtene Wellenlängenintervall an,  $\beta$  das nach Gl. (4.2) korrespondierende Winkelintervall.

$\alpha$ (°)	$\lambda_{\max}/d$	$\theta_B$ (°)	$\lambda/d$	$\beta$ (°)	Polarisation
19	1.326	26.7	[0.78, 1.31]	[27.0, 79.9]	$E \perp$ Gitter (P)



**Abbildung 4.3:** Spektrale Gittereffizienz  $E$  in Abhängigkeit der Polarisation für  $m = 0$  (oben) und  $m = 1$  (unten). Die numerische Berechnung wurde mit *PCGrate-S6.1* durchgeführt: Während für die Polarisation  $S$  ( $\mathbf{E} \parallel$  Gitterlinien) Wellenlängen  $\lambda/d \approx 1$  in nullte und erste Ordnung mit stetigen Übergang reflektiert und gebeugt werden, zeigt die komplementäre Polarisation  $P$  ( $\mathbf{E} \perp$  Gitterlinien) ein Bandpass- ( $m = 1$ ) und Tiefpassverhalten ( $m = 0$ ) mit sehr scharfer Separation. Über den Bereich  $\lambda/d = [0.72, 1.32]$  beträgt die Durchlässigkeit in  $m = 0$  maximal 10%.

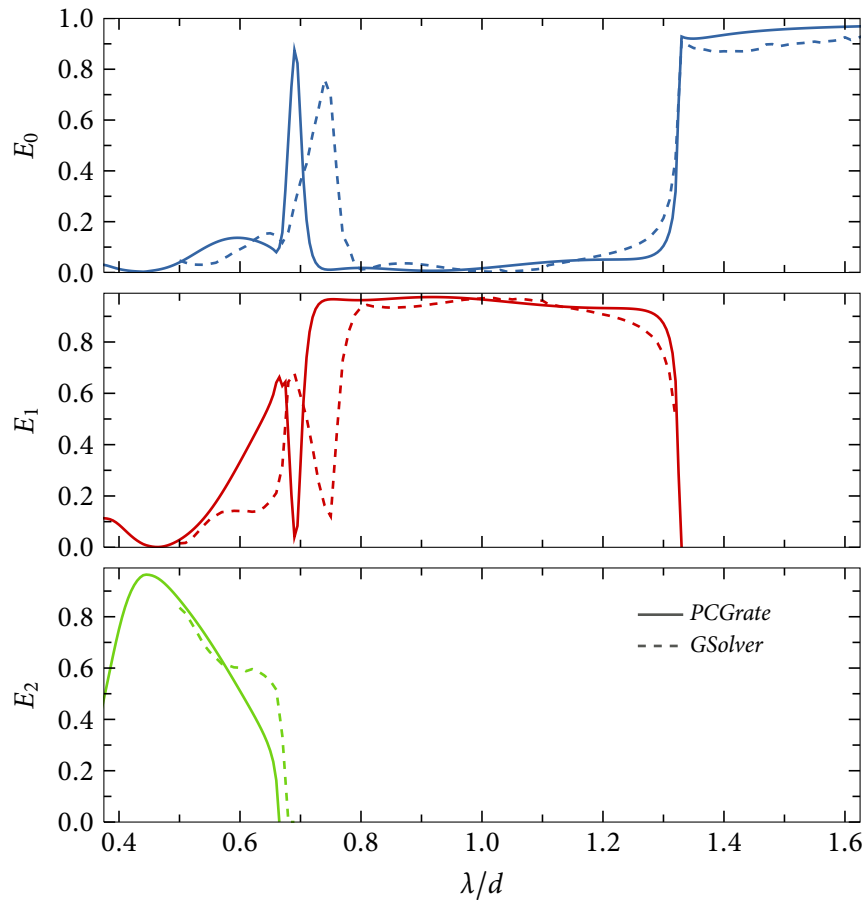
in der Sprache der Spektroskopie mit transversal magnetisch  $TM(S)$ , welches sich auf den magnetischen Feldvektor bzgl. der Einfallsebene bezieht. Im Folgenden wird das elektrische Feld als Referenz angesehen.

Für eine perfekt leitende Gitteroberfläche ist der Einfluss der Polarisation bzgl. der spektralen Effizienz in nullter  $E_0$  und erster Ordnung  $E_1$  in der Konfiguration nach Tab. 4.1 in Abb. 4.3 dargestellt. Zur Berechnung wurde das kommerzielle Programm *PCGrate-S6.1* von *I.I.G.* verwendet. Die Effizienz der Polarisation  $P$ , senkrecht zu den Gitterlinien, weist einen konstant hohen Wert von  $> 90\%$  in dispersiver Ordnung über das Wellenlängenintervall

$$0.72 \leq \lambda/d \leq 1.32 \quad (4.7)$$

auf. Dies bedeutet im Umkehrschluss eine niedrige Effizienz  $E_0$  in nullter Ordnung von  $< 10\%$ . Gleichzeitig werden Wellenlängen, die Gl. (4.2) für  $m \neq 0$  nicht erfüllen, perfekt an der Gitteroberfläche reflektiert. Dieser wellenlängenabhängige Übergang von Reflexion in dispersiver zu reflektierter Ordnung ist sehr scharf begrenzt und definiert ein gleichzeitiges Bandpass- und Tiefpassverhalten. Das Intervall nach Gl. (4.7) entspricht mittels Gl. (4.2) einem überstrichenen Winkelbereich von

$$23.2^\circ \leq \beta \leq 84.0^\circ \quad (4.8)$$



**Abbildung 4.4:** Vergleich der mit *PCGrate* und *GSolver* berechneten spektralen Gittereffizienzen  $E$  in  $m = 0, 1, 2$  für Polarisation  $P$ . Als Gittermaterial wurde Gold gewählt. Das Programm *PCGrate* weist einen größeren nutzbaren Wellenlängenbereich in  $m = 1$  und eine effizientere Separation der Wellenlängen in nullter Ordnung auf. Überdies ist zeigt *GSolver* oberhalb von  $\lambda/d > 1.33$  eine geringere Effizienz. Diese Diskrepanzen der Programme sind nicht verstanden.

in rückwärtiger Richtung bzgl. des einfallenden Strahls.

Da die experimentelle Bestätigung der Verläufe in Abb. 4.3 noch aussteht, wurden die Simulationsergebnisse mit dem ebenfalls kommerziell erhältlichen Programm *GSolver V4.2c* von *Grating Solver Development*, welches auch in [DHo8] zur Anwendung kam, verglichen. Die Ergebnisse sind in Abb. 4.4 gezeigt. Qualitativ stimmen beide Programme überein, was das Bandpass- und Tiefpassverhalten angeht. Quantitativ schränkt *GSolver* jedoch den nutzbaren Bereich zu kleinen Wellenlängen  $\lambda/d > 0.78$  hin ein, vgl. Tab. 4.1. Überdies ist der Übergang bei  $\lambda_{\max}/d$  in erster Ordnung weniger scharf und sagt eine größere Reflektivität in nullter Ordnung (geringere in erster Ordnung) vorher.

Anzumerken ist, dass die Ergebnisse von *GSolver V4.2c* in der verwendeten Konfiguration sehr sensitiv auf kleine Änderungen der Simulationsparameter reagiert, was z.T. in unphysikalischen Effizienzen von  $E \gg 1$  und unstetigen Verläufen resultiert. Da nicht verstanden ist, woher die Diskrepanz zwischen beiden Programmen rührt, wird die konservative Haltung eingenommen den Wellen-

längenbereich in Tab. 4.1 als nutzbares Intervall zu definieren. Jedoch wird das Ergebnis von *PCGrate* als Effizienzmodell für den weiteren Verlauf dieser Arbeit verwandt. Vergleiche mit anderen Simulationsprogrammen und die experimentelle Überprüfung sind in Vorbereitung.

### Kaskadierung

Das in Abb. 4.3 gezeigte Verhalten der spektralen Effizienz, ermöglicht eine Kaskadierung einzelner in der Periode  $d$  angepasster Gitter, sogenannte Gitterstufen  $G$ . Das Prinzip ist in Abb. 4.5 illustriert: Polychromatische Strahlung wird  $P$ -polarisiert, sukzessive in erster Beugungsordnung in einem Wellenlängenintervall (Gl. (4.7)) spektral zerlegt und in nullter Ordnung zum nächsten Gitter reflektiert, welches das nächste Wellenlängenintervall dispergiert. Folglich kann simultan ein viel größerer Spektralbereich überdeckt werden, als einzelne Gitter im Stande sind. Intensitätsbeiträge höherer Ordnungen werden mittels eines vorgeschalteten Gitter inklusive Absorber gefiltert.

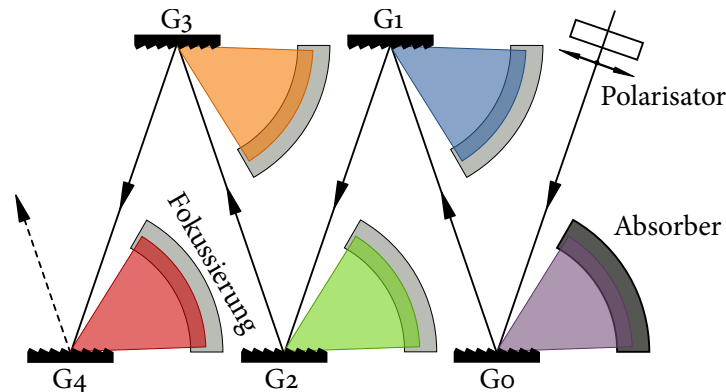
Der Skalierungsfaktor  $S_G$  wird durch die Forderung bestimmt, dass die maximal nutzbare Wellenlänge  $\lambda_+$  der  $n$ -ten Stufe identisch mit der minimalen  $\lambda_-$  der  $(n + 1)$ -ten ist:

$$\lambda_{-,n+1} \stackrel{!}{=} \lambda_{+,n} \quad \rightarrow \quad S_G \equiv \frac{d_{n+1}}{d_n} = \frac{1.31}{0.78} = 1.68 \quad \text{mit} \quad n \in \mathbb{N}. \quad (4.9)$$

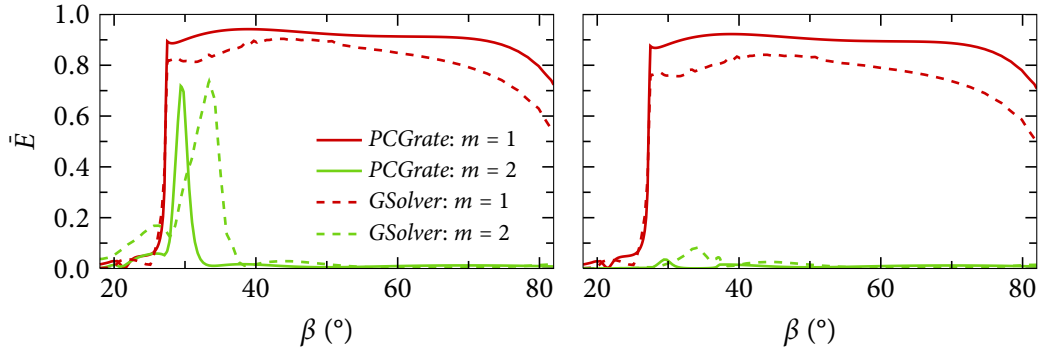
Für das mit  $N$  Stufen abgedeckte Wellenlängenintervall ergibt sich zu:

$$\lambda \in [0.78, 1.31 (S_G)^{N-1}] d_1. \quad (4.10)$$

Höhere Ordnungseffekte können die spektrale Eindeutigkeit aufheben. Eine zusätzliche Gitter-



**Abbildung 4.5:** Prinzip der Kaskadierung einzelner Gitterstufen  $G_0$  bis  $G_N$  in der dispersiven Ebene: Ein breitbandiger Polarisator selektiert die  $P$ -Komponente, um die Filterwirkung nach Abb. 4.3 zu erzielen. Die einzelnen Gitterstufen fungieren gleichzeitig als disperse Elemente und Tiefpassfilter für die darauf folgende Stufe. Durch die Anpassung der Gitterperiode  $d$  nach Gl. (4.9) lässt sich sukzessive die polychromatische Strahlung spektral zerlegen und simultan in rückwärtiger Richtung detektieren. Um den großen Winkelbereich  $\Delta\beta \approx 50^\circ$  überdecken zu können, wird eine spezielle Fokussieroptik benutzt, siehe Abs. 4.1.2. Intensitätsbeiträge höherer Ordnungen werden mittels eines vorgeschalteten Gitter inklusive Absorber gefiltert.



**Abbildung 4.6:** Gesamteffizienz  $\bar{E}$  der ersten ( $m = 1$ ) und zweiten ( $m = 2$ ) Ordnung in Abhängigkeit des Beugungswinkel  $\beta$  mit einer (links) und zwei (rechts) durchlaufenen Gitterstufen unter Berücksichtigung der Simulationsergebnisse in Abb. 4.4. Unter Verwendung eines Vorgitters wird maximal ein Anteil von 70% der Strahlungsintensität in zweiter Ordnung  $\lambda/2$  in die zu detektierende erste Ordnung  $\lambda$  reflektiert. Neben der geringeren Effizienz für  $m = 1$  prognostiziert *GSolver* einen größeren Untergrund im Vergleich zu *PCGrate*. Zudem verschiebt sich das Maximum von  $\beta = 29^\circ$  auf  $34^\circ$  und vermindert so den Eindeutigkeitsbereich. Durchläuft die Strahlung zuvor zwei Gitterstufen beträgt der Untergrund maximal 5% bzw. 10%.

stufe  $G_0$  (siehe Abb. 4.5) wird den Stufen  $G_1$  bis  $G_N$  vorgeschaltet. Für den allgemeinen Fall, dass  $(N - 1)$  Gitter die Strahlung in nullter Ordnung ans  $N$ -te Gitter übergeben, ergibt sich für die Gesamteffizienz  $\bar{E}$

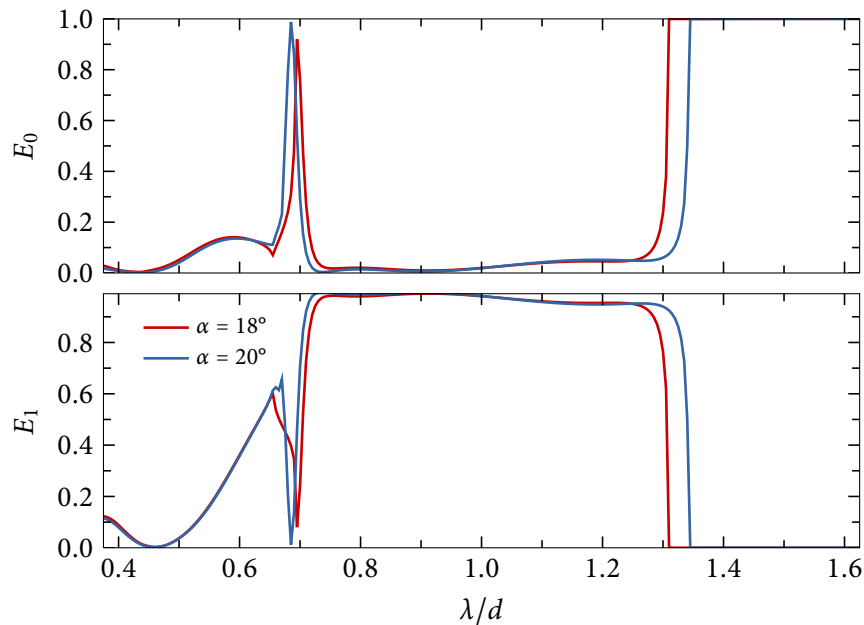
$$\bar{E}_m(\lambda) = E_m(\lambda/d_N) \prod_{k=1}^{N-1} E_0(\lambda/d_k) = E_m(\lambda/d_N) \prod_{k=1}^{N-1} E_0((S_G)^k \lambda/d_N). \quad (4.11)$$

Unter Benutzung von Gl. (4.11) und anschließenden Einsetzen von Gl. (4.2) kann der Einfluss bzw. der Intensitätsuntergrund der höheren Ordnungen auf die erste Ordnung in Abhängigkeit des Winkels  $\beta$  berechnet werden. Dies ist in Abb. 4.6 gezeigt. Auf Grund der unterschiedlichen Resultate der Programme *PCGrate* und *GSolver* ist die Filterwirkung unterschiedlich stark ausgeprägt. Die Hauptaussage ist jedoch gleich: Bei Verwendung eines Filtergitters  $G_0$  (siehe Abb. 4.5) kann der Bereich in  $G_1$  bis zu einem Winkel  $\beta = 40^\circ$  massiv von der zweiten Ordnung beeinflusst sein. Der Anteil wird in der nächsten Gitterstufe  $G_2$  auf 5 – 10% unterdrückt.

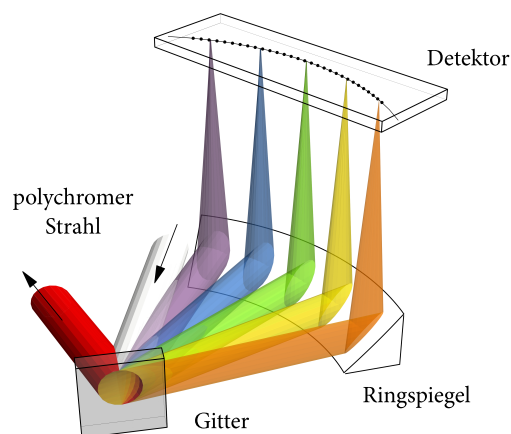
### Winkeltoleranz

Wie tolerant ist die Effizienz  $E_m$  gegenüber einem Fehlwinkel in  $\alpha = 19^\circ$  der einfallenden Strahlung? Mit *PCGrate* wurde der Einfallswinkel um  $\pm 1^\circ$  variiert, siehe Abb. 4.7. In dem verwendeten Wellenlängenintervall  $\lambda/d$  (siehe Tab. 4.1) ändert sich die Effizienz  $E$  nicht. Allein durch die Geometrie verschiebt sich die maximale Wellenlänge gemäß nach Gl. (4.2) für kleine Fehlwinkel  $\Delta\alpha$

$$\lambda_{\max} \approx d (1 + \sin \alpha + \Delta\alpha \cos \alpha) . \quad (4.12)$$



**Abbildung 4.7:** Spektrale Gittereffizienz  $E_0$  und  $E_1$  in Abhängigkeit eines Fehlwinkels bzgl. der Einfallsrichtung  $\alpha$  von  $\pm 1^\circ$  (PCGrate) in der Spektrometerkonfiguration nach Tab. 4.1. Die Oberfläche wurde als perfekt leitend angenommen. In beiden Ordnungen verändern sich die Effizienzen über einen weiten Bereich kaum. Lediglich werden die zugänglichen Randbereiche nach Gl. (4.2) und (4.12) erweitert oder eingeschränkt.



**Abbildung 4.8:** Aufbau einer kompletten Gitter- bzw. Detektorstufe: Der einfallender Strahl wird vom Gitter spektral in Rückwärtsrichtung zerlegt, von einem Ringspiegel auf einen Bogen mit Radius  $r_R$  fokussiert und mit einer Detektorzeile erfasst. Die nullte Ordnung wird zur nächsten Gitterstufe reflektiert. Die Farben kodieren unterschiedliche Wellenlängen  $\lambda$ .

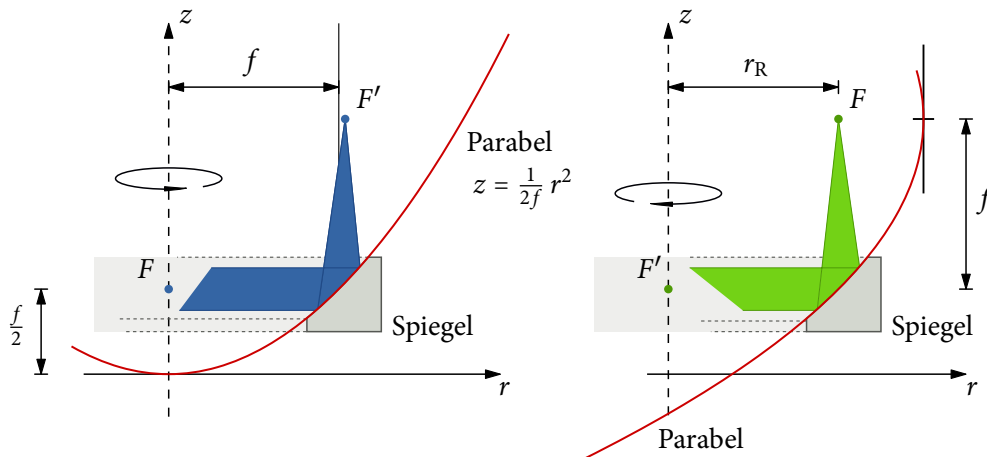
### 4.1.2 Parabolische Ringspiegel

Die von den Gittern räumlich getrennten spektralen Anteile müssen fokussiert werden. Zwei Anforderungen werden an die Fokuselemente durch die Gittergeometrie gestellt: Zum einen muss ein großer Winkelbereich von mindestens  $50^\circ$  abgedeckt werden (Tab. 4.1), zum anderen sollte die Optik transparent oder reflektierend für den gesamten Wellenlängenbereich sein. Letzteres kann mit Metallspiegeln erreicht werden, die den Strahl um  $90^\circ$  aus der Dispersionsebene lenken.

In [DHo8] wurde eine Konfiguration entwickelt, die auf parabolische Formen basiert. Hierbei befindet sich das Gitter in einem Punkt, um welchen die Parabel mit einem Radius  $r_R$  in der Dispersionsebene rotiert wird, ein Ringspiegel. So kann ein großes Winkelintervall  $\beta$  abgedeckt werden und zusätzlich die Strahlung durch den Kreisbogen in azimuthaler Richtung (in  $\beta$ ) fokussieren. In Abb. 4.8 ist diese Anordnung einer kompletten Gitterstufe dargestellt.

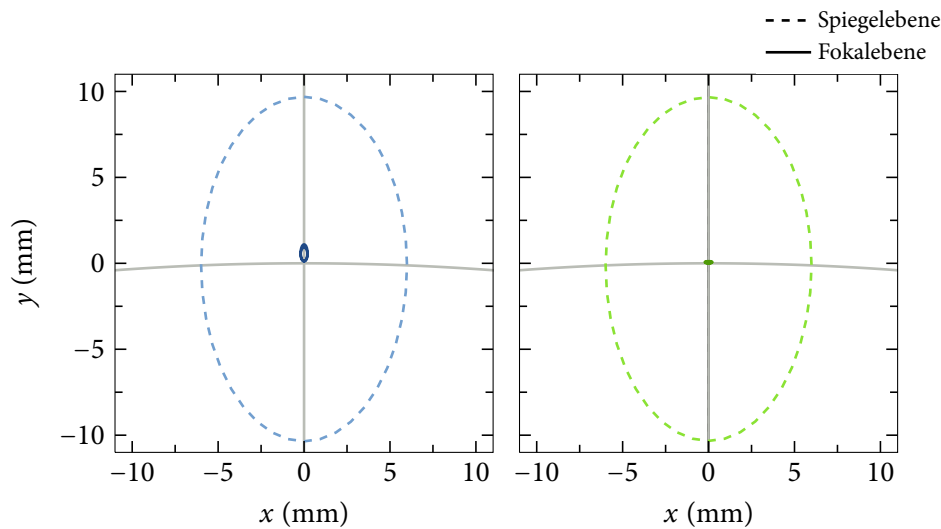
Verbleibt die radiale Kontur des Ringspiegels. Ein rotationssymmetrisches Paraboloid, bei dem Strahlen parallel zur Rotationsachse auf die Spiegeloberfläche treffen, erzeugt einen idealen Punktfokus, d.h. alle diese Wege haben einen gemeinsamen Schnittpunkt  $F$ . Diese Einfallrichtung ist jedoch einzigartig und verletzt die geforderte Rotationssymmetrie in Winkel  $\beta$ . Eine Möglichkeit ist, dass Gitter in den Fokus  $F$  zu platzieren, siehe Abb. 4.9: Parallele vom Gitter kommende Strahlen durchlaufen den entgegengesetzten Weg und werden ebenfalls gebündelt. Auf Grund der unterschiedlichen Krümmung entfällt zum einen ein perfekter Fokus, zum anderen wird der Strahl in Abhängigkeit der Ablage um mehr als  $90^\circ$  abgelenkt, siehe Abb. 4.10.

Eine verbesserte Fokussierung kann erzielt werden, wenn die Parabelform nicht um die Symmetrieachse rotiert wird, sondern um eine Achse die senkrecht dazu orientiert ist und einen Abstand von  $3/2 r_R$  zum Sattelpunkt aufweist. Diese in [DHo8] verwendete Ringspiegelgeometrie ist in Abb. 4.9



**Abbildung 4.9:** Spiegelgeometrien für um  $90^\circ$  ablenkende parabolische Formen. Links: Rotationsparaboloid der Brennweite  $f$ , bei dem das Reflexionsgitter im optimalen Fokus  $F$  platziert wird. Der Fokuspunkt  $F'$  ist in dieser Anordnung abhängig von der Ablage des Strahls zur optischen Achse. Rechts: Ringspiegel nach [DHo8] mit Brennweite  $f$ , bei dem sich das Gitter in  $F'$  befindet. Über die zur Symmetrieachse senkrechte Rotation mit Radius  $r_R$  ist stets die optimale Fokussierung in radialer Richtung gegeben, siehe Abb. 4.10. Gilt  $f = r_R$  wird in beiden Ebenen gleich stark fokussiert.





**Abbildung 4.10:** Fokuseigenschaften der Spiegelgeometrien des Rotationsparaboloiden (links) und Ringspiegels nach [DHo8] (rechts), siehe Abb. 4.9: Ein Strahl mit elliptischer Kontur und einer großen Halbachse von 10 mm trifft von  $-y$  kommend auf den Spiegel und wird aus der  $(x, y)$ -Ebene um  $90^\circ$  abgelenkt. Die Fokusebene befindet sich im Abstand  $f = r_R = 150$  mm oberhalb der Dispersionsebene. Die Berechnung beruht auf geometrischer Optik, d.h. Reflexion in der Einfallsebene bzgl. des lokalen Normalenvektors auf der Oberfläche. Die Ringspiegelkonfiguration erzeugt im Gegensatz zum Rotationsparaboloiden einen schärferen Fokus in  $(x, y) = (0, 0)$ .

dargestellt. Parallele Strahlen vom Gitter werden unabhängig vom Beugungswinkel  $\beta$  optimal in der radialen Richtung  $r$  fokussiert. Wird die Länge der Brennweite  $f$  mit der des Radius  $r_R$  gleichgesetzt, wird eine Fokussierung in beiden Ebenen erzielt (Abb. 4.10), die dem idealen Punktfokus näher kommt.

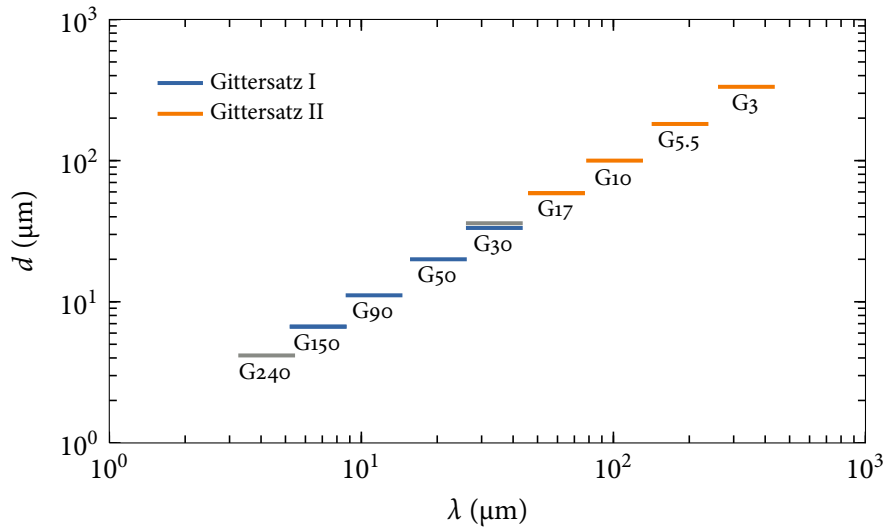
## 4.2 Aufbau

Nach dem in Abs. 4.1 vorgestellten Prinzip ist das Spektrometer aufgebaut. Es folgt die Beschreibung der Realisierung bzgl. der Anordnung und der Komponentenwahl:

### 4.2.1 Gitterauswahl

Elektronenpaketlängen  $\sigma_z$  bis  $100 \mu\text{m}$  (RMS) erfordern eine maximale Wellenlänge von  $450 \mu\text{m}$ , vorausgesetzt, dass das Profil Gaußförmig ist und ein Anwachsen des Formfaktors  $F_l$  auf  $e^{-1}$  gemessen werden soll, vgl. Gl. (2.49). Die minimale Wellenlänge wird abgeschätzt, indem rechteckige Profile von  $10 \mu\text{m}$  (RMS) angenommen werden, deren oszillatorisches Verhalten im Formfaktor bis zur dritten Nullstelle bestimmt werden soll. Nach Gl. (2.58) ergibt sich eine Wellenlänge von ca.  $12 \mu\text{m}$ . Es wären somit sieben dispersive Reflexionsgitter zzgl. Filtergitter nötig, siehe Gl. (4.9).

Auf Grund von Reflexionsverlusten und der schieren Größe solch einer Apparatur, wird die Anzahl der Gitter auf fünf beschränkt. Um jedoch den angegebenen Wellenlängenbereich abdecken zu



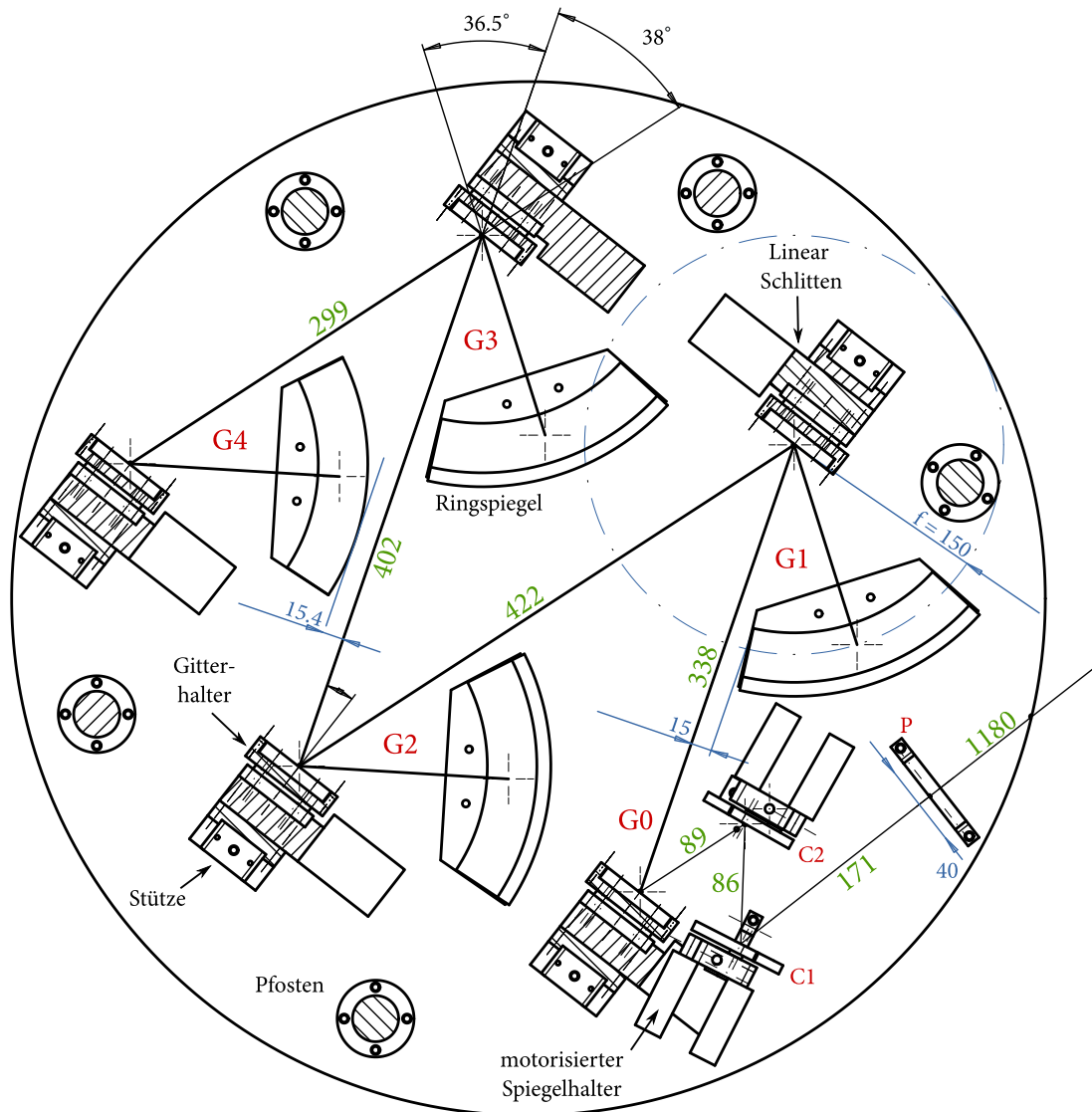
**Abbildung 4.11:** Überdeckter Wellenlängenbereich  $\lambda$  der Reflexionsgitterauswahl in Abhängigkeit der Periode  $d$  nach Tab. 4.1. Die Kennung Gxxx gibt die Liniendichte pro Millimeter ( $1/d$ ) an. Die kommerziell erhältlichen Gitter G240 bis G30 von *Newport* bilden den Gittersatz I für kurze Wellenlängen zwischen 5.5 und 44  $\mu\text{m}$ . Gitter mit kleinerer Liniendichte (G17 bis G3) wurden von *Kugler* hergestellt; ein G30 wird als Filtergitter verwandt. Dieser Gittersatz II deckt 44 bis 440  $\mu\text{m}$  ab.

können, kommen zwei Gittersätze (I und II) zur Anwendung, zwischen denen gewechselt werden kann, siehe Abb. 4.14.

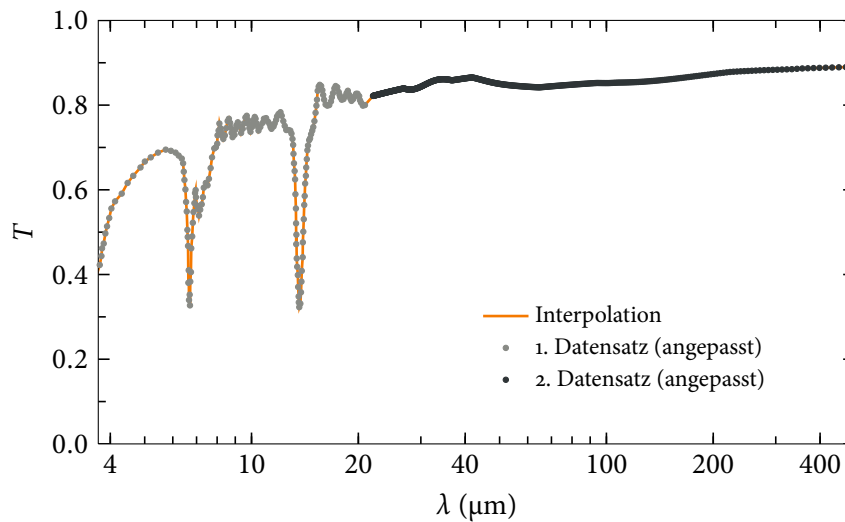
In Abb. 4.11 ist der überdeckte Wellenlängenbereich in Abhängigkeit der Periode  $d$  der verwendeten Gitter gezeigt. Für den Satz kurzer Wellenlängen kann auf kommerzielle aluminiumbeschichtete Reflexionsgitter von *Newport* zugegriffen werden. Die Fehlertoleranzen liegen unterhalb der hier geforderten Genauigkeit. Für den Satz langer Wellenlängen sind keine in  $d$  passende Reflexionsgitter verfügbar. Hartgoldbeschichtete Einzelstücke wurden bei *Kugler* angefertigt. Die Genauigkeit des Facettenwinkels  $\theta_B$  beträgt  $\pm 0.5^\circ$ , die der Gitterperiode weniger als 0.5% [Kug]. Die Gittergröße ist  $58 \times 58 \text{ mm}^2$ . Somit stellt das Gitter keine Aperturbegrenzung für die wellenlängenabhängige Strahlgröße der CTR dar, siehe Abb. B.13.

### 4.2.2 Dispersionsebene

In Abb. 4.12 ist ein Überblick der Ebene gezeigt, in der die Strahlung propagiert, gebeugt und reflektiert wird. Die kompakte Anordnung samt Grundplatte nimmt einen Durchmesser von 740 mm ein und wird in ein Vakuumbehälter mit einem Innendurchmesser von 750 mm eingesetzt. Dieser ist direkt an die CTR beamline (siehe Abb. B.1) angeflanscht. Zwischen Topf und letztem CTR beamline Spiegel M7 befindet sich ein Filterrad, welches zu Kalibrations- und Testzwecken verwendet wird, siehe Abs. 4.3.2.



**Abbildung 4.12:** Draufsicht des Spektrometeraufbaus in der dispersiven Ebene. Abstandsangaben sind in Millimeter gegeben. Die CTR wird über den letzten Spiegel M7 der CTR beamline (siehe Anh. B) in das Spektrometer geführt. Ein Polarisator P lässt nur die elektrische Feldkomponente in dieser Ebene passieren, welche über die motorisierten Justierspiegel C1 und C2 auf die definierte Strahlachse gebracht wird. Entlang der einzelnen Gitterstufen G0 bis G4 wird die Strahlung spektral zerlegt und gleichzeitig für die nächste Stufe aufbereitet (Abs. 4.1.1). Vier Ringspiegel, vgl. Abs. 4.1.2, fokussieren mit einer Brennweite  $f = 150$  mm über einen Winkelbereich von jeweils  $60^\circ$  die CTR in die Detektorebene (zur besseren Übersicht ausgeblendet). Diese wird mittels fünf Pfoften oberhalb gelagert. Die Gitterhalter (siehe Abb. 4.14) inklusive Gitter befinden sich auf motorisierten Linearschlitten, um zwischen den Gittersätzen und den Spiegeln bzw. pyroelektrischen Elementen wechseln zu können. Bis auf die Justierspiegel sind keine Elemente verstellbar. Passstifte fixieren die einzelnen Komponenten relativ zueinander. Der Gesamtdurchmesser der Bodenplatte beträgt 740 mm. Sie wird über Lager in den Vakuumbehälter mit einem Innendurchmesser von 750 mm positioniert und festgesetzt.



**Abbildung 4.13:** Spektrale Transmission  $T$  des Tydex THz Polarisators im relevanten Wellenbereich des Spektrometers. Zur Verfügung standen zwei Datensätze [Tyd], die unterschiedliche Wellenlängenbereiche abdecken. Um einen stetigen Anschluss zu erlangen, wurden die Datensätze um +5% ( $\lambda < 22 \mu\text{m}$ ) bzw. -5% ( $\lambda > 22 \mu\text{m}$ ) skaliert. Die Absorptionsbänder des HDPE um 6.8 und 13.7  $\mu\text{m}$  sind deutlich neben den Etalon Oszillationen (vgl. Abb. 3.4 und Gl. (3.2)) erkennbar.

### Polarisator

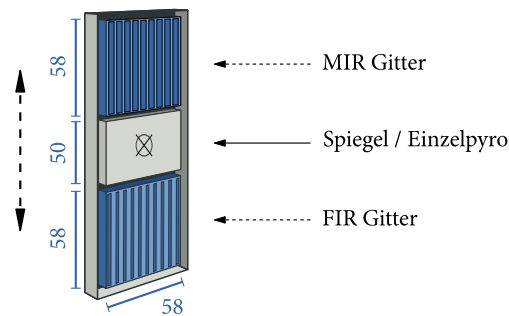
Die definierte Polarisation, die für das Spektrometerkonzept unabdingbar ist (vgl. Abs. 4.1.1), wird mittels einer Folienpolarisator von Tydex hergestellt. Die freie Apertur ist 40 mm. In eine high density polyethylene HDPE Schicht wird eine Dreiecksfacettenstruktur mit 1200 Linien/mm gezogen und einseitig mit einer Aluminiumschicht versehen. Dieses Gitter wirkt transmittiv als Polarisator mit einem ausreichend hohem Extinktionsverhältnis oberhalb von  $\lambda = 4 \mu\text{m}$ . Die Durchlässigkeit der zu den Gitterlinien parallelen Polarisationskomponente beträgt weniger als 1%.

In Abb. 4.13 ist die Transmission  $T$  der senkrechten Komponente in Abhängigkeit der Wellenlänge  $\lambda$  dargestellt. Zwei Datensätze [Tyd] für unterschiedliche Wellenlängenbereiche mussten zueinander angepasst werden. Neben den HDPE charakteristischen Absorptionsbändern zeigt der erste Datensatz Etalon Oszillationen für eine Schichtdicke von ca. 51  $\mu\text{m}$ , die sich jedoch im zweiten Datensatz nicht sichtbar fortsetzen. Eine Vermessung der Transmission steht noch aus.

### Justierspiegel

Um Winkel- und Ablagefehler der CTR Strahlung im Spektrometer selbst korrigieren zu können, sind zwei motorisierte plane Spiegelpaare  $C_1$  und  $C_2$  (Durchmesser 2“, Aluminiumbeschichtung) hinter dem Polarisator eingebaut, siehe Abb. 4.12. Die Justageprozedur ist in Abs. 4.3.1 erklärt.

Die Winkel der Spiegel bzgl. der optischen Achse sind zwischen  $\pm 4.5^\circ$  mit einer Winkelgenauigkeit von ca. 5  $\mu\text{rad}$  einstellbar. So können Fehlwinkel der Strahlung von bis zu  $9^\circ$  (bei zentrischen Einfall auf  $C_1$ ) und Ablagefehler auf  $C_1$  von ca. 12 mm (bei senkrechten Einfall) kompensiert werden.



**Abbildung 4.14:** Schematischer Aufbau des Gitterhalters (Längenangaben in Millimeter): Pro Stufe befinden sich zwei Gitter auf einem motorisierten Linearschlitten, so dass diese jeweils auf Ringspiegelhöhe gefahren werden können. Zwischen den Gittern befindet sich ein Planspiegel ( $G_1, G_2$  und  $G_3$ ) aus poliertem Aluminium bzw. ein einzelnes pyroelektrisches Element  $XoO_4$  ( $G_0$  und  $G_4$ ), siehe Abb. C.3. Hiermit wird die CTR Strahlung mit Hilfe der Justierspiegel  $C_1$  und  $C_2$  (Abb. 4.12) bzgl. der einzelnen Stufen zentriert, siehe Abs. 4.3.1.

### Gitterhalter

Die beiden verwendeten Gittersätze, siehe Abb. 4.11, befinden sich auf Haltern, die die Gitter über einen motorisierten Lineartisch jeweils in den Rotationsmittelpunkt des Ringspiegels vertikal fahren können. Somit kann der komplette Wellenlängenbereich in zwei Sequenzen erfasst werden.

Neben den zwei Gittern befindet sich ein einzelner pyroelektrischer Detektor in der Mittelposition der Gitterstufen  $G_0$  und  $G_4$ , um die optimale Position des Strahls über die Justierspiegel  $C_1$  und  $C_2$  zu bestimmen (siehe Abs. 4.3.1). In den restlichen Stufen ( $G_1$  bis  $G_3$ ) sind hochpolierte Aluminiumblöcke eingesetzt, damit über die direkte Reflexion ausreichend Intensität auf das Pyroelement in  $G_4$  gelangt.

Die Gitter bzw. Spiegel werden in die Halterung gelegt, leicht aufgestellt und mit einer Maske an die hintere Auflagefläche gepresst. Auf weitere Justierhilfen wurde bewusst verzichtet.

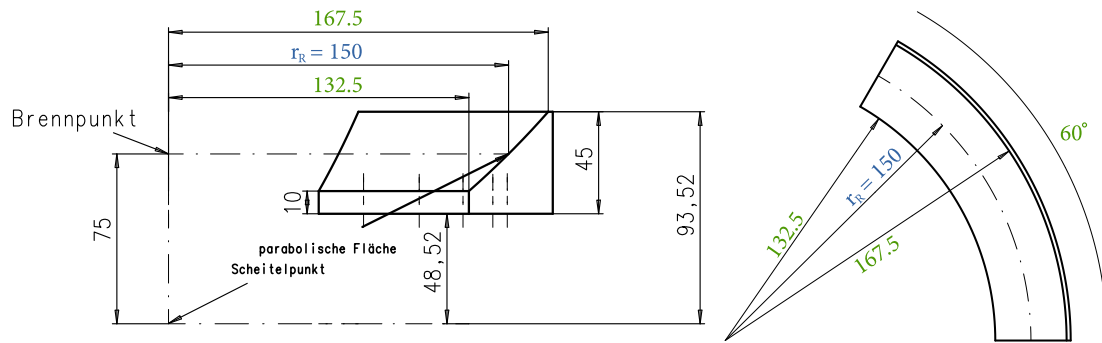
### Ringspiegel

Die Brennweite  $f$  bzw. Ringspiegelmittelpunkt  $r_R$  beträgt 150 mm. Die Gitter befinden sich im Ringspiegelmittelpunkt, siehe Abb. 4.12. Mit einem Kreisbogen von  $60^\circ$  und einem Winkel von  $6.5^\circ$  bzgl. der Spiegelfläche zur einfallenden Strahlung wird ein Winkel von

$$25.5^\circ \leq \beta_R \leq 85.5^\circ \quad (4.13)$$

hinsichtlich der Gitternormalen abgedeckt. Der Ringspiegel stellt eine einseitige Begrenzung bzgl. der einfallenden Strahlung dar. Mit dem in Gl. (4.13) angegebenen Winkelbereich beträgt die Apertur ca. 15 mm.

Das in Abs. 4.1.2 diskutierte Design des optimalen Ringspiegels wird nicht verwendet. Aus nicht mehr nachvollziehbaren Gründen wurden die Ringspiegel als normale Rotationsparaboloide konstruiert und von *LT Ultra Precision Technology* nach diesen Vorgaben hergestellt. In Abb. 4.15 sind



**Abbildung 4.15:** Konstruktionszeichnung des Ringspiegels (Längenangaben in Millimeter): Brennweite  $f$  und Ringradius  $r_R$  betragen 150 mm, der überdeckte Bogen  $60^\circ$  und die Höhe 35 mm. Die Fertigung übernahm *LT Ultra Precision Technology*. Die Spiegelfläche ist mit Plasmagold beschichtet. Die Rauheit ist  $Ra \leq 10$  nm, die Formgenauigkeit kleiner als  $3 \mu\text{m}$ .

die Dimensionen und Eigenschaften explizit angegeben. Diese Spiegelgeometrie wird im Nachfolgenden verwendet.

### 4.2.3 Detektionsebene

Oberhalb der Dispersionsebene (Abs. 4.2.2) im Abstand  $f = 150$  mm befinden sich die Detektoren. Diese werden auf einer Platte fixiert, welche auf fünf Pfosten gelagert und über Passstifte zu den Ringspiegeln positioniert wird, siehe Abb. 4.12.

### Liniendetektorzeile

In Zusammenarbeit mit *InfraTec* wurde eine Detektorzeile entwickelt, die den Linienfokuskreisbogen mit dem Radius von 150 mm nachvollzieht. 30 pyroelektrische Elemente mit einer Fläche von  $2 \times 2$  mm<sup>2</sup> sind im Winkelabstand  $\Delta\beta_{\text{Det}}$  von  $1.91^\circ$  platziert, was einen totalen Winkelbereich von  $55.39^\circ$  ergibt. Eine Zeichnung ist in Abb. 4.16 gegeben. Als Detektortyp kommen für alle Stufen Xoo9 Elemente (Abb. C.3) zum Einsatz.

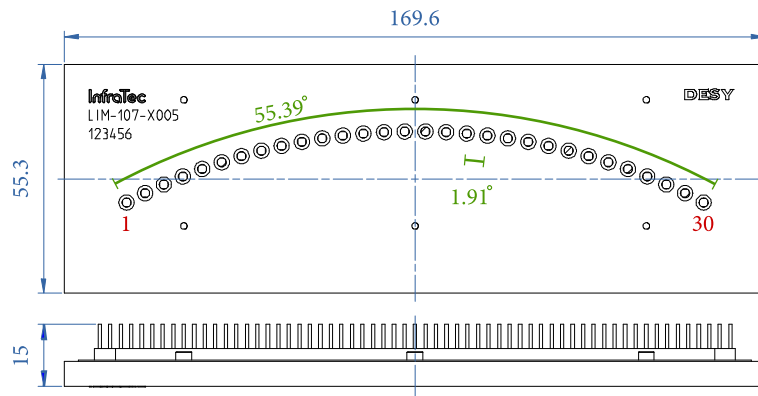
In der Spektrometeranordnung hat der nächstgelegene Detektor zum einfallenden Strahl einen Winkel von  $7.4^\circ$  und liegt somit komplett über dem Ringspiegel, vgl. Gl. (4.13). Der Winkelbereich  $\beta_{\text{Det}}$  bzgl. der Gitternormalen ist

$$\beta_{\text{Det},1} = 26.4^\circ \leq \beta_{\text{Det}} \leq 81.8^\circ = \beta_{\text{Det},30} \quad (4.14)$$

was in erster Beugungsordnung  $m = 1$  nach Gl. (4.2) den Wellenlängenbereich

$$0.770 \leq \frac{\lambda}{d} \leq 1.315 \quad (4.15)$$

entspricht. Dies schließt den relevanten Bereich in Tab. 4.1 ein.

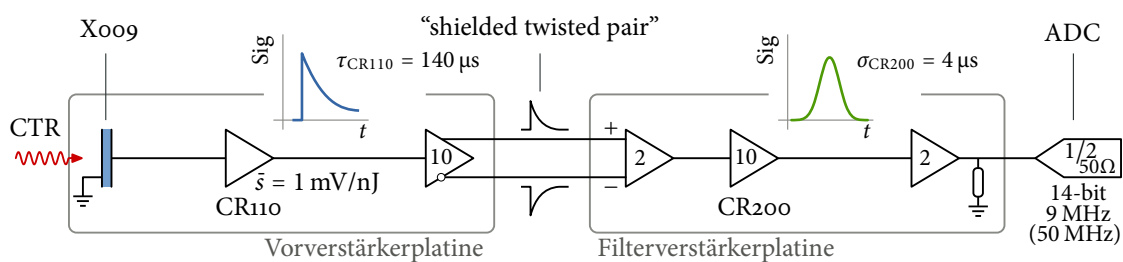


**Abbildung 4.16:** *InfraTec* Detektorzeile mit 30 pyroelektrischen Elementen (Längenangaben in Millimeter). Auf einem Bogen von  $55.39^\circ$  mit einem Radius von  $r_R = 150$  mm sind 30 Xo09 Detektoren (Abb. C.3) angeordnet. In einem gemeinsamen Gehäuse integriert, kann die komplette Zeile auf eine Vorverstärkerplatine (Abb. 4.17) gesteckt werden. Die interne Bezeichnung Xo05 von *InfraTec* bzgl. der verwendeten Pyroelemente weicht von der Notation der Einzeldetektoren ab. Im Weiteren wird von Xo09 gesprochen.

### Verstärkerelektronik

Die pyroelektrischen Signale werden mit einer Kette von kommerziell erhältlichen ladungsempfindlichen Vorverstärkern C110 und Filterverstärker CR200 von *Cremat* aufbereitet (Abs. C.1.2). Da die Elektronenpakete von dem Kickermagneten CTR1 mit einer Repetitionsrate von 10 Hz auf den off-axis Schirm 17ACC7 gelenkt werden können (Abs. B.1.2), genügen relativ große Zeitkonstanten von  $\tau_{CR110} = 140 \mu\text{s}$  und  $\sigma_{CR200} = 4 \mu\text{s}$  (vgl. mit BCM in Abs. 3.1.3).

Die hohe Dichte der Elektronikkomponenten, bedingt durch die Detektorzeile, erzwingt den Einsatz von Platinen, auf denen die Verstärkerelemente gesteckt werden. Auf eine im Vakuum befindliche Vorverstärkerplatine wird die Detektorzeile gesteckt und mit der Detektorplatte verschraubt,



**Abbildung 4.17:** Schematische Übersicht der Verstärkerelektronik pro Detektorkanal: Die Signale vom Xo09 Pyroelement werden mit einem ladungsempfindlichen Vorverstärker CR110 von *Cremat* aufbereitet und mit einem Filterverstärker CR200 in einen Gaußförmigen Puls mit  $\sigma_{CR200} = 4 \mu\text{s}$  (RMS) konvertiert, siehe Abs. C.1.2. Zwischen Vorverstärker- und Filterverstärkerplatine wird das Signal symmetrisiert, über ein geschirmtes Twisted-Pair-Kabel geleitet und anschließend differentiell zusammengeführt. Eventuelle Störsignale während der Übertragung werden somit eliminiert. Das Signal wird mit einem 14-bit *DESY* ADC bei einer analogen Bandbreite von 50 MHz mit 9 MHz abgetastet.

**Tabelle 4.2:** Charakteristik der Verstärkerelektronik: Totaler Verstärkungsfaktor  $G$ , Rauschen (RMS) des ADCs  $\mathcal{N}_0$ , Rauschen (RMS) bei eingeschalteten Spektrometer  $\mathcal{N}_{SP4}$  und voller Amplitudenhub des Rauschens  $\mathcal{N}_{SP4,PP}$ .

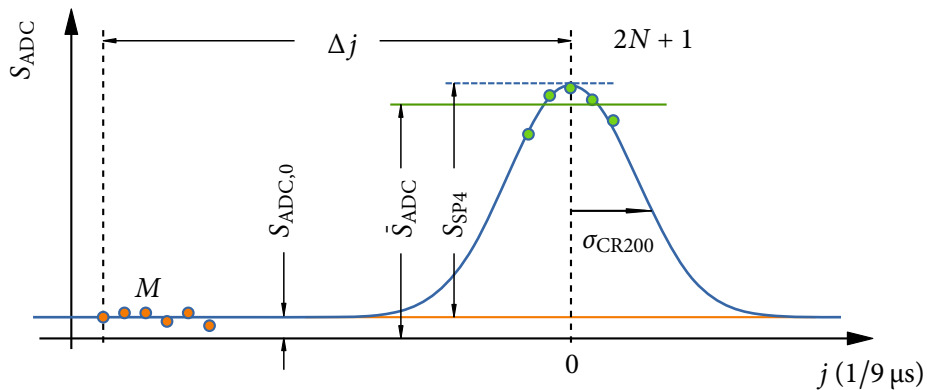
Detektor	$\tau_{CR110}$ ( $\mu\text{s}$ )	$\sigma_{CR200}$ ( $\mu\text{s}$ )	$G$	$\mathcal{N}_0$ (mV)	$\mathcal{N}_{SP4}$ (mV)	$\mathcal{N}_{SP4,PP}$ (mV)
X009	140	4	100	$\approx 1$	4.6 – 4.9	$\approx 30$

siehe Abb. 4.17. Über Twisted-Pair-Kabel und einer Flanschdurchführung werden die Signale auf eine Filterverstärkerplatine mit den CR200 geführt. 14-bit *DESY* VME ADCs mit einem dynamischen Bereich von  $\pm 5$  V digitalisieren die Signale mit einer Samplerate von  $f_{ADC} = 9$  MHz. Die wichtigsten Parameter sind in Tab. 4.2 aufgelistet.

Insgesamt fasst das VMEcrate mit 8-Kanal ADC Einschüben (plus CPU-, Trigger- und Verzögerungskarte) 120 Kanäle, was mit vier Detektor- bzw. Gitterstufen ( $G_1$  bis  $G_4$ ) a 30 Detektoren übereinstimmt. Von der letzten Gitterstufe  $G_4$  werden die letzten beiden Kanäle für die Justierpyroelemente in  $G_0$  und  $G_4$  reserviert, siehe Abb. 4.14. Diese Elemente werden ohne Filterverstärker betrieben, da die Intensität der nicht dispergierten Strahlung ausreicht. Die Elektronik befindet sich jeweils komplett im Gitterhalter.

### Signalverarbeitung

Die 118 ADC Sequenzen werden in die FLASH data acquisition DAQ [RKR<sup>+</sup>10] transferiert und dort mit einem Server vorprozessiert (Abb. 4.18), um die Spektrometersignalamplitude  $S_{SP4}$  mit einer Wiederholrate von mindestens 10 Hz dem Kontrollsystem distributed object-oriented control system DOOCS [ABG<sup>+</sup>08] zur Verfügung zu stellen. Der indirekte Zugriff auf das VMEcrate über DOOCS mittels *MATLAB* nimmt ca. 400 ms in Anspruch und ist somit zu langsam.



**Abbildung 4.18:** Vorprozessierung des Signals  $S_{ADC}$  am Beispiel einer ADC Sequenz: Das unipolare Signal wird symmetrisch über  $2N + 1$  Sample gemittelt und vom Untergrund  $S_{ADC,0}$  bereinigt, siehe Gl. (4.16). In einem Bereich um die gesuchte Maximalamplitude  $S_{SP4}$  verhält sich das Filterverstärkersignal Gaußförmig, so dass nach Gl. (4.17) vom Mittelwert  $\bar{S}_{ADC}$  auf den Spitzenwert  $S_{SP4}$  geschlossen werden kann.



Der Server errechnet die Maximalamplitude nach

$$S_{SP4} = \frac{\bar{S}_{ADC} - S_{ADC,0}}{W} = \frac{1}{W} \left( \frac{1}{2N+1} \sum_{j=-N}^N S_{ADC}(j) - \frac{1}{M} \sum_{j=1}^M S_{ADC}(j - \Delta j) \right), \quad (4.16)$$

wobei  $W$  die Korrektur darstellt:

$$W = \frac{1}{2N+1} \sum_{j=-N}^N \exp\left(-\frac{j^2}{2(\sigma_{CR200} f_{ADC})^2}\right). \quad (4.17)$$

Die Signale der Filterverstärker nehmen um den Scheitelwert eine Gaußförmige Form an, siehe Abb. C.5. Die Korrektur ist nur zulässig, wenn  $N$  nicht zu groß wird. Im Experiment werden  $N = 5$ ,  $M = 200$  und  $\Delta j = 700$  gesetzt. Die Korrektur  $W$  ergibt sich zu 0.99, ist also vernachlässigbar.

## 4.3 Inbetriebnahme

Bevor Messungen mit dem THz Spektrometer SP4 gemacht werden können, muss erstens sichergestellt werden, dass die Strahlung der CTR beamline (Anh. B) akkurat auf der optischen Achse des Spektrometers justiert wird, und zweitens gezeigt werden, dass die Zuordnung der Detektorelemente # bzgl. der Wellenlänge  $\lambda$  mit den Designüberlegungen übereinstimmt.

### 4.3.1 Interne Strahljustierung

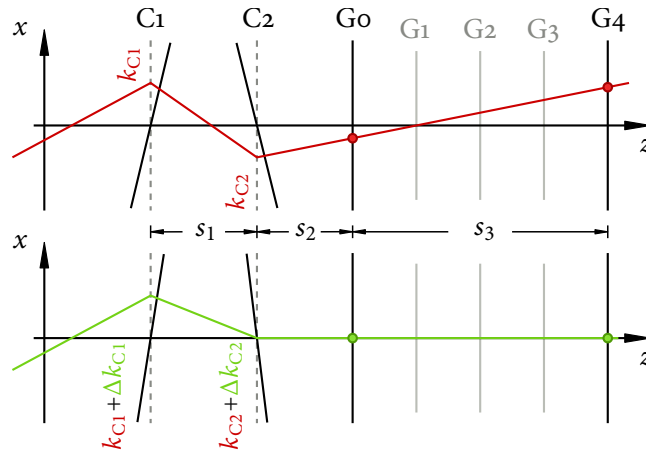
Im Allgemeinen kann davon ausgegangen werden, dass weder die CTR auf der optischen Achse des Spektrometers noch die optischen Elemente von Spiegel oder Gitter optimal positioniert sind. Dies führt zur Ablagen und Winkelfehlern auf den Gitterstufen Go bis G4, siehe Abb. 4.19. Folglich sind z.B. in horizontaler Ebene die Einfallswinkel  $\alpha$  unbestimmt, was die Zuordnung  $\# \mapsto \lambda$  nach Gl. (4.2) und zusätzlich die Gittereffizienz ändert (Abb. 4.7). Im Folgenden wird eine Justierprozedur exemplarisch in der horizontalen Ebene beschrieben, die den THz Strahl optimal innerhalb des Spektrometers positioniert.

#### Lineares Modell

Der Vektor  $\mathbf{x} = (x, x')$  beschreibt die horizontale Ablage und den Winkel bzgl. der optischen Achse jedes Elementes; der Vektor  $\mathbf{k} = (0, k + \Delta k)$  den Ablenkwinkel, welcher sich aus einem konstanten Anteil  $k$  (Winkelfehler) und variablen Anteil  $\Delta k$  (mögliche nachträgliche Winkelkorrektur) zusammensetzt (siehe Abb. 4.19). Auf Grund der präzisen mechanischen Fertigung der Gitterhalter (Abs. 4.2.2) ist die Annahme

$$\mathbf{k}_{G0} = \mathbf{k}_{G1} = \mathbf{k}_{G2} = \mathbf{k}_{G3} = \mathbf{k}_{G4} = 0 \quad (4.18)$$

zulässig, d.h. alle Gitterstufen stehen perfekt zueinander. Übrig bleiben die Ablenkwinkel der Justierspiegel C1 und C2. In der linearen Näherung, dass die Weglängen  $s_i$  sich nicht mit der Ablage



**Abbildung 4.19:** Prinzip der Strahljustage innerhalb des Spektrometers am Beispiel der horizontalen Ebene  $x$  für geometrische Optik.  $s_i$  bezeichnen die optische Distanz der Komponenten zueinander. Oben: Ablage und Fehlwinkel der ins Spektrometer einfallenden Strahlung auf den ersten Justagespiegel  $C_1$  und mögliche Winkelstellungen der Spiegel  $k_{C_1}$  und  $k_{C_2}$  resultieren in einem Strahlweg, welcher nicht mit der optimalen Ablage von  $x = 0$  auf den Gitterstufen  $G_0$  bis  $G_4$  übereinstimmt. Unten: Durch Korrekturwinkel  $\Delta k_{C_1}$  und  $\Delta k_{C_2}$  kann der Ablagefehler von  $C_2$  bis  $G_4$  ausgeglichen werden. Hierbei wird die Annahme gemacht, dass alle Gitterstufen perfekt im Winkel zueinander positioniert sind.

ändern, ergibt sich nach Abb. 4.19 für die Vektoren  $\mathbf{x}$ :

$$\begin{aligned}
 \mathbf{x}_{C_1} &= \mathbf{x}_{\text{in}} = (x_{\text{in}}, x'_{\text{in}}) \\
 \mathbf{x}_{C_2} &= D(s_1) \cdot (\mathbf{x}_{C_1} + \mathbf{k}_{C_1}) \\
 \mathbf{x}_{G_0} &= D(s_2) \cdot (\mathbf{x}_{C_2} + \mathbf{k}_{C_2}) \\
 \mathbf{x}_{G_4} &= D(s_3) \cdot \mathbf{x}_{G_0}
 \end{aligned}
 \quad \text{mit} \quad D(s) = \begin{pmatrix} 1 & s \\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (4.19)$$

Die Transfermatrix  $D(s)$  beschreibt die Strecke zwischen den jeweiligen Komponenten,  $\mathbf{x}_{\text{in}}$  den Vektor der CTR Strahlung in der Ebene von  $C_1$ .  $G_0$  und  $G_4$  sind hier herausgehoben, da sie jeweils mit einem einzelnen pyroelektrischen Element in der Mittelposition zwischen den beiden Gittern ausgestattet sind (siehe Abb. 4.14). Werden die Winkel  $\Delta k_{C_1}$  oder  $\Delta k_{C_2}$  variiert und somit der Strahl über den Detektor geführt, können Profilschnitte und deren Mittellage  $x = 0$  gemessen werden.

Das Spektrometer gilt als justiert, wenn gleichzeitig die Bedingung

$$x_{G_0}(x_{C_1}, x'_{C_1}, k_{C_1}, k_{C_2}) = 0 \wedge x_{G_4}(x_{C_1}, x'_{C_1}, k_{C_1}, k_{C_2}) = 0 \quad (4.20)$$

erfüllt ist. Mittels der motorisierten Spiegel  $C_1$  und  $C_2$  kann dieser Zustand über  $\Delta k_{C_1}$  und  $\Delta k_{C_2}$  eingestellt werden. Das Tupel  $(x_{C_1}, x'_{C_1}, k_{C_1}, k_{C_2})$  ist jedoch a priori unbekannt.

Über zwei unabhängige Messungen der Nullablagen in den Ebenen von  $G_0$  und  $G_4$  kann der Vektor  $\mathbf{x}_{C_1}$  bestimmt werden. Eine, hier angewandte, Möglichkeit beinhaltet die alleinige Verände-

zung des Winkels  $\Delta k_{C1}$

$$\begin{aligned} x_{G0}(\Delta k_{C1}, \Delta k_{C2} = 0) = 0 &\Rightarrow \Delta k_{G0} \\ x_{G4}(\Delta k_{C1}, \Delta k_{C2} = 0) = 0 &\Rightarrow \Delta k_{G4}, \end{aligned} \quad (4.21)$$

was die Korrekturwinkel  $\Delta k_{G0}$  und  $\Delta k_{G4}$  von C1 in Abhängigkeit vom Startvektor  $x_{C1}$  definiert (hier nicht explizit angegeben). Auflösen nach  $x_{C1}$  und Einsetzen in Gl. (4.20) liefert die benötigten Winkel

$$\begin{aligned} \Delta k_{C1} &= (\Delta k_{G0} (s_1 + s_2) (s_2 + s_3) - \Delta k_{G4} s_2 (s_1 + s_2 + s_3)) / (s_1 s_3) \\ \Delta k_{C2} &= ((\Delta k_{G4} - \Delta k_{G0}) (s_1 + s_2) (s_1 + s_2 + s_3)) / (s_1 s_3) \end{aligned} \quad (4.22)$$

zur Strahlagekorrektur. Das Ergebnis ist unabhängig von intrinsischen Fehlwinkeln  $k$  der Justierspiegel, da diese in den Messungen nach Gl. (4.21) inkludiert sind. Eine Winkelkalibration der Spiegelmotorpositionen ist nicht nötig. Der jeweilige Wertebereich ist über  $\Delta k \in [-1, 1]$  definiert.

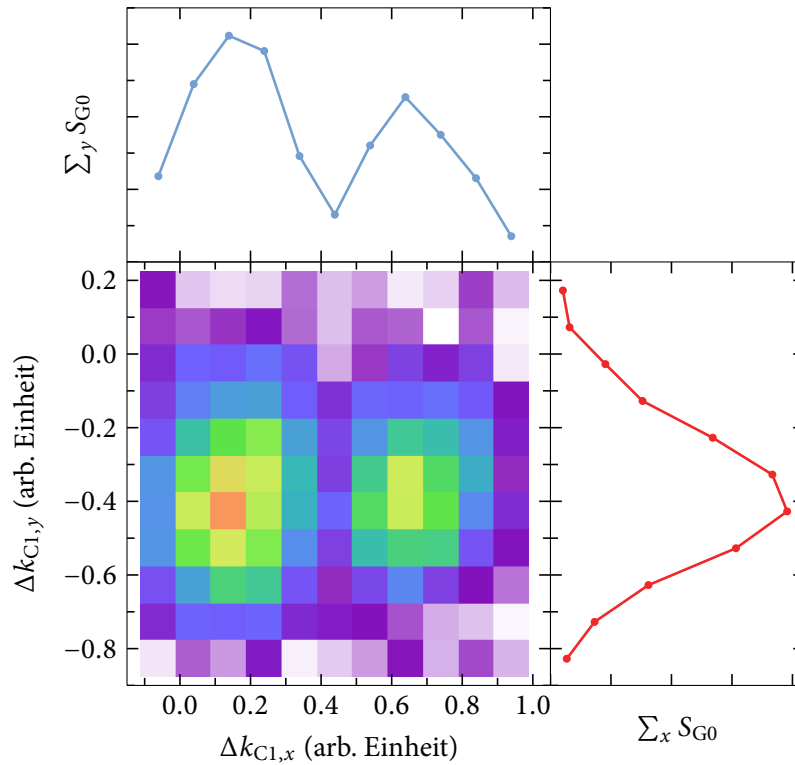
Die Strecken  $s_1$  und  $s_2$  sind nicht zu vernachlässigen, da sie relativ kurz sind (Abb. 4.12) und sich mit großen Strahlablagen, somit starken Winkelkorrekturen ändern. Die Messung und Korrektur in der linearen Näherung muss somit iterativ in der horizontalen und vertikalen Ebene durchgeführt werden. Zudem ist darauf zu achten, dass die Bewegungsrichtungen der Spiegelmotoren von C1 und C2 zueinander bekannt sind.

## Rasterung

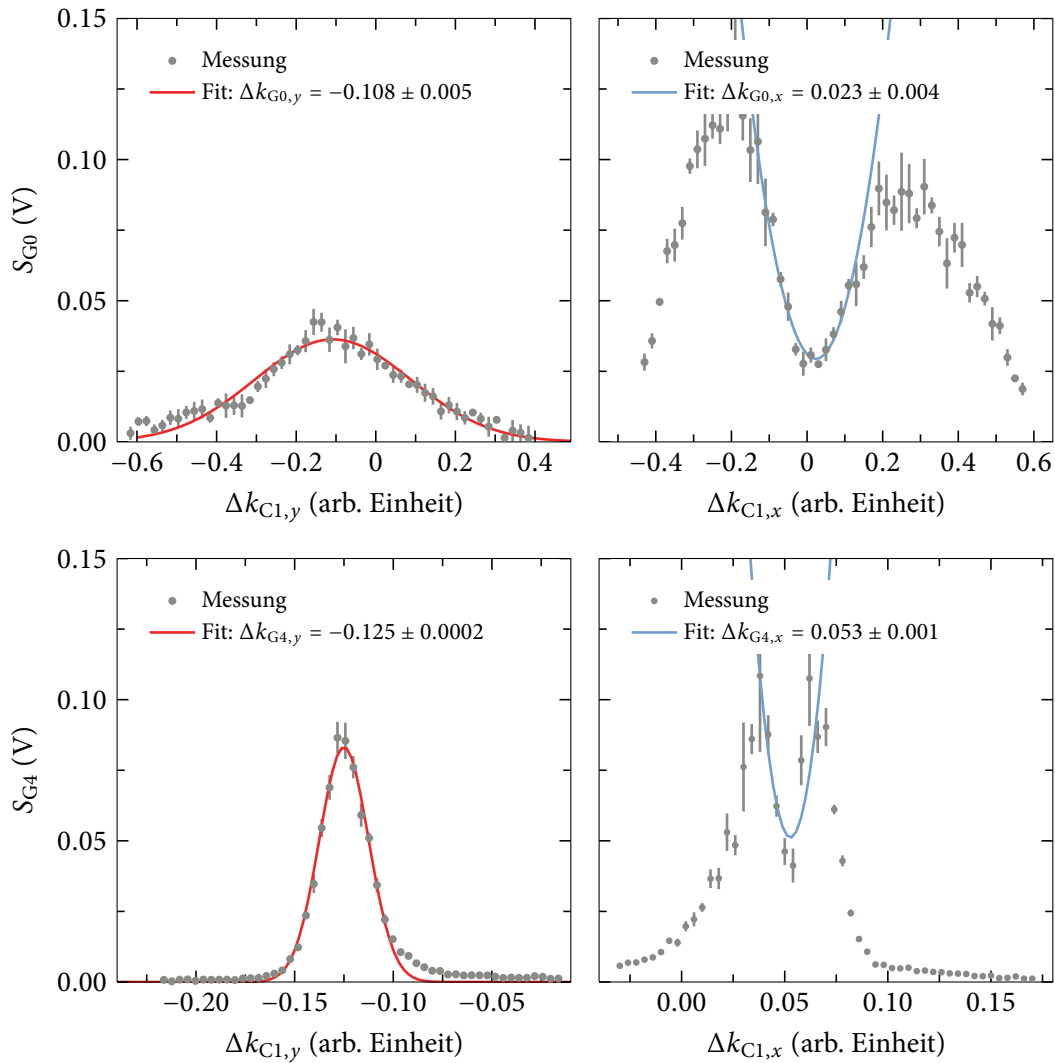
Übergangsstrahlung weist durch die radiale Polarisierung und die damit verbundene Auslöschung der Feldkomponenten im Zentrum ein Intensitätsminimum auf (siehe Abb. A.3). Zusätzlich wird für das Spektrometer nur die horizontale Feldkomponente verwandt (Abs. 4.1.1). Das Strahlungsprofil besteht folglich aus zwei horizontal separierten Intensitätsmaxima, welches sich von Einstellung zu Einstellung von FLASH zwar in Intensität und Abstand der Maxima unterscheidet, im Wesentlichen aber seine charakteristische Form beibehält. Abb. 4.20 zeigt exemplarisch eine Profilausterung mittels des Spiegels C1 in der Ebene von G0. Dieses starre Verteilung erlaubt es als Strahlmittelpunkt  $(x, y) = 0$  horizontal das lokale Intensitätsminimum und vertikal die Intensitätsmaxima für jede Messung definieren zu können.

Die Dauer einer zweidimensionalen Rasterung ist abhängig von der Motorschrittweite bzw. der gewünschten Auflösung des Profils, von der Anzahl der Einzelmessung pro Position und der Kommunikationsgeschwindigkeit zwischen Kontrollsystem und Motorsteuerung. Eine Reduzierung des Zeitaufwandes bei erhöhter Auflösung bietet die Beschränkung der Messung auf nur eine Dimension. Folgende Prozedur wird angewandt, wobei  $S_G$  das Detektorsignal der Stufe G0 oder G4 ist:

1. Vertikaler Scan:  $S_G(\Delta k_x, \Delta k_y) \rightarrow \max(S_G) \Rightarrow \Delta k_{G,y}$ .
2. Vertikale Positionierung:  $\Delta k_y = \Delta k_{G,y}$ .
3. Horizontaler Scan:  $S_G(\Delta k_x, \Delta k_{G,y}) \rightarrow \min(S_G) \Rightarrow \Delta k_{G,x}$ .



**Abbildung 4.20:** Rasterung des Intensitätsprofil der horizontal polarisierten CTR Komponente in der Ebene der Gitterstufe  $G_0$  in Abhängigkeit der Neigung  $\Delta k$  des ersten Justierspiegels  $C_1$ . Jeweils die Projektion des Detektorsignals  $S_{G_0}$  ist für beide Ebenen dargestellt. Diese Form ist charakteristisch (vgl. Abb. B.12). Änderung der transversalen oder longitudinalen Gestalt des Elektronenpaketes haben nur Einfluss auf den Abstand der Intensitätsmaxima und auf die totale Intensität selbst. Die Asymmetrie in horizontaler Ebene ist durch die  $45^\circ$ -Stellung des off-axis Schirmes gegeben, Abs. B.1.1.



**Abbildung 4.21:** Rasterung der CTR-Profilschnitte in vertikaler (links) und horizontaler (rechts) Richtung in den Ebenen  $G_0$  (oben) und  $G_4$  (unten). Durch die anfängliche Bestimmung der vertikalen Winkelposition  $\Delta k_{C1,y} = \Delta k_{G0/G4,y}$  bei maximaler Intensität ist gleichzeitig die optimale Position der horizontalen Rasterung bestimmt, siehe Abb. 4.20. Der gesuchte Winkel  $\Delta k_{G0,x}$  bzw.  $\Delta k_{G4,x}$  ist das lokale Intensitätsminimum zwischen den beiden Maxima. Die unterschiedlich großen Intervalle  $\Delta k$  bzgl.  $G_0$  und  $G_4$ , welche von  $C_1$  abgefahren werden, sind durch die unterschiedlich langen optischen Wegstrecken von  $C_1$  zu den jeweiligen Detektor gegeben. Zur Bestimmung der Positionen  $\Delta k_{G0}$  bzw.  $\Delta k_{G4}$  wird in vertikaler Richtung eine Gaußförmige Kontur und in horizontaler Richtung im Bereich zwischen den Maxima ein Polynom zweiter Ordnung angepasst.

Eine solche Messung ist für die beiden Gitterstufen  $G_0$  und  $G_4$  in Abb. 4.21 dargestellt. Die Intensität in horizontaler Ebene fällt nicht auf exakt Null, da dieses Minimum durch die endliche Detektorgröße ausgeschmiert wird. Die Mittelpositionen werden mittels Modellfunktionen bestimmt: Vertikal durch eine Gaußförmige Kontur; horizontal durch ein Polynom zweiten Grades.

Die einmalige Bestimmung der Parameter  $(\Delta k_{G0,y}, \Delta k_{G0,x}, \Delta k_{G4,y}, \Delta k_{G4,x})$  und die Berechnung

der Korrektur nach Gl. (4.22) ( $\Delta k_{C1,y}, \Delta k_{C1,x}, \Delta k_{C2,y}, \Delta k_{C2,x}$ ) nehmen ca. 30 min in Anspruch. Bei mehrmaliger Anwendung konvergiert das Verfahren.

Diese Prozedur wird idealerweise nur einmal bei der Inbetriebnahme durchgeführt. Durch unterschiedliche Elektronenpaketlagen bei Station 17ACC7 können sich jedoch die Anfangsbedingungen, sprich der Vektor  $\mathbf{x}_{C1}$ , ändern, so dass die Justage erneut durchgeführt werden muss.

### 4.3.2 Wellenlängenkalibration

Nach Justage der Strahllage im Spektrometer und somit der Einhaltung des Einfallswinkels  $\alpha$  von  $19^\circ$  (Tab. 4.1) ist die relative Position von Gitter, Ringspiegel und Detektorzeile zueinander, d.h. die Detektorelement-Wellenlängen-Zuordnung  $\# \mapsto \lambda$ , zu überprüfen.

Allgemein ist diese durch Gl. (4.2) festgelegt. Setzt man die nominalen Werte, siehe Gl. (4.14), des in Abs. 4.2 beschriebene Aufbaues ein, ergibt sich für die erste Beugungsordnung  $m = 1$  die zentrale Wellenlänge  $\lambda$  pro Element  $\#$  und Gitter  $n$ :

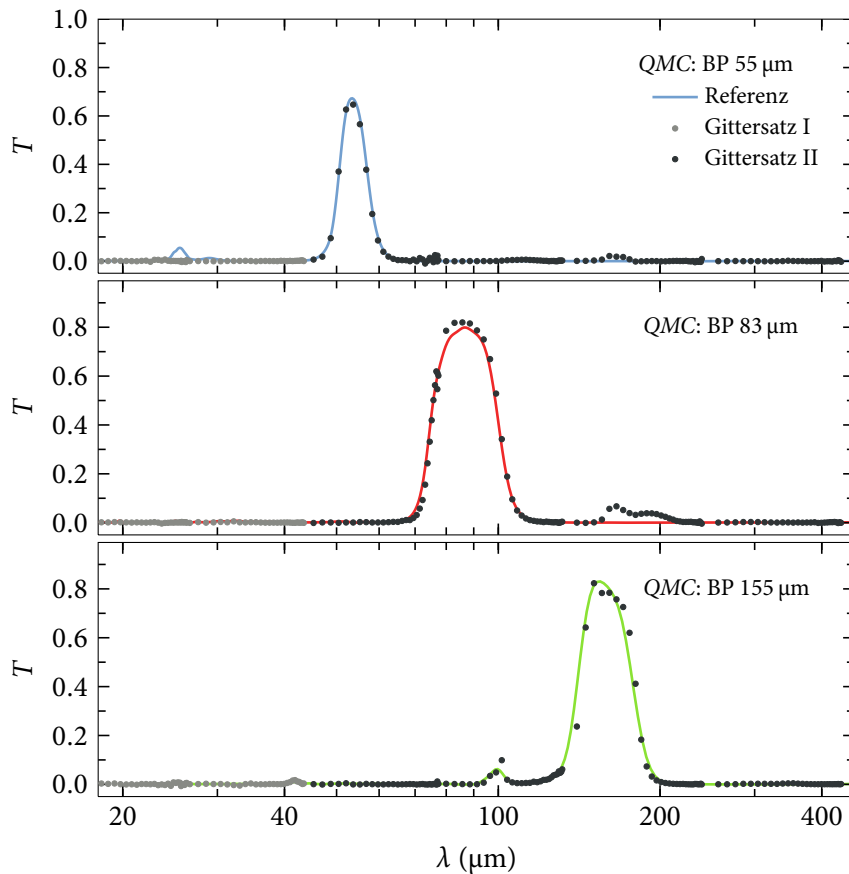
$$\lambda_n(\#) = d_n \left( \sin \alpha + \sin(\beta_{\text{Det},1} + \Delta\beta_{\text{Det}}(\# - 1)) \right). \quad (4.23)$$

Mittels THz Bandpassfiltern von *QMC Instruments*, welche in das Filterrad vor dem Spektrometer eingesetzt werden können (siehe Abb. B.1), wurde mit kohärenter Übergangsstrahlung CTR bei Station 17ACC7 die nominale Zuordnung nach Gl. (4.23) mit der bekannten Transmissionscharakteristik verglichen. Die Abb. 4.22 zeigt für drei Filter oberhalb von  $\lambda = 40 \mu\text{m}$  eine sehr gute Übereinstimmung. Über die Methode der kleinsten Quadrate wurde die Verschiebung  $\Delta\lambda$  bzgl. der Referenz bestimmt, siehe Tab. 4.3. Die Genauigkeit der Zuordnung beträgt zwischen 0.3 und 1.1%. Die Unterdrückung und Filterung höherer Ordnungen beträgt mehr als 90%, was mit den Simulationsprogrammen bzgl. der Gittereffizienz  $E$  von 5 – 10% in Einklang steht (Abb. 4.6).

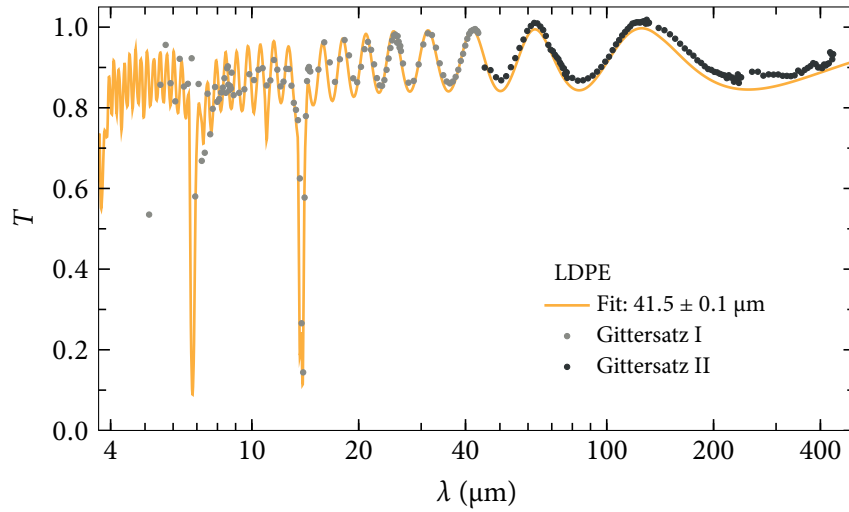
Eine weitere Überprüfung wurde mit einer low density polyethylene LDPE Folie unbekannter Schichtdicke durchgeführt, analog zu den Bandpassmessungen in Abb. 4.22. Die Transmission der Folie wurde aus den optischen Konstanten nach [AVB97] und der Gl. (3.2), welche Etalon Resonanzen miteinbezieht, berechnet. Die Schichtdicke wird dabei als freier Parameter an die gemessenen Daten angepasst, siehe Abb. 4.23. Die Resonanzen der Schichtdicke von  $41.5 \mu\text{m}$  und die materialbedingten Absorptionslinien werden in der Transmission sehr gut verifiziert. Unterhalb von  $\lambda = 9 \mu\text{m}$  ist die Auflösung zu gering, um schnelle Änderung zu detektieren.

**Tabelle 4.3:** Ergebnisse der Transmissionsmessung dreier THz Bandpassfiltern von *QMC Instruments* nach Abb. 4.22:  $\lambda_{BP}$  bezeichnet das nullte Moment  $\langle \lambda \rangle$  der Referenztransmission und  $\Delta\lambda$  den absoluten Fehler in Wellenlänge.

Bandpass	$\lambda_{BP}$ ( $\mu\text{m}$ )	$\Delta\lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	$ \Delta\lambda /\lambda_{BP}$ (%)
53	54	$-0.15 \pm 0.03$	0.3
83	88	$-0.34 \pm 0.07$	0.4
155	160	$-1.7 \pm 0.3$	1.1



**Abbildung 4.22:** Wellenlängenkalibration mittels Messung der Transmission  $T$  von THz Bandpassfiltern BP von QMC Instruments mit bekannter Charakteristik. Als Strahlungsquelle wurde kohärente Übergangsstrahlung der Schirmstation 17ACC7 (Abb. B.2) verwendet. Hierbei kam für die jeweilige Referenzmessung ohne Filter eine Apertur gleichen Durchmessers zum Einsatz. Die Daten beider Gittersätze stellen den mittleren Quotienten aus jeweils 500 Einzelschüssen dar. Die Wellenlängen wurden nominal nach Gl. (4.23) den Einzeldetektoren zugeordnet. Die Genauigkeit bzgl. der Referenz ist in Tab. 4.3 wiedergegeben. Neben den Hauptmaxima der Transmission werden die Nebenmaxima bei kleineren Wellenlängen nur teilweise wiedergegeben. Oberhalb des durchlässigen Bereiches treten höhere Harmonische ( $m = 2$  bei BP 83  $\mu\text{m}$  und  $m = 3$  bei BP 55  $\mu\text{m}$ ) der Hauptmaxima auf. Diese überschreiten in dieser Messung  $T = 8\%$  nicht.



**Abbildung 4.23:** Überprüfung der Wellenlängenkalibration mittels Transmissionsmessung einer LDPE Folie. Als Strahlungsquelle wurde kohärente Übergangsstrahlung der Schirmstation 17ACC7 (Abb. B.2) verwendet. Die Daten beider Gitterstufen stellen den mittleren Quotienten aus jeweils 500 Einzelschüssen dar. Als Referenz wurde das Verhalten mittels Gl. (3.2) und den optischen Konstanten [AVB97] berechnet und die gemessenen Daten mit der Schichtdicke als freien Parameter angepasst. Für  $\lambda > 12 \mu\text{m}$  folgt die Messungen der theoretischen Kurve. Die erhöhte gemessene Transmission oberhalb von  $\lambda > 40 \mu\text{m}$  ist durch die höheren Ordnungen  $m > 1$  bestimmt. Unterhalb von  $\lambda = 9 \mu\text{m}$  reicht die Auflösung des Spektrometers nicht aus, die hochfrequenten Etalon Oszillationen zu vermessen.

Ausgehend von den Transmissionsmessungen der *QMC Instruments* Bandpassfilter für den Gittersatz II (44 bis 435  $\mu\text{m}$ ) und der Annahme, dass das Modell der LDPE Folie hinreichend die Realität beschreibt, ist es nicht nötig Änderungen bzw. Korrekturen an der nominalen Zuordnung Gl. (4.23) vorzunehmen. Strahljustage und Fertigungsgenauigkeit des Spektrometers sind exzellent. Es folgt die Spektrometersimulation.

#### 4.4 Antwortfunktion für Übergangsstrahlung

Die Zielsetzung der Spektroskopie der vom Elektronenpaket emittierten kohärenten Strahlung, ist die Bestimmung der longitudinalen Struktur und somit des longitudinalen Formfaktors  $F_l$  (siehe Abs. 2.2.2). Hierfür muss die spektrale Intensität  $dU_{\text{koh}}/d\lambda$  absolut gemessen werden. Die Näherung in Gl. (2.30) kann in Abhängigkeit der Wellenlänge umgeformt werden:

$$\frac{dU_{\text{koh}}}{d\lambda} = \left(\frac{Q}{e}\right)^2 \left( \int_{\Omega_{\text{akzep}}} \frac{d^2U_1}{d\lambda d\Omega} |F_t(\lambda, \Omega)|^2 d\Omega \right) |F_l(\lambda)|^2. \quad (4.24)$$

Hierbei wurde die Anzahl der Teilchen  $N$  im Elektronenpaket durch die Gesamtladung  $Q$  und die Elementarladung  $e$  substituiert. Das Spektrometer hingegen misst nicht direkt die Intensität, sondern



in Abhängigkeit von  $Q$  und  $|F_l|$  eine ADC Spannung  $S_{SP4}$  (Abs. 4.2.3):

$$S_{SP4}(\#) = Q^2 R_\delta(\#) |F_l|(\#)^2 . \quad (4.25)$$

Der Proportionalitätsfaktor  $R_\delta$  beschreibt die Spektrometerantwortfunktion in Abhängigkeit des Detektorelementes  $\#$  bzw. der Wellenlänge  $\lambda$ .

Die Gl. (4.24) und (4.25) haben eine sehr ähnliche Struktur.  $R_\delta$  kann so als Spannungsantwortfunktion für ein infinitesimal kurzes Elektronenpaket  $\rho_l = \delta(z)$  (Delta Funktion) bzw.  $F_l = 1$  aufgefasst werden. In dieser sind alle intrinsischen Korrekturen wie Reflexion, Absorption, Transmission und elektronische Verstärkung enthalten.

Die Berechnung der Antwortfunktion  $R_\delta$  als Zusammenspiel von kohärenter Übergangsstrahlung (Anh. A), Strahltransport der CTR beamline (Anh. B) und THz-Spektrometer (Abs. 4.2) wird an dieser Stelle diskutiert. Als Elektronenstrahlparameter werden eine transversale Gaußförmige Dichteverteilung mit  $\sigma_t = 200 \mu\text{m}$ , eine Elektronenstrahlenergie  $E$  von 700 MeV und eine nominale Ladung von  $Q = 1 \text{ nC}$  angenommen. So kann die *THzTransport*-Simulation für das Spektrometer im relevanten Bereich von  $\lambda \in [5, 435] \mu\text{m}$  verwendet werden.

#### 4.4.1 Spektrometersimulation

Aperturen von Komponenten, verwendete CTR Strahlpolarisation, Beugung der Reflexionsgitter und Fokussiereigenschaften der Ringspiegel bilden die geometrischen Effekte. Alle in Abs. 4.2 aufgeführten Komponenten werden berücksichtigt und mit dem *Mathematica* Paket *THzTransport*, simuliert (Abs. A.2).

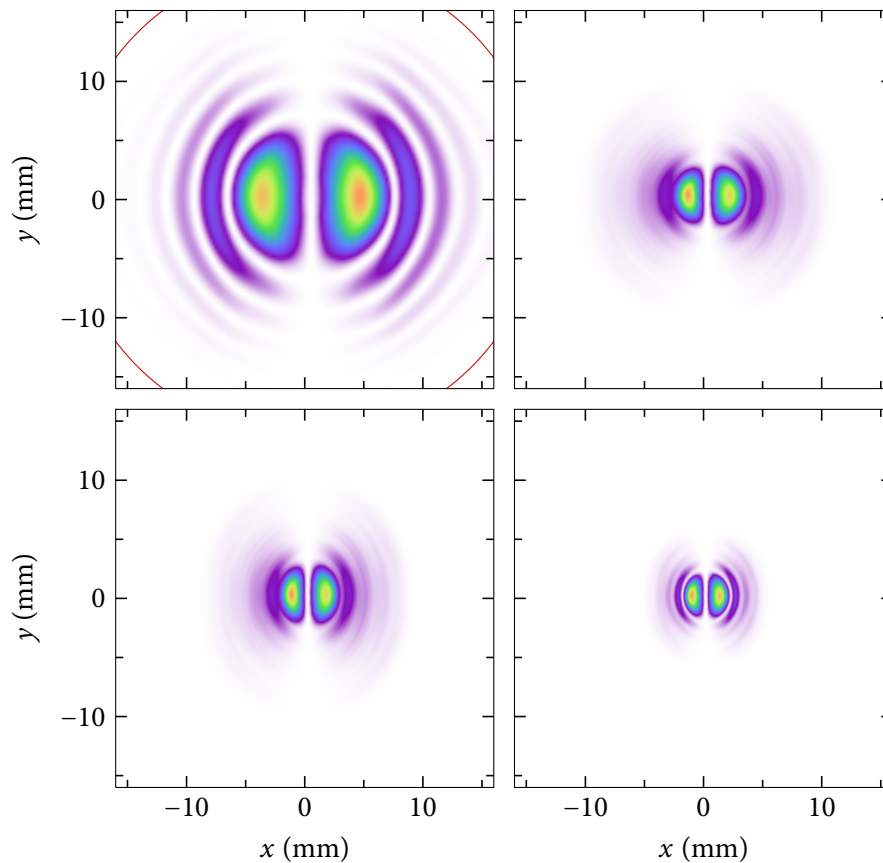
Die Propagation durch das Spektrometer ist stark wellenlängenabhängig, da unterschiedliche Weglängen über eine unterschiedliche Anzahl von Gitterstufen und Aperturen zurückgelegt werden. Zusätzlich ist man durch Beugungseffekte limitiert, welche insbesondere zwischen Gitter und Detektorelement die Fokussierung der Strahlung negativ beeinträchtigt.

Im Folgenden werden die Beugung am Gitter, die Fokusqualität der Ringspiegel und die vom einzelnen Pyroelement detektierte spektrale Intensität explizit betrachtet. Exemplarisch sind die Intensitätsprofile in verschiedenen Ebenen entlang des Spektrometers für die Wellenlänge  $\lambda = 19 \mu\text{m}$  bzw.  $\beta = 37.72^\circ$  (siehe Abb. 4.24 und 4.26) und  $\lambda = 237 \mu\text{m}$  bzw.  $\beta = 77.6^\circ$  (siehe Abb. 4.25 und 4.27) der Gitterstufe  $G_3$  dargestellt.

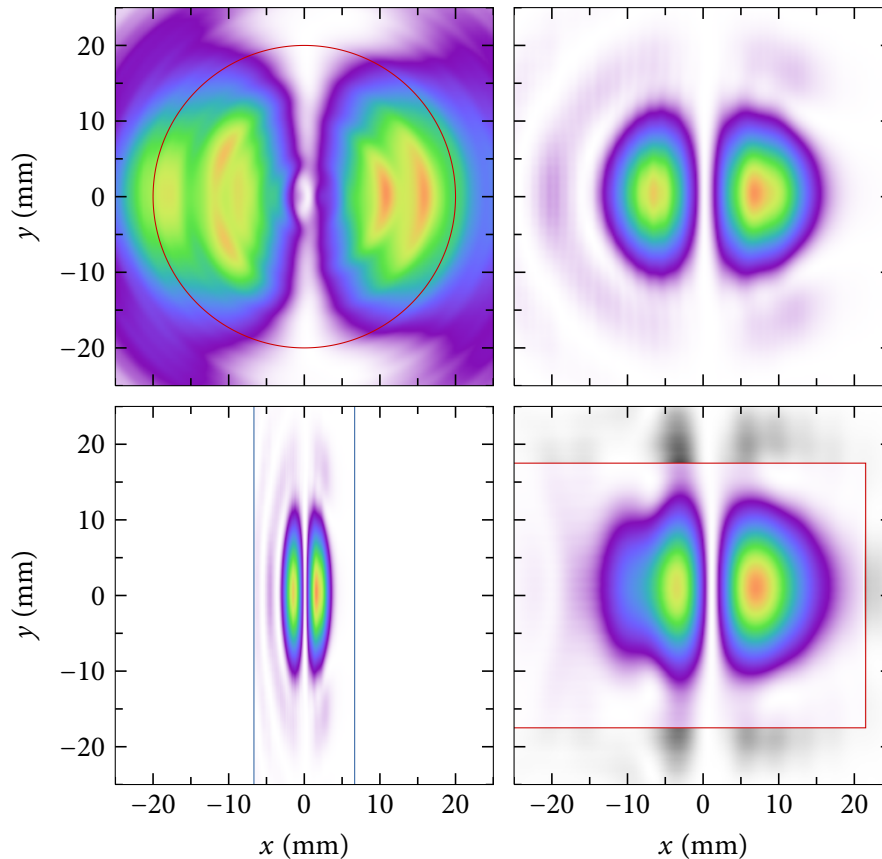
#### Horizontale Profilstauchung am Gitter

Ein wesentlicher Punkt ist die Beugung des Strahlbündels in unterschiedliche Winkelbereiche  $\beta$  innerhalb einer Gitterstufe und die daraus folgende Stauchung der horizontalen Ausdehnung (Ebene der Dispersion) des Strahlenbündels, siehe Abb. 4.1. Der Stauchungsfaktor  $S_x$  bestimmt sich zu

$$S_x(\lambda/d) = \frac{\cos \alpha}{\cos \beta} \quad \text{mit} \quad x' = S_x^{-1} x \quad (4.26)$$



**Abbildung 4.24:** Simulierte zweidimensionale Intensitätsprofile innerhalb des Spektrometers am Beispiel von  $\lambda = 19 \mu\text{m}$ : Ebene des Polarisators mit Durchmesser von 40 mm (oben links), Profil der einfallenden CTR auf dem Gitter  $G_3$  (rechts oben), nach Gl. (4.27) gestauchtes Profil (links unten) und Ebene des Parabolspiegels (rechts unten). Auf Grund der kurzen Wellenlänge ist das transversale Strahlprofil kollimiert und wird somit nicht durch Aperturen begrenzt (siehe Abb. 4.12). Durch den moderaten Beugungswinkel nach Gl. (4.2) von  $\beta = 37.72^\circ$  fällt die Stauchung nach Gl. (4.26) mit dem Faktor  $S_x = 1.2$  gering aus (vgl. Abb. 4.25). Die Fortsetzung in der Fokalebene ist in Abb. 4.26 gegeben.



**Abbildung 4.25:** Simulierte zweidimensionale Intensitätsprofile innerhalb des Spektrometers am Beispiel von  $\lambda = 237 \mu\text{m}$ : Ebene des Polarisators mit Durchmesser von 40 mm (oben links), Profil der einfallenden CTR auf der Gitterstufe  $G_3$  (rechts oben), nach Gl. (4.27) gestauchtes Profil (links unten) und Ebene des Parabolspiegels (rechts unten). Im Vergleich zu Abb. 4.24 ist zum einen die transversale Ausdehnung entlang der optischen Achse größer (siehe auch Abb. B.13), was die Transmission durch Aperturen stark einschränkt, und zum anderen beträgt nach Gl. (4.26) bei einem Winkel von  $\beta = 77.6^\circ$  der Stauchfaktor 4.35. Dies führt zu einer massiven Beugung, die den Strahl in der Ringspiegelebene auf ca. Ausgangsgröße aufbläht. Durch die vertikale Spiegelhöhe von 35 mm und den großen Winkel wird nur ein Teil der Strahlintensität in die Fokalebene gebündelt. Die Fortsetzung ist in Abb. 4.27 gegeben.

und ist vom Winkel  $\beta$  über die Wellenlänge  $\lambda$  nach Gl. (4.2) verknüpft. Die Koordinate  $x'$  bezeichnet die horizontale Ablage nach der Beugung vom Gitter bzgl. der fixierten optischen Achse, die den Winkel  $\beta$  zur Gitternormalen einnimmt. Je größer der Beugungswinkel  $\beta$  ist, desto stärker ist die Stauchung  $S_x$ . Damit die Gesamtintensität der auf das Gitter ein- und auslaufenden Welle konstant bleibt, wird die horizontal gestauchte elektrische Feldstärke  $E_G$  in der Amplitude angepasst:

$$E_G(\lambda, x, y) \mapsto S_x^{1/2} E_G(\lambda, S_x^{-1} x, y). \quad (4.27)$$

Die horizontale Einschränkung verstärkt den Beugungseffekt und vergrößert die Divergenz des fortlaufenden Strahles. In Abb. 4.25 ist gezeigt, wie das Strahlprofil sich über eine Strecke von 150 mm vom Gitter bis zum Ringspiegel auf die ursprüngliche Größe aufbläht; der Strahl kann nicht mehr effektiv fokussiert, sondern nur noch kollimiert werden, siehe Abb. 4.27.

Diese Modifikation ist rein geometrischer Natur und nimmt an, dass die gesamte Strahlung perfekt in Richtung  $\beta$  gebeugt wird. Das intrinsische Auflösungsvermögen  $\mathcal{R}_G$  auf Grund der endlichen Anzahl beleuchteter Gitterlinien wird vernachlässigt, siehe Gl. (4.6).

### Spektrale Linienintensitätsdichte

Die pyroelektrische Detektorzeile beschreibt ein Ringsegment, dessen Radius mit dem Radius  $r_R$  des Ringspiegels (Abb. 4.9) und somit des theoretischen Linienfokus identisch ist. Die Breite des Segmentes beträgt durch den verwendeten Detektor (Abb. C.3)  $\Delta y = 2$  mm. Die deponierte spektrale Intensitätsdichte  $d^2 U_{\text{Det}} / (d\lambda d\phi)$  in Abhängigkeit des Ablagewinkels  $\phi$  kann berechnet werden (siehe Abb. 4.26 und Abb. 4.27).

In dem durch *THzTransport* gegebenen kartesischen Bezugssystem  $(x, y)$  der Intensitätsverteilung, befindet sich der Drehmittelpunkt der Detektorzeile bei  $(0, -r_R)$ . Der Übergang in Radialkoordinaten  $(r, \phi)$

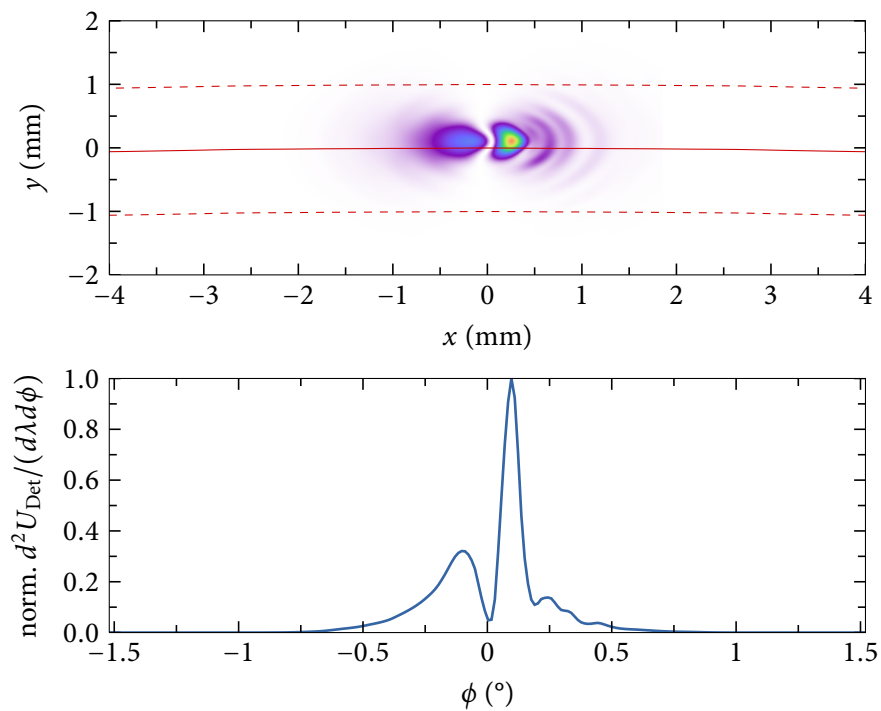
$$(x, y) \mapsto \left( (r + r_R) \sin \phi, (r + r_R) \cos \phi - r_R \right) \quad (4.28)$$

mit der Relation  $\iint dx dy = \iint (r + r_R) dr d\phi$  liefert die spektrale Intensitätsliniendichte

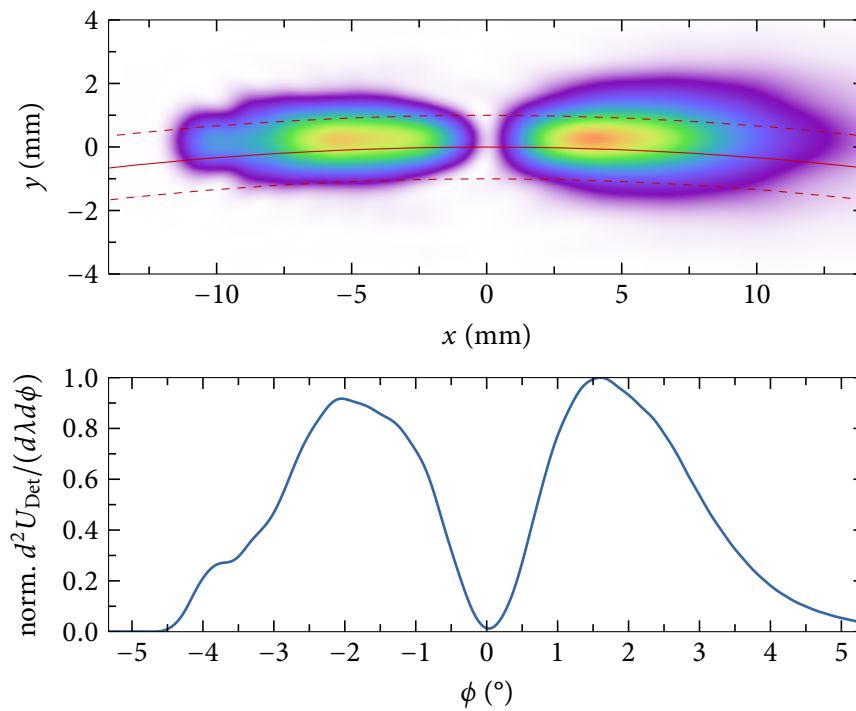
$$\frac{d^2 U_{\text{Det}}}{d\lambda d\phi} = \int_{-\Delta y/2}^{\Delta y/2} \frac{d^3 U_F}{d\lambda dr d\phi} dr. \quad (4.29)$$

Hierbei ist  $d^3 U_F / (d\lambda dr d\phi)$  die spektrale Intensitätsflächendichte im Ringspiegelfokus.

Die Abb. 4.26 zeigt, dass für kurze Wellenlängen und moderaten Beugungswinkel  $\beta$  die CTR in einem kleinen Winkelbereich lokalisiert auf den Detektor gebracht wird. Hingegen verschlechtert sich die Eigenschaften für lange Wellenlängen und größere Winkel bzw. größere Stauchungsfaktoren  $S_x$  (Abb. 4.27). Dieser Effekt kann nicht durch die richtige Wahl eines Ringspiegels (Abb. 4.9) signifikant gemindert werden, da die Limitierung durch Beugung gegeben ist und nicht durch die Spiegelgeometrie.



**Abbildung 4.26:** Simuliertes zweidimensionales Intensitätsprofil im Ringspiegelfokus (oben) und auf die Detektorposition (umrandete Fläche) projizierte, normierte, spektrale Intensitätsdichte  $d^2 U_{\text{Det}} / (d\lambda d\phi)$  (unten) am Beispiel von  $\lambda = 19 \mu\text{m}$  nach Gl. (4.29); Fortsetzung von Abb. 4.24. Die gesamte Intensität wird auf die Fläche der pyroelektrischen Elemente mit  $\Delta y = 2 \text{ mm}$  (vgl. Abb. C.3) fokussiert. Die Doppelmaximastruktur der Übergangsstrahlung ist auch in der Projektion zu erkennen.



**Abbildung 4.27:** Simuliertes zweidimensionales Intensitätsprofil im Ringspiegelfokus (oben) und auf die Detektorposition (umrandete Fläche) projizierte, normierte, spektrale Intensitätsdichte  $d^2 U_{\text{Det}} / (d\lambda d\phi)$  (unten) am Beispiel von  $\lambda = 237 \mu\text{m}$  nach Gl. (4.29); Fortsetzung von Abb. 4.25. In der horizontalen Ebene kann der Ringspiegel lediglich die Divergenz kompensieren; die Strahlung wird nicht fokussiert, nur kollimiert und deckt einen großen Bereich in der Detektorebene ab. Die Intensitätsdichte erstreckt sich über  $10^\circ$ . In der vertikalen Ebene wird der Strahl um den Faktor 10 fokussiert, doch überstreichen die pyroelektrischen Elemente (vgl. Abb. C.3) nur einen Teil der Intensität.

### Spektrale Intensität pro Detektorelement

Der letzte Schritt ist die Berücksichtigung des endlichen Öffnungswinkel  $\Delta\phi \approx \Delta x/r_R = 0.76^\circ$  und der Detektormittelposition  $\beta_\#$  (Gl. (4.14)), um die spektrale Intensität  $dU_\#/d\lambda$  pro Detektorkanal zu berechnen. Mit Hilfe der Substitution

$$\phi \mapsto \beta(\lambda/d) + \phi', \quad (4.30)$$

die jeder Wellenlänge nach Gl. (4.2) den Beugungswinkel  $\beta$  als Offset zzgl.  $\phi'$  zuordnet, ergibt sich unter Verwendung von Gl. (4.29):

$$\frac{dU_\#}{d\lambda} = \int_{-\Delta\phi/2}^{\Delta\phi/2} \frac{d^2 U_{\text{Det}}}{d\lambda d\beta}(\lambda, \beta_\# + \phi') d\phi'. \quad (4.31)$$

Die Abb. 4.28 stellt für beide Gittersätze der Stufe G<sub>3</sub> die spektrale Intensität aller 30 Detektoren dar. Es ist deutlich, dass

1. die Wellenlängenzuordnung nicht linear ist, da die Detektoren im Winkel äquidistant angeordnet sind (Gl. (4.2)),
2. durch die Dispersionsrelation Gl. (4.5) die spektrale Intensität zu größeren Wellenlängen abnimmt und ca. eine Größenordnung pro Gitterstufe überstreicht,
3. die Intensität der Randkanäle durch die endliche Größe des Ringspiegels reduziert ist, siehe Abb. 4.25 und
4. die Separation der spektralen Breite benachbarter Elemente mit zunehmender Wellenlänge und zunehmenden Winkel durch Beugungseffekte leidet.

### Spektrale Sensitivität pro Detektorkanal

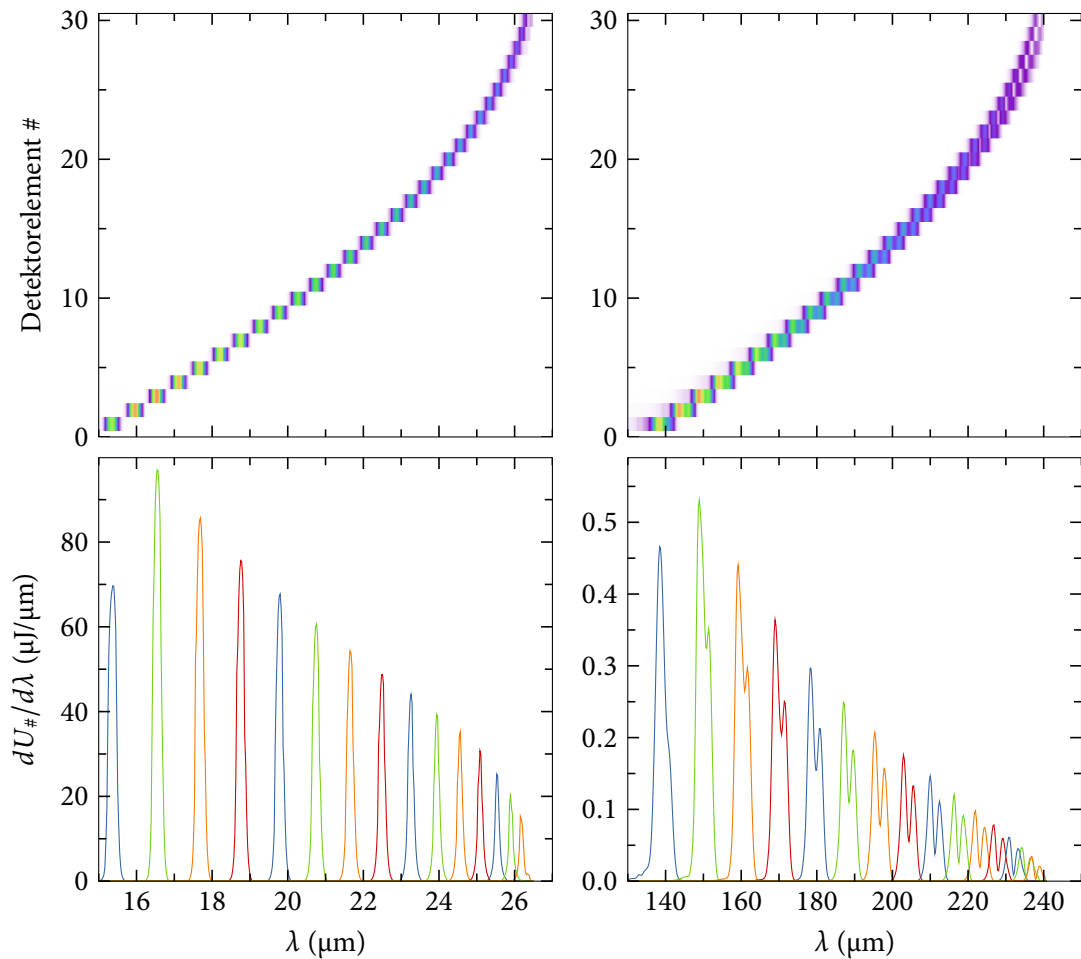
Neben den geometrischen Effekten müssen die Transmission  $T_p$  des Polarisators (Abb. 4.13), die Reflektivität  $R_M$  der Spiegel, die Effizienz  $E$  der Gitter (Abb. 4.4) und die spektrale Sensitivität  $S_{X009}$  der pyroelektrischen Detektoren (Abb. C.11) sowie der elektronischen Verstärkungsfaktor  $G = 100$  einbezogen werden.

Die spektrale Sensitivität  $S_\#$  pro Detektorkanal # berechnet sich mit Gl. (4.31) zu

$$\frac{dS_\#}{d\lambda} = T_p(\lambda) R_M E_0(\lambda) E_1(\lambda) S_{X009}(\lambda) G \frac{dU_\#}{d\lambda}. \quad (4.32)$$

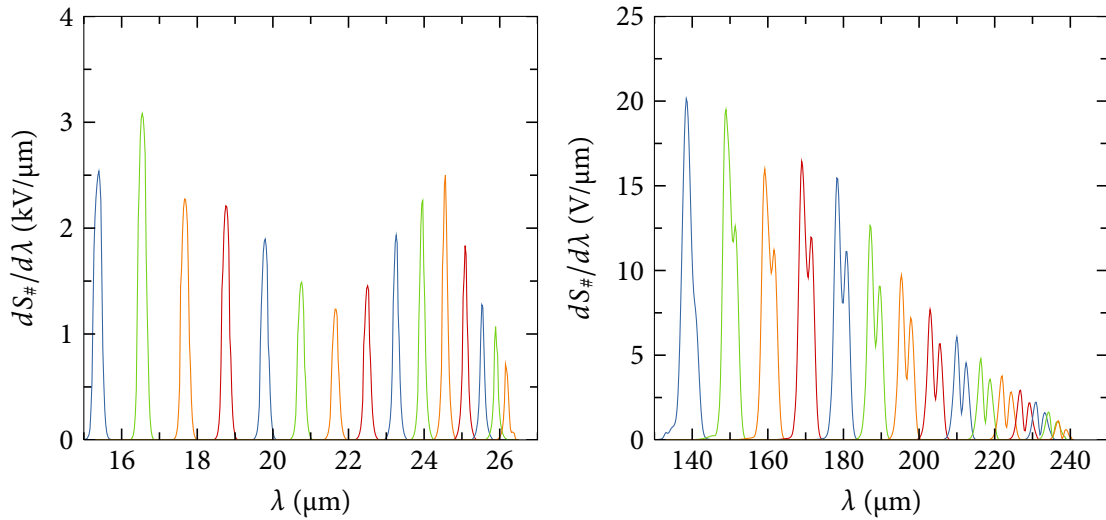
Die Gesamtreflektivität  $R_M$  der Spiegel hängt von der betrachteten Gitterstufe  $N$  ab: Pauschal wurde pro Spiegel eine Reflektivität von 0.97 angenommen. Somit ergibt sich eine Gesamtreflektivität von

$$R_M(N) = 0.97^{3+N-1} = 0.912 \dots 0.833. \quad (4.33)$$



**Abbildung 4.28:** Simulierte geometrische spektrale Intensität  $dU_{\#}/d\lambda$  pro Detektorkanal  $\#$  für  $Q = 1$  nC und  $F_l = 1$  nach Gl. (4.31) am Beispiel der Stufe G<sub>3</sub> für Gitterkombinationen kurzer (links) und langer Wellenlängen (rechts). Neben dem farbkodierten Dichteplot (oben) ist zur besseren Übersicht in der Graphendarstellung nur jedes zweite Detektorelement gezeigt (unten). Der Abfall der Intensität zu längeren Wellenlängen ist durch Dispersion Gl. (4.5) gegeben; die Randkanäle zeigen eine Reduktion durch den endlichen Ringspiegel. Für kurze Wellenlängen ist die spektrale Bandbreite so gering, dass benachbarte Detektorelemente spektral von einander getrennt sind. Zudem verschmiert die charakteristische CTR Doppelmaximastruktur durch die effektive Fokussierung. Bei langen Wellenlängen oder großen Beugungswinkeln ist der überdeckte Wellenlängenbereich durch Beugung weniger stark für benachbarte Elemente  $\#$  separiert.





**Abbildung 4.29:** Simulierte effektive spektrale Sensitivität  $dS_{\#}/d\lambda$  pro Detektorkanal # für  $Q = 1$  nC und  $F_l = 1$  nach Gl. (4.32) am Beispiel der Stufe G<sub>3</sub> für Gitterkombinationen kurzer (links) und langer Wellenlängen (rechts). Zur besseren Übersicht ist nur jedes zweite Detektorelement gezeigt. Bzgl. der geometrischen spektralen Intensität  $dU_{\#}/d\lambda$  wurden alle Effizienzen der einzelnen Komponenten berücksichtigt, vgl. Abb. 4.28. Zum Beispiel ist das lokale Minimum bei 21.5  $\mu\text{m}$  durch die Detektorsensitivität  $S_{X009}$  bestimmt, siehe Abb. C.11.

In Abb. 4.29 wird der Übergang von spektraler Intensität (deponierte Energie) zu spektraler Sensitivität (in diesem Fall detektierte Spannung) im Vergleich zu Abb. 4.28 am Beispiel der dritten Gitterstufe G<sub>3</sub> gezeigt. Diese Größe bildet die Grundlage der Bestimmung der Spektrometersensitivität, die im nächsten Abschnitt ermittelt wird.

#### 4.4.2 Spektrometersensitivität

Definiert wird die Antwortfunktion  $R_{\delta}$  des Spektrometers, siehe Gl. (4.25), durch das Wellenlängenintegral über die spektrale Sensitivität des Einzeldetektors # nach Gl. (4.32):

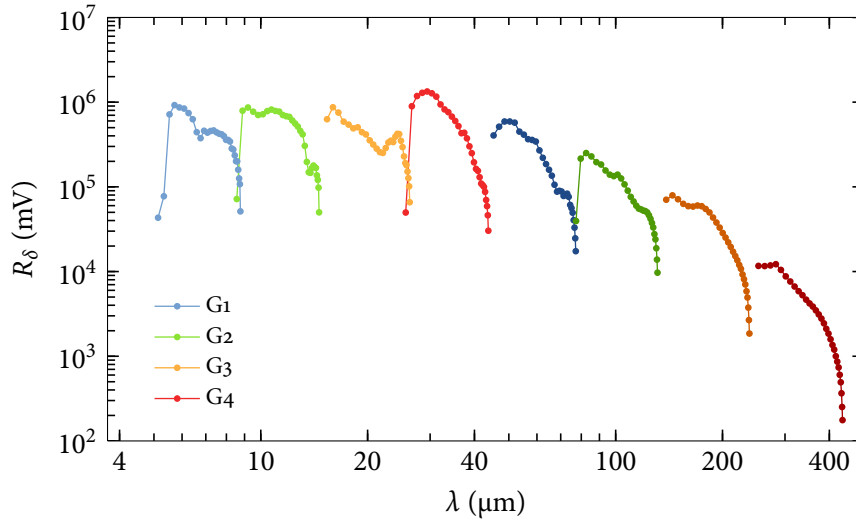
$$R_{\delta}(\#) = \int_0^{\infty} \frac{dS_{\#}}{d\lambda} d\lambda. \quad (4.34)$$

Die Zentralwellenlänge  $\bar{\lambda}$  pro Kanal ist über

$$\bar{\lambda}(\#) = \langle \lambda \rangle(\#) = R_{\delta}^{-1}(\#) \int_0^{\infty} \lambda \frac{dS_{\#}}{d\lambda} d\lambda \quad (4.35)$$

bestimmt. Da kein signifikanter Unterschied ( $< 0.5\%$ ) zwischen  $\bar{\lambda}$  und der theoretischen Zuweisung nach Gl. (4.23) vorherrscht, wird  $\bar{\lambda}$  im Folgenden mit  $\lambda$  gekennzeichnet.

In Abb. 4.30 ist die Antwortfunktion  $R_{\delta}$  für das komplette Spektrometer dargestellt. Die Funktion überstreicht insgesamt vier Größenordnungen in Signalstärke auf ADC Level, wobei allein die Stufe G<sub>4</sub> des Gittersatzes langer Wellenlängen zwei überspannt. Dies hat mehrere Gründe: Neben



**Abbildung 4.30:** Spektrale Antwortfunktion  $R_\delta$  des Spektrometers aller Gitterstufen und -sätze nach Gl. (4.34) für ein infinitesimal kurzes Elektronenpaket  $\sigma_z = 0$  ( $F_l = 1$ ) mit einer transversalen Ausdehnung von  $\sigma_t = 200 \mu\text{m}$  und einer Ladung  $Q$  von 1 nC. Die Zuordnung  $\# \mapsto \lambda$  wurde nach Gl. (4.35) bestimmt. Weitere Ausführungen im Text.

dem  $1/\lambda^2$ -Verhalten der Übergangsstrahlung und der Unterdrückung der Intensität zu kleinen Wellenlängen durch den transversalen Formfaktor  $F_t$  (Abb. B.8), nimmt die Sensitivität über jeweils eine Gitterstufe durch die Dispersion mit wachsender Wellenlänge und somit größeren Beugungswinkel  $\beta$  ab. Zusätzlich sind die Absorptionslinien des Polarisators (Abb. 4.13) und die Einflüsse der Apertur des Ringspiegels und der Gittereffizienz (Abb. 4.4) bzgl. der Randkanäle pro Gitterstufe zu erkennen. Hinzu kommt die komplexe spektrale Sensitivität der pyroelektrischen Detektoren, siehe Abb. C.11.

Eine Fehleranalyse der Antwortfunktion gestaltet sich durch die Komplexität schwierig. Der größte Beitrag ist die Unsicherheit der Sensitivität der Detektoren, siehe Abs. C.2.2. Die Vergleichsmessungen in Abs. 4.5.3 und die Anwendungsbeispiele in Abs. 4.6 werden einen genaueren Einblick in diese Unsicherheit geben.

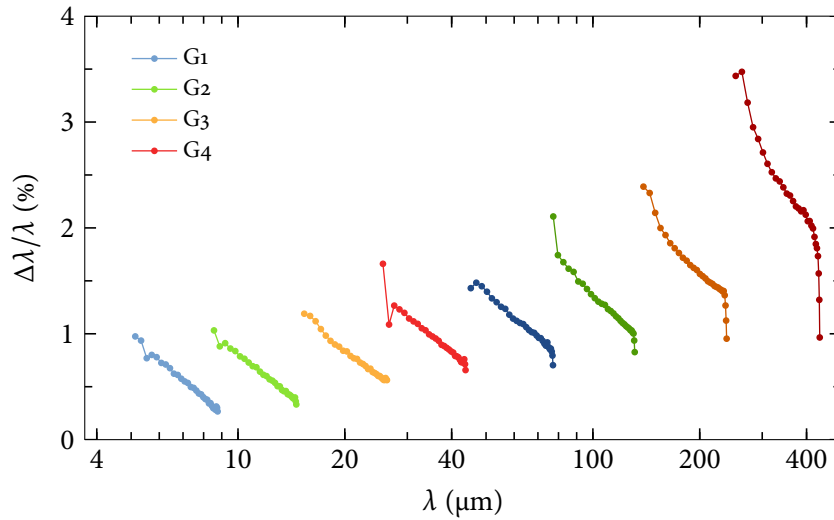
Da  $dS_\# / d\lambda$  sehr unterschiedliche Formen, abhängig von Wellenlänge und Gitterstufe, annehmen kann (Abb. 4.29), wurde die Bandbreite  $\Delta\lambda$  willkürlich über die Varianz definiert:

$$\Delta\lambda(\#) = 2 \sqrt{\langle \lambda^2 \rangle(\#) - \bar{\lambda}^2(\#)} = 2 R_\delta^{-1}(\#) \left( \int_0^\infty (\lambda - \bar{\lambda}(\#))^2 \frac{dS_\#}{d\lambda} d\lambda \right)^{1/2}. \quad (4.36)$$

Die spektrale Bandbreite  $\Delta\lambda/\lambda$  ist in Abb. 4.31 wiedergegeben. Nach der verwendeten Definition beträgt die mittlere Bandbreite pro Stufe zwischen 0.6 und 2.5%.

### Formfaktorauflösung

Wie gut können Formfaktoren  $F_l$ , die evtl. hochfrequent und stark moduliert sind, mit der berechneten Antwortfunktion (siehe Abb. 4.30) bestimmt werden? Hierzu kann analog zur Antwortfunktion



**Abbildung 4.31:** Relative spektrale Bandbreite  $\Delta\lambda/\lambda$  in Abhängigkeit der Zentralwellenlänge  $\lambda$  pro Detektorelement, siehe Gl. (4.36) und Gl. (4.35). Die Bandbreite variiert zwischen 0.25 und 3.5%. Innerhalb einer Gitterstufe nimmt die Bandbreite zu längeren Wellenlängen bzw. mit großen Beugungswinkel  $\beta$  auf Grund der Dispersionsrelation in Gl. (4.5) ab; global betrachtet nimmt  $\Delta\lambda/\lambda$  durch die Beugungsbegrenzung der Übergangsstrahlung zu. Die Randdetektoren zeigen allgemein durch die Apertur des Ringspiegels relativ gesehen eine geringere Bandbreite.

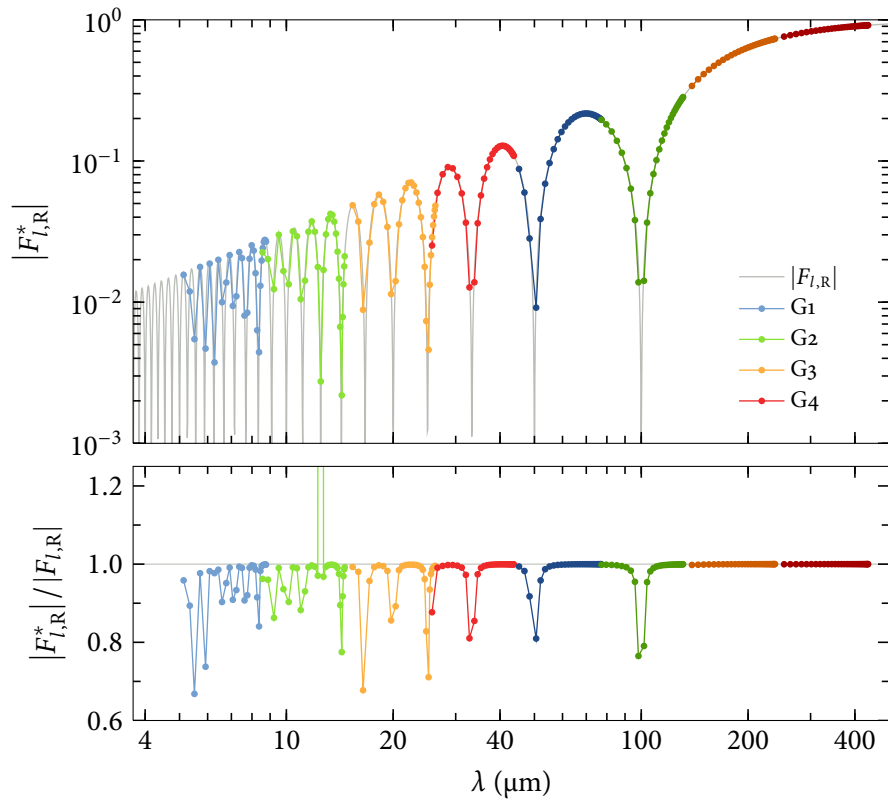
$R_\delta$  eines infinitesimalen kurzen Elektronenpaketes, siehe Gl. (4.34), die Antwortfunktion  $R_\rho$  eines beliebigen Profils mit

$$R_\rho(\#) = \int_0^\infty |F_l(\lambda)|^2 \frac{dS_\#}{d\lambda} d\lambda \quad (4.37)$$

berechnet werden. Die Bildung des Quotienten beider Größen ergibt den mit dem Spektrometer gemessenen longitudinalen Formfaktor nach Gl. (4.25)

$$|F_l^*(\#)| = \sqrt{\frac{R_\rho(\#)}{R_\delta(\#)}}. \quad (4.38)$$

Der theoretisch gemessene Formfaktor und die relative Abweichung sind in Abb. 4.32 beispielhaft für ein rechteckiges Profil der Länge  $L_z = 100 \mu\text{m}$  nach Gl. (2.51) gezeigt. Dieses Profil weist im Formfaktor für lange Wellenlängen einen flachen Verlauf auf, zeigt nahe den singulären Punkten eine schnelle Änderung, oszilliert zu kleinen Wellenlängen sehr und stellt somit ein vernünftiges Beispiel zum Testen des Spektrometers dar. Sind die Änderungen zu rapide und besitzen einen zu starken Hub, kann das Spektrometer dem Verlauf nicht mehr folgen.



**Abbildung 4.32:** Gemessener longitudinaler Formfaktor  $F_{l,R}^*$  (oben) nach Gl. (4.38) am Beispiel eines rechteckigen Elektronenpaketes mit einer Gesamtlänge  $L_z = 100 \mu\text{m}$ , siehe Gl. (2.51). Ist die Änderung des theoretischen Formfaktors  $F_{l,R}$  in Abhängigkeit der Wellenlänge gering, ist die relative Abweichung (unten) zum exakten Verlauf klein. Sind diese Änderung groß, in der Nähe der singulären Punkte  $L_z/N$  mit  $N \in \mathbb{N}^+$ , oder hochfrequent, bei  $\lambda \approx L_z/10 = 10 \mu\text{m}$ , wird durch die endliche Bandbreite  $\Delta\lambda/\lambda$  (vgl. Abb. 4.31) der Formfaktor nicht mehr korrekt wiedergegeben.

### Detektionslimit

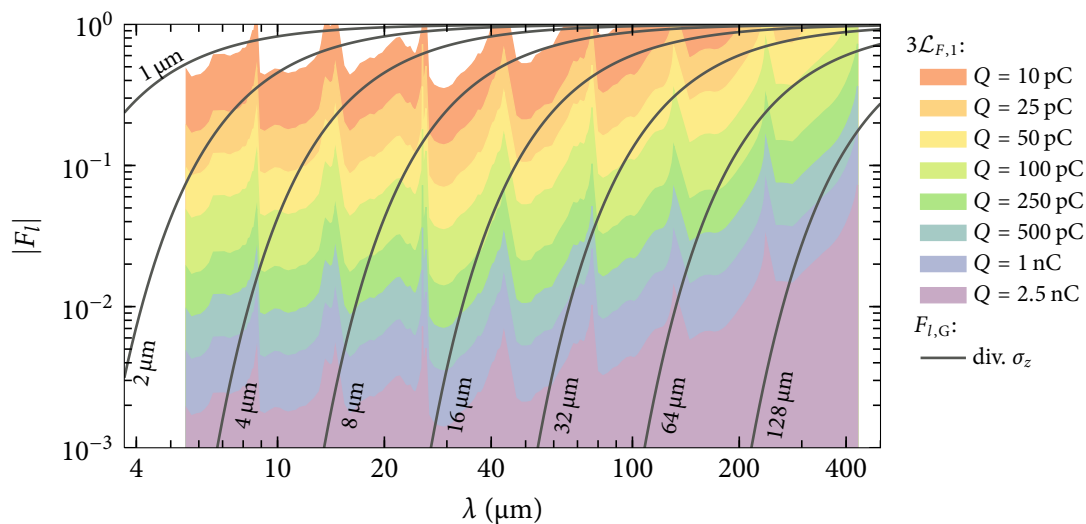
Die Intensität kohärenter Strahlung wird durch das Produkt  $N \cdot |F_l|$  bestimmt, siehe Gl. (2.19). Das Detektionslimit des Spektrometers hängt somit von der Ladung  $Q$  und dem longitudinalen Dichteprofil gleichermaßen ab. Was ist die kürzeste Elektronenpaketlänge  $\sigma_z$ , die bei einer bestimmten Bunchladung  $Q$  mit dem Spektrometer in einem Einzelschuss gemessen werden kann?

Aus dem RMS Spannungsrauschen  $\mathcal{N}_{SP4}$  der Elektronik auf ADC Level, siehe Tab. 4.2, kann über Gl. (4.25) und der Antwortfunktion  $R_\delta$  durch Auflösen nach  $F_l$  eine untere Schranke

$$\mathcal{L}_{F,M}(\#) = \sqrt{\frac{\mathcal{N}_{SP4}}{M^{1/2} Q^2 R_\delta(\#)}} \quad (4.39)$$

bestimmt werden.  $M$  gibt die Gesamtanzahl der Einzelmessungen an, über die gemittelt wird. Wird dieses Limit vom errechneten Formfaktor überschritten, ist es einfach signifikant. Als Detektion im Einzelschuss wird gefordert, dass der Formfaktor den Wert  $3\mathcal{L}_{F,1}$  überschreitet.

In Abb. 4.33 ist am Beispiel von Gauß'förmigen Elektronenpaketen diverser Längen  $\sigma_z$  die Detektierbarkeit des Formfaktors bei unterschiedlicher Ladung  $Q$  illustriert. Inwieweit man den Formfaktor über einen gewissen spektralen Bereich vermessen muss, um verlässliche Aussagen über dessen zugrunde liegende Länge treffen zu können, ist eine nicht triviale und interpretierbare Entscheidung, die nicht hier diskutiert wird. Mit hinreichender Sicherheit kann behauptet werden, dass bei einer Ladung  $Q$  von mindestens 50 pC Gauß'förmige Profile von  $\sigma_z = 2 \mu\text{m}$  Länge detektiert werden können. Die obere Grenze liegt bei ca.  $\sigma_z = 100 \mu\text{m}$  für  $Q = 1 \text{ nC}$ .



**Abbildung 4.33:** Detektionsvermögen nach Gl. (4.39) bzgl. des Formfaktors  $|F_l|$  in Abhängigkeit von Ladung  $Q$  (farblich markiert) am Beispiel von Gauß'förmigen Profilen  $\rho_{l,G}$ , siehe Gl. (2.49). Zwei Lesarten sind möglich: 1. Bei konstanter Elektronenpaketlänge  $\sigma_z$  kann bestimmt werden, welche die minimale Ladung ist, um den Verlauf des Formfaktors verfolgen bzw. vermessen zu können. 2. Bei konstanter Ladung kann die maximal detektierbare Länge abgeschätzt werden.

## 4.5 Vergleichsmessungen mit TDS

Die in Abs. 4.4 bestimmte Antwortfunktion  $R_\delta$  des Spektrometers beruht auf Approximationen, Extrapolationen, Simulationen und gemessenen Komponenteneigenschaften. Eine Bestimmung des Formfaktors  $|F_l|$  erzwingt das  $R_\delta$  hinreichend genau bekannt ist. Über die Umformung der Gl. (4.25) folgt der gemessene Formfaktor

$$|F_l^*|(\#) = \frac{1}{Q} \sqrt{\frac{S_{SP4}(\#)}{R_\delta(\#)}}. \quad (4.40)$$

Hierbei beschreibt  $S_{SP4}$  das Spannungssignal der Spektrometer ADCs, siehe Gl. (4.16). Im Weiteren wird die explizite Bezeichnung des Detektorelementes  $\#$  des Spektrometers aufgegeben; zudem auf die Unterscheidung von  $F_l^*$  und  $F_l$  verzichtet.

Eine Überprüfung von  $R_\delta$  kann am FLASH Beschleuniger selbst durchgeführt werden. Als Vergleich kommen Messung der longitudinalen Phasenraumdicke  $\rho(z, \delta\gamma)$  bei der Station 6SDUMP mit Hilfe der TDS (siehe Anh. D) in Frage. Zwischen CTR Quelle des Spektrometers bei 17ACC7 und der TDS (Distanz ca. 60 m) befindet sich die Kollimatorsektion samt der Dogleg Schikane (Abb. 1.1 und 1.2). Die geringe, aber nicht verschwindende longitudinale Dispersion  $R_{56} \approx 4$  mm kann das zeitliche Profil bei hoher Kompression, in Folge starker kollektiver Effekte (Abb. 1.4.3) und lokaler Änderung des Chirps zwischen BC3 und den Ende von ACC7, in seiner Gestalt ändern. Der Vergleich zwischen Spektrometer und TDS ist so nicht unbedingt aussagekräftig. Der Einfluss wird in dieser Arbeit jedoch vernachlässigt.

### 4.5.1 TDS Messungen

Es werden drei unterschiedliche Kompressionseinstellungen herangezogen, die das Elektronenpaket durch einen sukzessiv größeren Chirp in ACC2+3 stärker in der Schikane BC3 longitudinal stauchen. Die Messungen werden mit aufsteigender Kompression A, B und C abgekürzt.

In Tab. 4.4 sind die relevanten FLASH Parameter aufgeführt. Auf Grund von Transmissionsverlusten von  $\approx 20\%$  werden von den Toroiden unterschiedliche Ladungen gemessen, was sich auf den berechneten Strom auswirkt.

**Tabelle 4.4:** FLASH Parameter für den TDS-SP4 Vergleich: Auf Grund der Verluste bzgl. der Transmission entlang des Beschleunigers verringert sich die Ladung vom Injektor bis zur TDS Messstation.

Parameter	Wert	Einheit
Ladung $Q$		
@ 3GUN	0.5	nC
@ 5DBC3	0.48	nC
@ 11SMATCH	0.4	nC
Energie $E$	700	MeV
Bunchanzahl	1	-

## Longitudinales Profil

Für jede Kompressionseinstellung wurde pro TDS Nulldurchgang, d.h. pro Phase  $\varphi_{\text{TDS}} = \pm 90^\circ$ , eine Folge von mindestens 15 Einzelschüssen aufgenommen. Exemplarisch sind jeweils drei Messungen für  $\varphi_{\text{TDS}} = +90^\circ$  in Abb. 4.34 gezeigt. Die longitudinalen Phasenraumdichten  $\rho(z, \delta\gamma)$  weisen durch kollektive Effekte lokale Fragmentierung am Anfang und Ende des Elektronenpaketes auf (vgl. Abb. 1.9). Die endliche Auflösung  $\mathcal{R}_z$  der TDS (Gl. (D.7)), welche durch das vertikale Profil des ungescherten Bunchs bestimmt ist, verschmiert sich ausbildende Feinstrukturen.

Mit zunehmender Kompression erhöht sich die projizierte Energiebreite  $\sigma_{\delta\gamma}$ . In der Einstellung C reicht der dynamische Bereich des optischen Aufbaues von 6SDUMP (Abb. D.3) nicht aus, die gesamte Ladung zu detektieren. Folglich wird in der Projektion und der Bestimmung des Stromprofils nach Gl. (D.9) ein systematischer Fehler gemacht.

Durch Fluktuationen der Beschleunigerphasen  $\varphi_{\text{ACC}s}$  und der endlichen Stabilität bzw. Synchronisierbarkeit von  $\varphi_{\text{TDS}}$  bzgl. der Maschinenreferenz ändert sich die longitudinale Position des Nulldurchganges der TDS Amplitude in Relation zum Bunchmittelpunkt, so dass das Elektronenpaket nicht nur geschert wird, sondern zusätzlich eine Nettoablenkung erfährt; diese ist als longitudinaler Versatz in den Messungen von Abb. 4.34 zu sehen.

Da es auf Grund der destruktiven Methode nicht möglich ist, dasselbe Elektronenpaket gleichzeitig mit dem Spektrometer und der TDS zu vermessen, wird ein gemitteltes Profil mit gemittelten Spektrometerdaten verglichen. Hierdurch wird eine Filterung der Einzelmessungen überflüssig (Abb. D.5). Die longitudinalen Dichteverteilungen  $\rho_l$  werden bestimmt, einzeln um die Schwerpunktsposition  $\bar{z} = \langle z \rangle$  verschoben und über die Anzahl  $M$  der Messungen gemittelt:

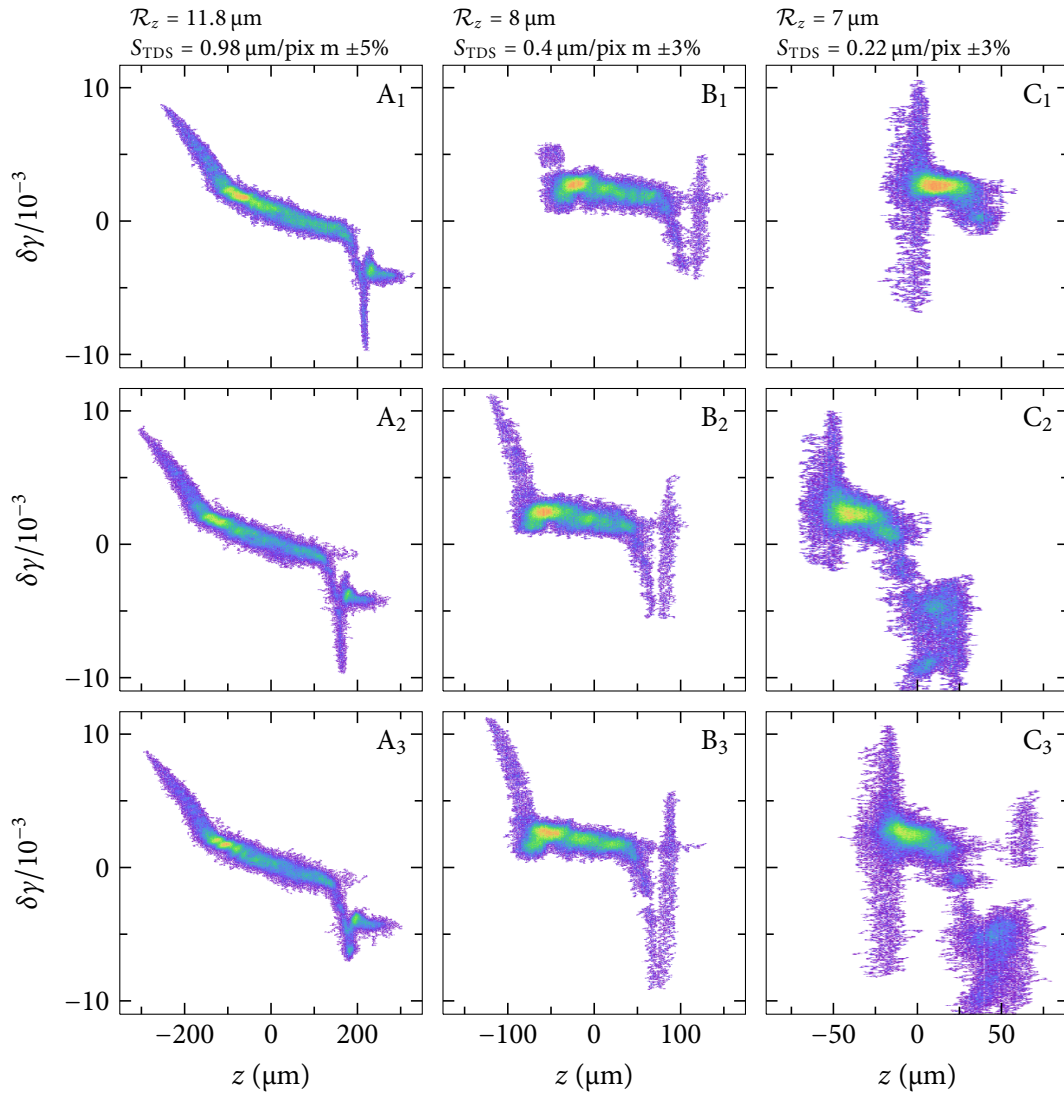
$$\bar{\rho}_l = \frac{1}{M} \sum_{j=1}^M \rho_{l,j}(z - \bar{z}_j) . \quad (4.41)$$

Es wird die Darstellung der Stromverteilung  $I(z)$  gewählt, die aus dem Dichteprofil  $\rho_l$  und der Ladung  $Q$  bestimmt wird (auch Gl. (D.9)):

$$I = c Q \rho_l(z) . \quad (4.42)$$

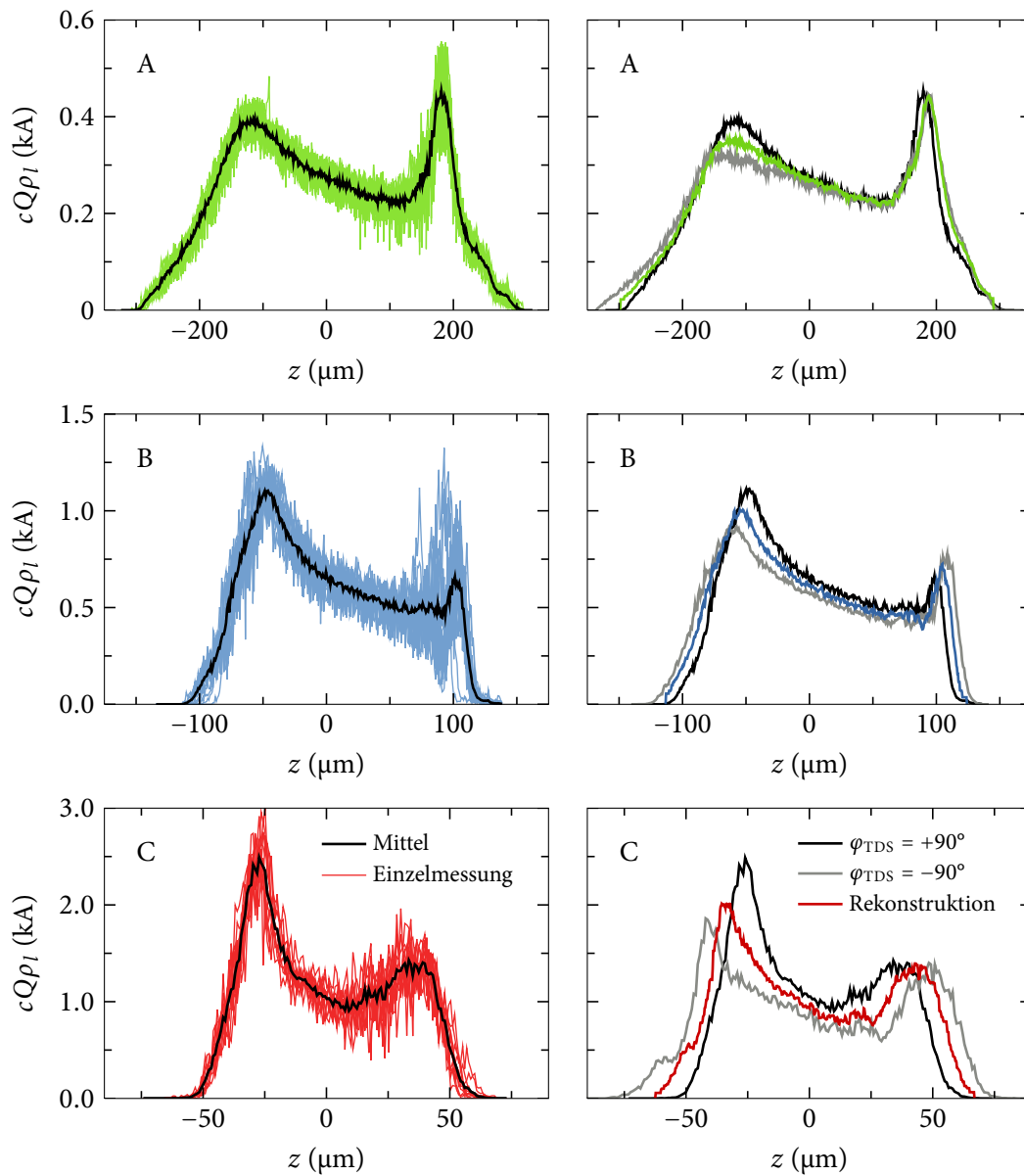
Hierbei ist  $c$  die Lichtgeschwindigkeit. In Abb. 4.35 (links) ist das Resultat gezeigt.

Wie in Abs. D.1.1 angesprochen, kann durch lineare und nicht lineare Kopplungen in der  $(z, y')$ -Ebene das gemessene longitudinale Profil von der Phasenlage  $\varphi_{\text{TDS}}$  abhängen. Um dies zu überprüfen, wurden die Messungen mit um  $180^\circ$  gedrehter Phase wiederholt. In Abb. 4.35 (rechts) sind die gemittelten Profile beider Phasenlagen gegenüber gestellt. Sie unterscheiden sich nicht nur in der Längenskalierung, sondern auch lokal in der Teilchendichte bzw. im Strom  $I$ . Während die Profile der Kompression A nur minimale Unterschiede aufweisen, zeigt C eine Reduktion des Spitzenstromes von ca. 25%. Dies wirkt sich massiv auf die zu berechnenden Formfaktoren aus (Abb. 4.36). Um die wirklichen Verteilungen zu rekonstruieren, wird eine 2-Punkt-Tomographie [LBC<sup>+</sup>04] der Profile angewandt, welche die Korrelation  $y'(z)$  an der Stelle der TDS bestimmt.



**Abbildung 4.34:** Drei exemplarische TDS Einzelschussmessungen (Zeilen) longitudinaler Phasenraumdichten  $\rho(z, \delta\gamma)$  unterschiedlicher Kompressionseinstellungen A, B und C (Spalten), welche als Vergleich mit den Spektrometermessungen herangezogen werden. Während die longitudinale Achse an die Elektronenpaketlänge angepasst wird, ist der maximale dynamische Bereich in der relativen Energieabweichung  $\delta\gamma$  der Messstation 6SDUMP gezeigt. Die Farbkodierung gibt die Teilchendichte wieder; diese ist jeweils pro Messung auf die Maximalintensität skaliert. Mit Zunahme der Kompression (Abnahme der Bunchlänge von links nach rechts) erhöht sich die Energiebreite und die Strukturierung der Phasenraumdichte durch kollektive Effekte (Abb. 1.9). Diese sind durch die endliche Auflösung  $\mathcal{R}_z$  verschmiert. Zugleich nimmt die Stabilität der Gestalt von Schuss zu Schuss ab. Die unterschiedlichen longitudinalen Schwerpunktspositionen sind durch die HF-Phasenstabilität zwischen der TDS und den Beschleunigungsmodulen (ACCs) bestimmt. Bei höchster Kompression (rechte Spalte) ist der Energiebreite so groß, dass der dynamische Bereich nicht mehr ausreicht die Gesamtheit der Elektronen zu detektieren.





**Abbildung 4.35:** Longitudinale Projektionen der TDS Phasenraummessungen (Abb. 4.34) und Bestimmung der Elektronenpaketstromprofile nach Gl. (4.42) der drei unterschiedlichen Kompressionseinstellungen (Zeilen). Links: Farblich markiert sind alle Einzelschussmessungen (mind. 15 pro Einstellung) der Phaseneinstellung  $\varphi_{\text{TDS}} = +90^\circ$ . Diese wurden um die Schwerpunktsposition  $\langle z \rangle$  verschoben und gemittelt, siehe Gl. (4.41). Einzelschussfluktuationen werden somit herausgefiltert, jedoch auch Feinstrukturen verschmiert. Rechts: Messung beider Phasen  $\varphi_{\text{TDS}} = \pm 90^\circ$  ergibt longitudinale Profile, die sich in Gestalt und Gesamtlänge unterscheiden. Je stärker die Kompression, desto größer die Abweichung. Mittels der 2-Punkt-Tomographie [LBC<sup>+</sup>04] wurde die  $y'(z)$ -Korrelation bestimmt und das Profil rekonstruiert. Diese Profile ergeben zwingend unterschiedliche Formfaktoren (Abb. 4.36).

## Formfaktor

Über Gl. (D.11) kann der komplexe longitudinale Formfaktor  $F_l$  mit

$$F_l(\lambda) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho_l(z) \exp(-2\pi i z/\lambda) dz \quad (4.43)$$

numerisch aus den gemessenen Profilen (siehe Abb. 4.35) ermittelt werden.

Für die rekonstruierten longitudinalen Profile ist in Abb. 4.36 der errechnete absolute Formfaktor  $|F_l|$  in Abhängigkeit der Wellenlänge  $\lambda$  gezeigt. Durch die Betrachtung des Mittelwertes und der endlichen Auflösung  $\mathcal{R}_z$  wird die Feinstrukturierung im Profil ausgewaschen bzw. im Formfaktor gedämpft und unterhalb einer Grenzwellenlänge nicht mehr registriert (vgl. Abb. D.5). Es bildet sich um  $|F_l| \approx 10^{-3}$  ein Rauschplateau aus. Auf Grund der Unterschiede in den Profilen der jeweiligen Kompressionseinstellungen zeigen die Formfaktoren nicht nur eine Verschiebung zu längeren bzw. kürzeren Wellenlängen, sondern weisen verschiedene Verläufe auf. Für den Vergleich mit den Spektrometerdaten werden die rekonstruierten Profile herangezogen.

### 4.5.2 Vergleich auf Formfaktorebene

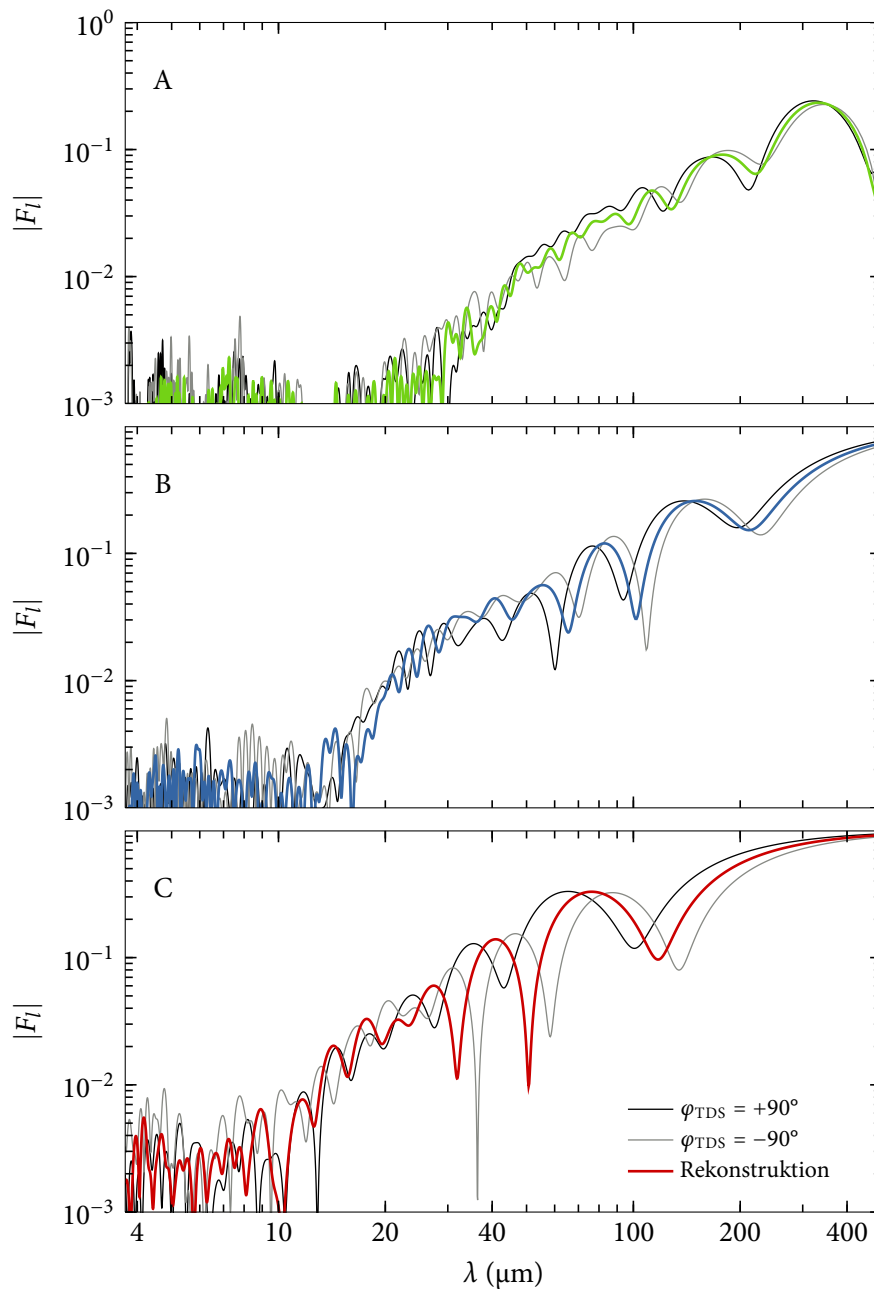
Bevor der Direktvergleich vorgenommen wird, wird überprüft, inwieweit die Spektrometerantwortfunktion  $R_\delta$  (Abb. 4.30) einen stetigen Anschluss der einzelnen Gitterstufen hervorbringt.

Für die Kompression B ist der berechnete Formfaktor der Spektrometermessung nach Gl. (4.40) in Abb. 4.37 für alle 118 Detektor Kanäle beider Gitterstufen dargestellt. In der Gesamtsicht ist die Verbindung der Stufen hervorragend. Zwei Beobachtungen sind jedoch zumachen:

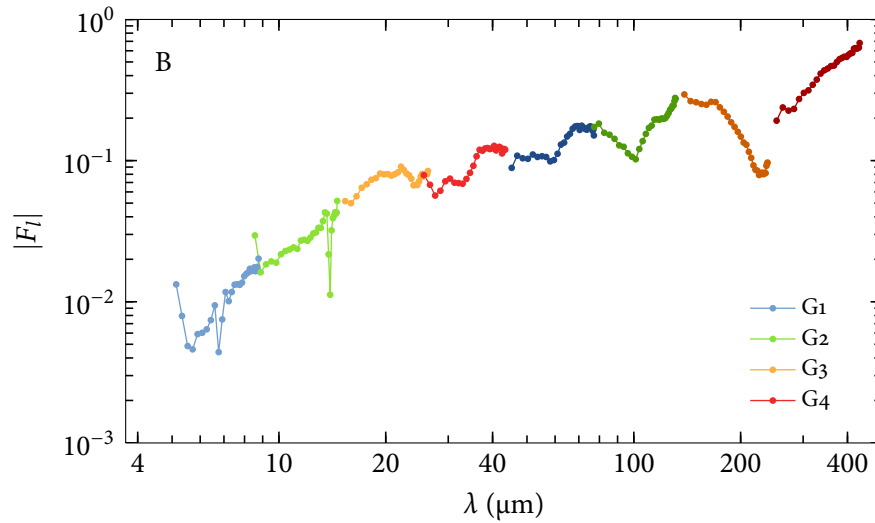
1. Die zwei Absorptionslinien des HDPE Polarisators (Abb. 4.13) bei  $\lambda = 7 \mu\text{m}$  und  $\lambda = 14 \mu\text{m}$  sind deutlich auszumachen und reduzieren den Formfaktor um den Faktor  $\approx 2$  und  $\approx 4$ . Die Absorption wird folglich um die Faktoren 4 und 16 unterschätzt.
2. Einzelne Randdetektoren zeigen auffälliges Verhalten, welches direkt mit der Antwortfunktion  $R_\delta$  in Verbindung gebracht werden kann. Die Simulation der spektralen Intensität  $dU_\# / d\lambda$ , siehe Gl. (4.31), in diesem Bereich scheint mangelhaft.

Da nur einzelne Detektorelemente betroffen sind, wird auf eine Anpassung der Antwortfunktion verzichtet und die entsprechenden Positionen nicht in den folgenden Analysen miteinbezogen. Insgesamt werden 16 von 236 Elemente (beide Gittersätze) entfernt.

Gleichzeitig zu den longitudinalen Phasenraummessungen (siehe Abs. 4.5.1) wurden pro Kompressionseinstellung Spektrometermessungen mit mindestens 300 Einzelmessungen pro Gittersatz getätigt. Jedes Einzelschussignal  $S_{SP4}$  wurde gemäß Gl. (4.40) mit dem zugehörigen Toroid 5DBC3 quadratisch auf die Ladung  $Q$  normiert. Aus dem Mittel dieses Signals wurde der Formfaktor  $|F_l|$  errechnet. Wie in Abs. 4.3.2 gezeigt, ist der Fehler in der Wellenlänge kleiner als 1%; die Kalibrationskonstante  $S_{TDS}$  der TDS Messung ist unsicher mit 3 bis 5%, siehe Abb. 4.34. Da das Spektrometer prinzipiell eine höhere Wellenlängengenauigkeit bietet, wird  $S_{TDS}$  so angepasst, dass die letzten lokalen Minima des Formfaktors beider Messungen übereinstimmen. Das Ergebnis ist in Abb. 4.38 dargestellt.



**Abbildung 4.36:** Vergleich zwischen den berechneten Formfaktoren  $|F_l|$  der gemittelten TDS Profile, siehe Abb. 4.35, der unterschiedlichen Kompressionseinstellungen A, B und C. Durch die Mittelung und durch die endliche Auflösung  $\mathcal{R}_z$  werden Feinstrukturen gefiltert; der Formfaktor erreicht ein Rauschlevel hin- zu kurzen Wellenlängen um den Wert  $10^{-3}$ . Nicht nur eine Verschiebung des gesamten Formfaktors für die Phasenlagen  $\varphi_{\text{TDS}} = \pm 90^\circ$  ist zu erkennen (C: 20% Längendifferenz), sondern durch die lokal ungleichen Profile werden unterschiedliche Verläufe in  $F_l$  erzeugt. Je stärker die Kompression, desto stärker nehmen die Abweichungen zu. Die Formfaktoren der rekonstruierten Profile werden zum Vergleich mit den Spektrometernmessungen herangezogen, siehe Abb. 4.38.

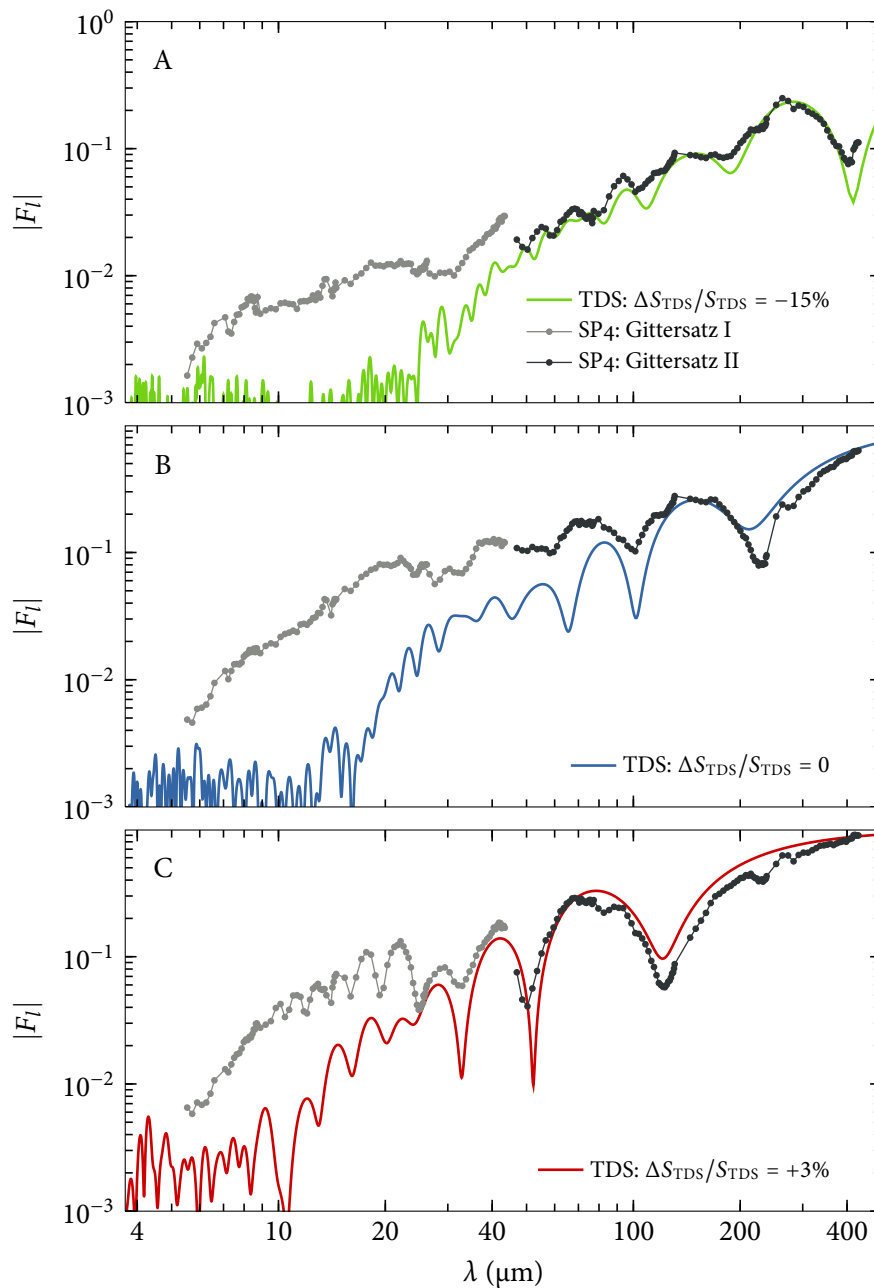


**Abbildung 4.37:** Selektion nicht verwendeter Spektrometerkanäle am Beispiel des berechneten Formfaktors  $|F_l|$  von Kompression B. Einzelne Detektorelemente zeigen auffälliges Verhalten, welches eindeutig zu einem mit der bestimmten Antwortfunktion  $R_\delta$  der Randkanäle, siehe Abb. 4.30, und zum anderen mit den Absorptionslinien des HDPE Polarisators (Abb. 4.13) in Verbindung gebracht werden kann. Die betroffenen Elemente werden in den folgenden Messung herausgenommen: Im Gittersatz I (1, 2, 10, 11, 30, 31, 52, 53, 60, 90) und im Gittersatz II (1, 30, 60, 61, 90, 118).

Die Anpassung der Kalibrationskonstante  $S_{TDS}$  liegt für die Einstellungen B und C innerhalb der bestimmten Ungenauigkeiten. Der Formfaktor der Elektronenpaketform A kann nur mit einer Korrektur von  $-15\%$  mit der Spektrometermessung in Einklang gebracht werden. Diese Diskrepanz ist aus den Messdaten nicht ersichtlich. Da C und B in beiden Messungen übereinstimmen, wird im Falle A von einer fehlerhaften Kalibration der TDS ausgegangen.

Die spektroskopisch ermittelten Formfaktoren zeichnen die oszillatorischen Strukturen in Position von Minima und Maxima sehr gut nach. Im oberen Wellenlängenbereich stimmen im Allgemeinen die angenommenen Werte in der angegebenen logarithmischen Darstellung überein. Je nach Bunchform kann die Abweichung jedoch bis zu  $\pm 100\%$  betragen. Deutlich erkennbar sind wiederkehrende Oszillationen im Bereich oberhalb von  $\lambda = 80 \mu\text{m}$  in allen SP4 Messungen, was auf einen systematischen Fehler in der pyroelektrischen Sensitivität bzgl. der extrapolierten Etalon Resonanzen hindeutet, siehe Abs. C.2.2.

Im Bereich kürzerer Wellenlängen (Gittersatzes I) wird mit dem Spektrometer ein deutlich höherer Formfaktor  $|F_l|$  bestimmt. Dies ist mit der endlichen Auflösung der TDS und der Mittelung über ein Vielzahl von Messungen zu erklären (Abb. 4.35). Das Spektrometer ist trotz Mittelung hinsichtlich dieses Längenbereiches nicht limitiert; zwar werden feine Strukturen im Formfaktor ausgewaschen, der Mittelwert wird jedoch insgesamt nicht reduziert. Es ist weiterhin möglich, dass Strukturen lokal durch die Kollimatorsektion (Abb. 1.2) verändert, erzeugt und/oder zerstört werden. Deutliche Unterschiede im realen Profil bzw. realen Formfaktor auf kleinen Skalen sind somit zu erwarten, deren Größe hier nicht quantitativ diskutiert werden.



**Abbildung 4.38:** Vergleich der TDS (Linien) und SP<sub>4</sub> (Punkte) Messungen auf Formfaktorlevel der Kompressionseinstellungen A, B und C korrespondierend mit Abb. 4.36. Die berechneten Formfaktoren der Spektrometerdaten sind über mindestens 300 Einzelschüsse pro Gittersatz gemittelt. Da die Zeitkalibration der TDS Messung eine größere Unsicherheit als die Wellenlängenkalibration des Spektrometers aufweist, wurde  $S_{\text{TDS}}$  den Spektrometermessungen angepasst, um eine möglichst beste Übereinstimmung zu erzielen. Bis auf die erste Messung A liegt die Anpassung innerhalb der Fehler, siehe Abb. 4.34. Global gesehen werden die Extrema vom Spektrometer sehr gut wiedergegeben. Bei langen Wellenlängen stimmen beiden Messmethoden absolut überein, während das Spektrometer dem Formfaktor  $F_l$  bei kurzen Wellenlängen bis zu eine Größenordnung mehr Inhalt zuspricht. Weitere Ausführungen bzgl. des Vergleiches im Text.

### 4.5.3 Profilrekonstruktion

Das sehr große überdeckte Wellenlängenintervall des Spektrometers erlaubt es mittels der Kramers-Kronig-Relation nach Gl. (2.33) und (2.47), hier in der Wellenlängendarstellung

$$\Phi_{\min}(\lambda) = -\frac{2\lambda}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\ln |F(\lambda')| - \ln |F(\lambda)|}{\lambda'^2 - \lambda^2} d\lambda' \quad (4.44)$$

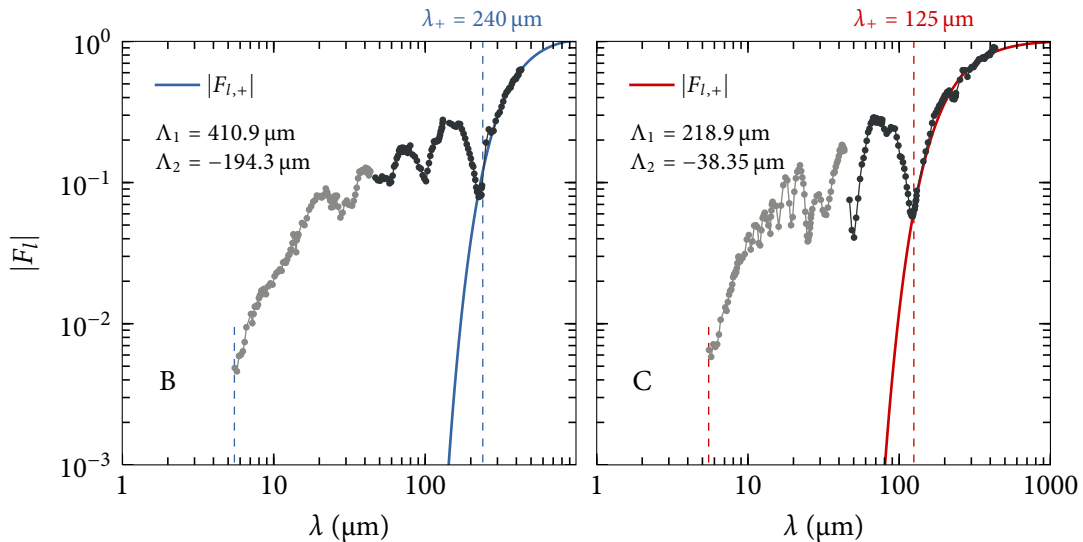
und

$$\rho_{l,\min}(z) = -2 \int_0^{\infty} |F_l(\lambda)| \cos\left(\frac{2\pi z}{\lambda} - \Phi_{\min}(\lambda)\right) \frac{1}{\lambda^2} d\lambda, \quad (4.45)$$

eine Profilrekonstruktion durchzuführen. Bedingung ist ein Elektronenpaket, dessen asymptotischer Verlauf des Formfaktors gegen 1 hinreichend genau mit dem Spektrometer gemessen werden kann. Für die Profile B und C, siehe Abb. 4.38, ist dies augenscheinlich gewährleistet.

Durch das obere Wellenlängenlimit  $\lambda = 435 \mu\text{m}$  des Spektrometers bei gleichzeitigen  $|F_l| < 1$  werden bei der Rekonstruktion künstliche langperiodische Oszillationen erzeugt (siehe Abb. 2.5 und 2.6), die mit einer Extrapolation zu längeren Wellenlängen hin vermieden werden können. Als Ansatz wird die einfache Fortsetzung

$$|F_{l,+}| = \exp\left(-\Lambda_1 \lambda^{-1} - \Lambda_2^2 \lambda^{-2}\right) \quad \text{mit} \quad \lambda > \lambda_+ \quad (4.46)$$



**Abbildung 4.39:** Extrapolation der gemessenen Formfaktoren  $|F_l|$  der Profile B und C zur Phasen- und Profilrekonstruktion: Der Formfaktor für Wellenlängen  $\lambda < 5.5 \mu\text{m}$  wird identisch Null gesetzt. Dies hat keinen signifikanten Einfluss auf die Rekonstruktion, da  $F_l$  kleine Werte annimmt. Oberhalb von Wellenlängen  $\lambda_+$  wird der Formfaktor analytisch nach Gl. (4.46) fortgesetzt. Zu einen wird der fehlende Anteil  $\lambda > 440 \mu\text{m}$  ergänzt und zum anderen der systematische Fehler der extrapolierten Sensitivität der pyroelektrischen Detektoren minimiert, siehe Abb. C.7 und C.9.

gewählt.  $\lambda_+$  gibt die minimale Wellenlänge der getätigten Fortsetzung  $|F_{l,+}|$  an;  $\Lambda_1$  und  $\Lambda_2$  sind zu bestimmende Anpassungsparameter. Die Extrapolation  $|F_{l,-}|$  zu kleineren Wellenlängen  $\lambda < \lambda_- = 5.5 \mu\text{m}$  wird nicht vorgenommen, da der Formfaktor zu klein ist, um signifikante Profiländerungen hervorzurufen. Es gilt:

$$|F_{l,-}| = 0 \quad \text{mit} \quad \lambda < \lambda_- .$$

In Abb. 4.39 sind diese Fortsetzungen zusammen mit den Spektrometermessungen für die Elektronenpakete B und C gezeigt. Die Wellenlängen  $\lambda_+$  sind deutlich unterhalb der Spektrometerobergrenze angesetzt. Dies minimiert den systematischen Fehler der extrapolierten Sensitivität der pyroelektrischen Detektoren, siehe Abb. C.7 und C.9.

Unter nachfolgender Benutzung von Gl. (4.44) und Gl. (4.45) wird die Profilrekonstruktion  $\rho_{l,\text{min}}$  durchgeführt. Um die in diesem Fall explizite Anwendbarkeit der Kramers-Kronig-Relation zu testen, wird zusätzlich der exakte Formfaktor der TDS Messung mit der gleichen Methode (ohne Fortsetzung, auf dem Intervall  $\lambda \in [1, 10000] \mu\text{m}$ ) bestimmt. Statt der longitudinalen Dichteverteilung  $\rho_l$  wird das intuitivere Stromprofil  $I$  nach Gl. (4.42) berechnet. Für die Spektrometermessung wird derselbe Ladungswert des Toroiden 11SMATCH benutzt, um die Profile direkt gegenüber stellen zu können und unabhängig von der Ladungstransmission durch den FLASH Beschleuniger zu sein, siehe Tab. 4.4. Die Vergleiche auf der Profilebene bzgl. der TDS Messung (links) und bzgl. der Spektrometermessung (rechts) sind in Abb. 4.40 wiedergegeben.

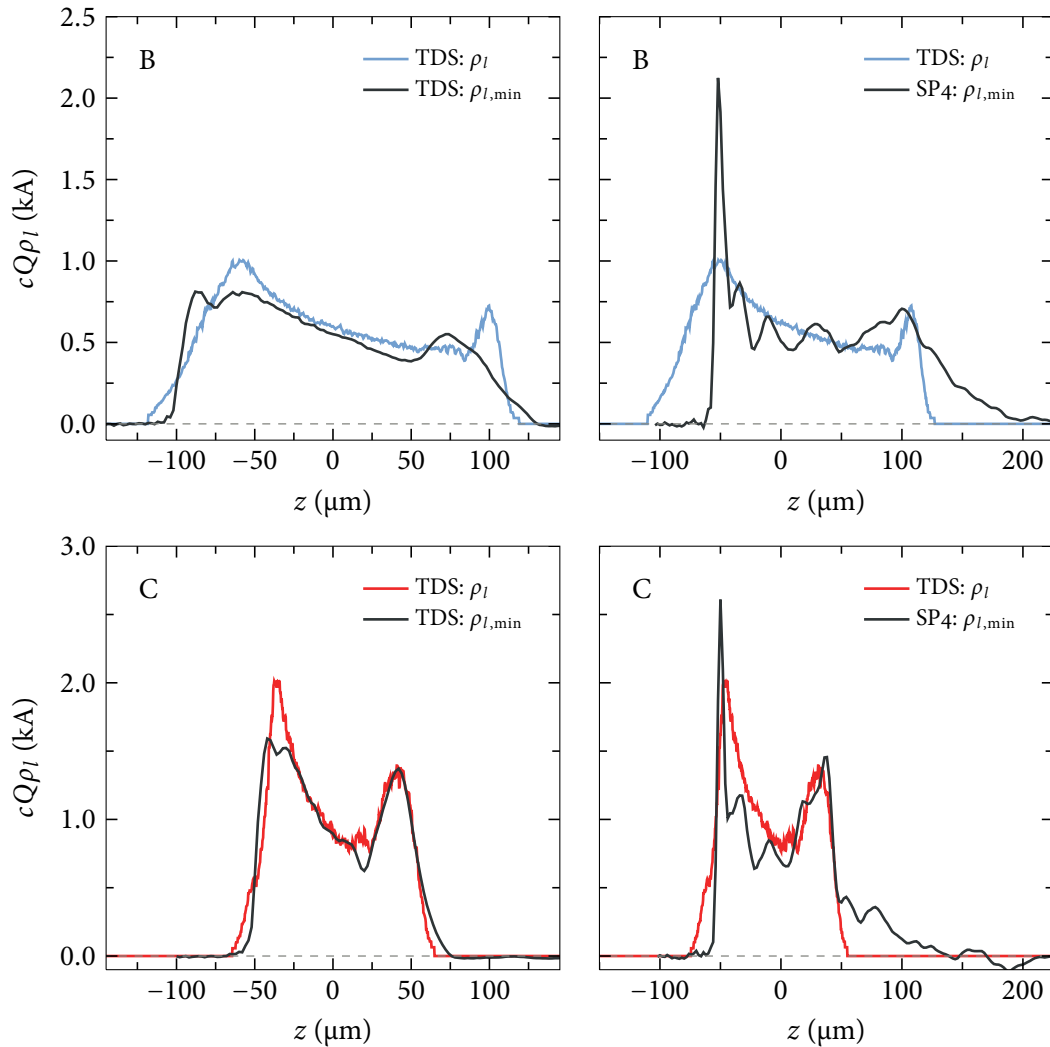
Der Rekonstruktionsalgorithmus liefert im Falle des Selbsttest der TDS Messung Profile, die den Originalen (besonders C) sehr nahe kommen. Gesamtlänge und mittlerer Strom stimmen überein. Lediglich der Spitzstrom wird bei beiden Profilen mit ca. 25% zu niedrig bestimmt und die Flankensteilheit im vorderen Teil des Elektronenpaktes unter- und im hinteren Teil überschätzt.

Auch die Profilwiederherstellung aus den SP4 Formfaktoren geben die longitudinale Ausdehnung im Verhältnis zur TDS Messung korrekt wieder, da im Wesentlichen die Formfaktorstruktur der Minima und Maxima übereinstimmt, siehe Abb. 4.38. Auch das Stromniveau im Mittelteil des Elektronenpaketes wird rekonstruiert. Es stechen drei Unterschiede hervor:

1. Der Spitzenstrom übertrifft stets den Wert der TDS Messung (B: +100%, C: +25%).
2. Die Profile weisen Oszillationen mit einer Periodenlänge von ca.  $30 \mu\text{m}$  auf.
3. Die Profile zeigen einen ausgedehnten Ausläufer im hinteren Teil.

Punkt 1 kann mit den schon erwähnten Argumenten (siehe Abs. 4.5.1) der Auflösung der TDS, der Betrachtung des gemittelten Stromprofils und des Einflusses der Dogleg Schikane erklärt werden. Es ist nicht zu erwarten, den gleichen Spitzenstrom zu messen.

Die in Punkt 2 erwähnten Oszillationen sind im gleichen Muster mit gleicher Periode in beiden Kompressionseinstellungen vorhanden. Vergleicht man die in Abb. 4.38 gezeigten Formfaktoren im Bereich um  $\lambda = 30 \mu\text{m}$ , so scheinen diese in der Amplitude  $|F_l|$  unterschätzt zu sein. In der Umkehrung wird die Antwortfunktion  $R_\delta$  überschätzt, siehe Abb. 4.30. Betrachtet man nun die Sensitivität des pyroelektrischen Detektors in Abb. C.11, korrespondiert diese Stelle mit der Resonanz des X009.



**Abbildung 4.40:** TDS und SP4 Profilrekonstruktionen mittels Kramers-Kronig-Relation für das Stromprofil B (oben) und C (unten). Die Zuverlässigkeit der Rekonstruktion  $\rho_{I,\min}$  wird mit Hilfe der Formfaktoren der TDS Messung  $\rho_I$ , siehe Abb. 4.36, getestet (links): Elektronenpaketlänge und mittlerer Spitzenstrom  $I = cQ\rho_I$  wird korrekt wiedergegeben; Flanken werden einerseits zu steil, andererseits zu flach durch den Algorithmus konturiert. Der direkte Vergleich zwischen TDS Profil und SP4 Rekonstruktion ist dargestellt (rechts): Auch hier werden mittlerer Strom und Gesamtlänge im Vergleich übereinstimmend ermittelt. Durch das erhöhte Formfaktorlevel im Spektrometer bei kurzen Wellenlängen (siehe Abb. 4.38) sind einerseits die linken Flanken steiler ausgeprägt. Zudem wird ein höherer Spitzenstrom rekonstruiert als die TDS Messung ergibt. Das SP4 Profil weist eine Oszillation mit der Periodenlänge von ca.  $30 \mu\text{m}$  auf. Da diese in beiden Kompressionseinstellungen gleichermaßen auftritt, ist die Struktur ein systematischer Fehler, der mit der erhöhten Sensitivität des pyroelektrischen Detektors korrespondiert, vgl. Abb. C.11.



Es wird nicht die Eigenschaft des Elektronenpaketes gemessen, sondern die Eigenschaft des Detektors. Studien mit einer Vielzahl von unterschiedlichen longitudinalen Profilen können diesen systematischen Fehler untersuchen und korrigieren. Dies und/oder eine wiederholte Kalibrierung der pyroelektrischen Detektoren, analog zu [Beh10], könnte die Rekonstruktion verbessern.

Punkt 3 liesse sich einerseits mit den zu Punkt 2 diskutierten Argumenten der fehlerbehafteten Sensitivität erklären. Andererseits sind die TDS Messung der Phasenraumdichten  $\rho(z, \delta\gamma)$  für Einstellungen B und C limitiert, siehe Abb. 4.34. Durch die Begrenzung in der Energieabweichung  $\delta\gamma$  wird in den Randgebieten, wo die Energiebreite am größten ist, lokal die Ladung nicht detektiert. Besonders im Falle der Rekonstruktion von C ist die Ausweitung des longitudinalen Profils nicht ausgeschlossen.

Auf Grund der Komplexität der Spektrometerkalibrierung und der Schwierigkeit der hinreichend genauen Profilmessung mit der TDS kann insgesamt von einer sehr guten Übereinstimmung von TDS und SP4 Messung gesprochen werden. Beide Messungen sollten nicht in Konkurrenz stehen, sondern als komplementäre Methoden verstanden werden.

## 4.6 Demonstrationsbeispiele

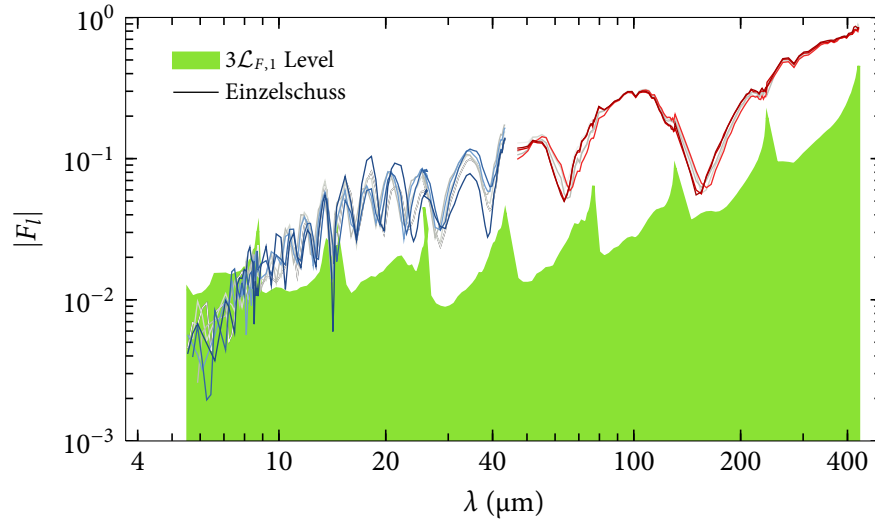
Im Rahmen dieser Arbeit wurden weniger die Eigenschaften der beschleunigten und komprimierten Elektronenpakete von FLASH untersucht als hauptsächlich über den Aufbau und Eigenschaften des vierstufigen THz Spektrometers SP4 berichtet. Als Beispiel für die Leistungsfähigkeit und mögliche Anwendungsfelder werden 4 Messungen im Folgenden präsentiert.

### 4.6.1 Einzelschussmessung

Das Spektrometer ist in der Lage das Spektrum einzelner Elektronenpakete zu messen. Wie in Kap. 3 dargestellt, sind die BCMs der magnetischen Schikanen BC2 und BC3 nur bedingt in der Lage a priori die absolute Bunchlänge zu bestimmen, doch können sie die relative Kompression aller Elektronenpakete vermessen und werden zur Phasenregelung der Beschleunigermodule ACC1, ACC2 und ACC3 verwandt. Das Spektrometer misst hingegen die spektrale Struktur der Elektronenpakete und kann im Prinzip gleichzeitig Variationen der globalen und lokalen Profilform auflösen, d.h. unterscheiden, ob sich die Gesamtlänge und/oder die Form ändert.

In Abb. 4.41 sind fünf aufeinander folgende Einzelmessungen (innerhalb von 0.5 s) des Formfaktors beider Gitterstufen gezeigt. Schnelle Fluktuationen der Maschinenparameter resultieren in unterschiedliche Formfaktorstrukturen. In diesem Beispiel sind die Verschiebungen der Minima und Maxima, d.h. eine Änderung der Elektronenpaketlänge, prominent (vgl. Abb. 2.2). Diese nicht nur intensitätsabhängige Informationen könnten für eine HF-Regelung genutzt werden, die nicht nur die Phase einer HF-Station korrigiert (analog zu z.B. BCM 4DBC3  $\rightarrow \varphi_{ACC2+3}$ ), sondern mehrere, da unterschiedliche Beschleunigermodule bzw. deren Phasen die Elektronenpaketform und somit den Formfaktor unterschiedlich beeinflussen.

Die Weiterentwicklung von der momentan verwendeten nicht parasitären Übergangsstrahlung hin zu Detektion von kohärenter Diffraktions- oder Synchrotronstrahlung erlaubt die zerstörungs-



**Abbildung 4.41:** Einzelschussmessungen des Formfaktors  $|F_l|$  nach Gl. (4.40). Das dreifache RMS Rauschlevel  $\mathcal{L}_{F,1}$  des Formfaktors der Einzelmessung ist nach Gl. (4.39) angegeben. Die Ladung  $Q$  beträgt 0.45 nC. Jeweils 5 sukzessive Messungen pro Gitterstufe sind gezeigt. Durch Fluktuationen (z.B. in Phase und Amplitude der ACCs oder in den Injektorlasereigenschaften) im gesamten FLASH Beschleuniger ändert sich die Kompression von Schuss zu Schuss. Positionsänderungen der Minima und Maxima zeigen Längenänderungen des Elektronenpaketes an.

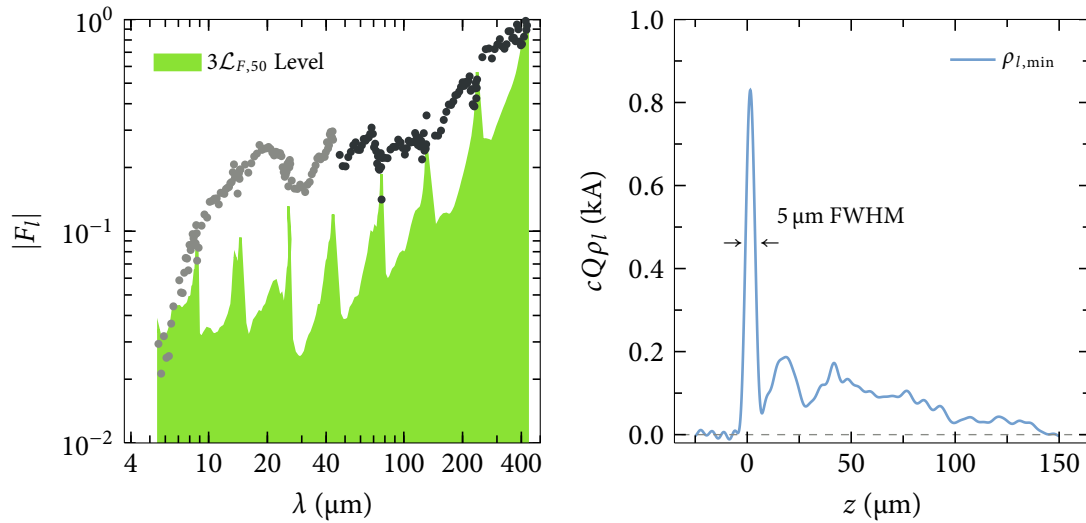
freie Messung aller Elektronenpakete im Pulszug. Eine auf Diffraktionsstrahlung basierende Schirmstation mit einem identischen THz Spektrometer ist im Beschleunigertunnel direkt vor den SASE Undulatoren bei 13SMATCH aufgebaut (Abb. D.3) und wird derzeit im Betrieb genommen.

#### 4.6.2 Kurze Elektronenpakete

Um die Eigenschaften der im SASE FEL erzeugten Röntgenpulse hinsichtlich kleiner Pulsdauern, d.h. Erhöhung des zeitlichen Auflösungsvermögens bei pump-probe Experimenten, und höherer longitudinaler Kohärenz [HK07], d.h. die gesamte Intensität ist in weniger unabhängigen Photonenpaketen konzentriert, zu verbessern, wird versucht die Elektronenpakete immer weiter zu verkürzen [RMPr08]. Mit konventionellen Methoden bedeutet dies, dass der Energiegradient verstärkt wird und in einer höheren Kompression der Elektronenpaketlänge resultiert, siehe Abs. 1.4. Longitudinale Raumladungskräfte LSC und CSR erzwingen eine gleichzeitige Reduktion der Ladung  $Q$  auf wenige Pico- bzw. hunderte Femtocoulomb [RMPr08].

Bei FLASH wird auch diese Art der Verkürzung der Bunche und somit der Photonenpulse angewandt. Hierfür wird das Photokathodenlasersystem mit einem zusätzlichen Kurzpulslaser mit geringer Pulsenergie (weniger erzeugte Ladung) in Betrieb genommen [RRSR<sup>+</sup>12]. In Abb. 4.42 ist eine Formfaktormessung samt Profilrekonstruktion gezeigt, in der testweise ein 50 pC Elektronenstrahl auf eine Länge  $\sigma_z$  von 5  $\mu\text{m}$  bzw. 16.5 fs (FWHM) komprimiert wurde. Das Spektrometer ist in der Lage, solch kurze Elektronenpakete aufzulösen, vgl. Abb. 4.33.

Hinsichtlich der Rekonstruktion mittels der Kramers-Kronig-Relation setzt diese Messung die



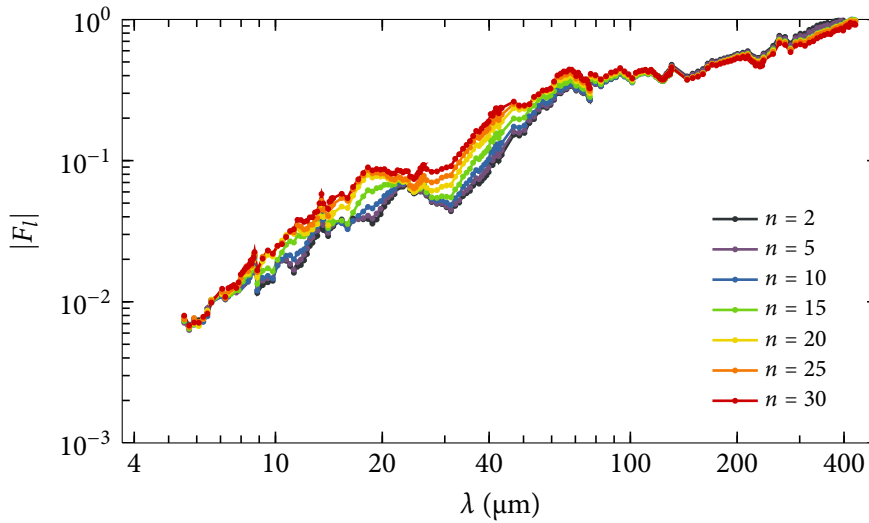
**Abbildung 4.42:** Formfaktor  $|F_l|$  (links) und Profilrekonstruktion  $\rho_{l,\min}$  nach Gl. (4.44) und (4.45) eines kurzen Elektronenpaketes mit geringer Ladung  $Q = 50$  pC (rechts). Es wurden über 50 Einzelmessungen pro Gitterstufe gemittelt; die Schwelle des dreifachen Rauschlevels des Mittelwertes ist angegeben. Die berechnete Länge  $\sigma_z$  für den Bereich um den Spitzenstrom beträgt  $5\ \mu\text{m}$  (FWHM). Das vermessene Elektronenpaket ist hinsichtlich Länge und Ladung sehr nahe dem theoretischen Detektionslimit, siehe Abb. 4.33. Die tiefen Modulationen sind artifizuell, vgl. Abb. 4.38.

untere Grenze für das Spektrometer. Für noch kürzere Elektronenpakete muss der spektrale Bereich hin zu kleineren Wellenlängen erweitert bzw. verschoben werden. Der alleinige Gitteraustausch zu kleineren Perioden  $d$ , siehe Gl. (4.9) und Abb. 4.11, ist durch die Sensitivität der pyroelektrischen Detektoren X009 (Abb. C.10) begrenzt, die unterhalb von  $\lambda = 5\ \mu\text{m}$  nicht vermessen wurde und auf Grund der Polymerschicht nicht simuliert werden kann. Tests lassen auf eine Grenze von  $\lambda = 1\ \mu\text{m}$  schließen. Im Falle optischer Wellenlängen sind kommerzielle Spektrometersysteme erhältlich. Bzgl. extrem kleiner Ladungen  $Q < 50$  pC und Längen  $\sigma_z \approx 0.5 - 4\ \mu\text{m}$  (RMS) ist der Einsatz von anderen Detektoren im THz Spektrometer angesagt.

### 4.6.3 Messung entlang Pulszug

Wie in Abs. 1.2 und Abb. 1.4 beschrieben, können pro Pulszug maximal 800 Elektronenpakete mit einer Repetitionsrate von  $f_{\text{mikro}} = 1$  MHz beschleunigt und im SASE Prozess zum Lasen gebracht werden. Innerhalb dieses Zuges kann die Kompression variieren und zu einem unterschiedlichen Energielevel führen. Von Interesse ist es im FEL-Betrieb die Bunchlängen  $\sigma_z$  bzw. die longitudinale Profile  $\rho_{l,\min}$  zu messen und dem Experimentator zu Verfügung zu stellen oder aber die Kompression entlang des Pulszuges kontrolliert zu verändern.

In Abb. 4.43 ist eine Messung des Formfaktors an einzelnen Elektronenpaketpositionen gezeigt. Hierfür wurde der Zeitpunkt des Triggers des schnellen Kickermagneten CTR<sub>1</sub>, siehe Abb. B.2, sukzessive verschoben. Das Anwachsen des Formfaktors zeigt, dass in diesem Fall spätere Elektronenpakete stärker komprimiert werden als frühere.



**Abbildung 4.43:** Gemessene Formfaktoren  $|F_l|$  entlang des Pulszuges mit 30 Elektronenpaketen, einer Repe-  
titionsrate  $f_{\text{mikro}} = 250$  kHz und einer mittleren Elektronenpaketladung  $Q$  von 130 pC. Gemittelt wurde  
pro Gittersatz über mehr als 300 Einzelmessungen. Für sieben unterschiedliche Bunchpositionen  $n$  wurde  
der Formfaktor bestimmt, der entlang des Pulszuges anwächst.

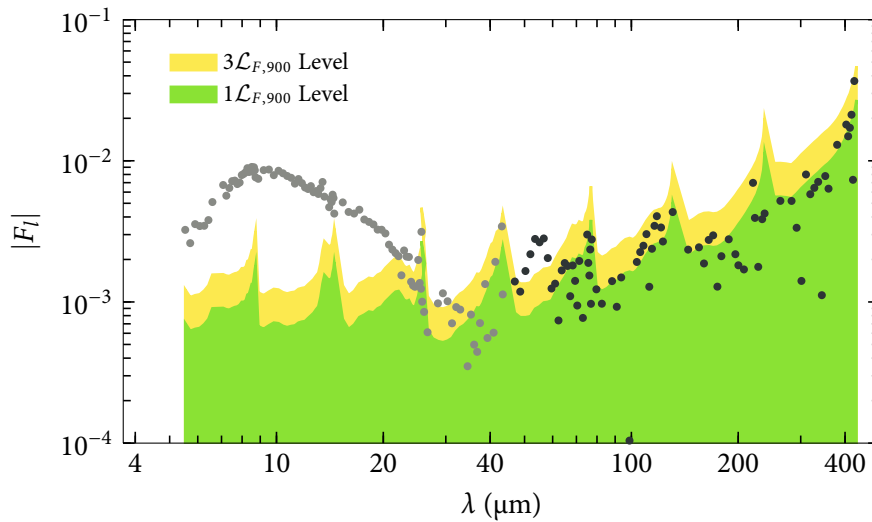
#### 4.6.4 Microbunching Instabilität

Die Microbunching Instabilität wurde erstmals beschrieben in [SSY02] und bei optischen Wellen-  
längen bei der linear coherent light source LCLS [ADE<sup>+</sup>08, LAB<sup>+</sup>08], wenig später bei anderen  
FELs (z.B. [LSB<sup>+</sup>09]), beobachtet. Es beschreibt das Phänomen, dass anfängliche kleine longitu-  
dinale Dichtemodulationen der Periode  $\lambda_{\mu B} \ll \sigma_z$  im Elektronenpaket durch LSC entlang des LI-  
NACs [SSY04] oder CSR in den magnetischen Schikanen [HK02] Energiemodulationen derselben  
Periode hervorrufen und diese wiederum in den magnetischen Schikanen mit endlicher longitudi-  
naler Dispersion  $R_{56}$  in verstärkte Dichtemodulationen übersetzt werden. Besitzt ein Beschleuniger  
mehr als einen BC, so kann sich dieser Effekt potenzieren.

Zwei Hauptproblematiken entstehen: 1. Die Mikrostrukturierung und die lokal erhöhte Ener-  
giebreite stellen eine Verschlechterung der Strahlqualität dar, welche mit dem SASE Prozess kon-  
kurrieren und die Leistung der erzeugten FEL Strahlung degradieren. Das Konzept des *laser hea-*  
*ter* [HBE<sup>+</sup>04, HBD<sup>+</sup>10] kann dem entgegenwirken. 2. Eine anfängliche Modulationslänge von  $\lambda_{\mu B} >$   
 $1 \mu\text{m}$  kann ebenso wie das Elektronenpaket insgesamt komprimiert und in den Bereich der optischen  
Wellenlängen gestaucht werden. Folglich emittiert das Elektronenpaket kohärente Strahlung in die-  
sen Spektralbereich. Die Verwendung üblicher optischer Diagnostikmethoden, für z.B. der Messung  
des transversalen Strahlprofils mittels optischer inkohärenter Übergangsstrahlung OTR, wird ver-  
hindert. Die Entwicklung neuer Messkonzepte ist unvermeidlich (siehe [BGK<sup>+</sup>12] und enthaltene  
Referenzen). Auch wird die Profilrekonstruktion nach Gl. (4.44) und (4.45) verfälscht, da sich die  
Signatur der Instabilität im Spektrometer mit dem Formfaktor des Profils überlagert.

Auch bei FLASH wurde das Vorhandensein der Microbunching Instabilität in unterschiedlichen

spektralen Regionen zwischen 300 nm und 20  $\mu\text{m}$  [SBDH<sup>+</sup>08, WBSS09, BGK<sup>+</sup>12] nachgewiesen. Eine Messung des THz Spektrometers in Abb. 4.44 stellt die Modulation im Formfaktor dar. Hierfür wurde ein unkomprimiertes Elektronenpaket vermessen, dessen Elektronenpaketlänge  $\sigma_z = 1.7$  mm (RMS) zu groß ist, um im Bereich  $\lambda < 440$   $\mu\text{m}$  signifikante (messbare) kohärente Strahlung zu erzeugen. Die Modulationen zeigen eine große Bandbreite um das Maximum von ca. 8 bis 9  $\mu\text{m}$ . Mit dem SP4 Spektrometer kann dieses Phänomen im Detail untersucht werden.



**Abbildung 4.44:** Gemessener Formfaktor  $|F_l|$  eines unkomprimierten Elektronenpaketes ( $\varphi_{\text{ACC}s} = 0$ , siehe Abs. 1.3) mit Ladung  $Q = 0.7$  nC. Es wurde über 900 Einzelmessungen gemittelt. Die Gesamtlänge beträgt ca. 1.7 mm (RMS), vgl. Tab. 1.1, und sollte keine kohärente Übergangsstrahlung innerhalb der Spektrometerbandbreite emittieren. Das Phänomen der Microbunching Instabilität erzeugt stark fluktuierende Dichtemodulationen im Bereich von wenigen Mikrometern, die über CTR nachgewiesen werden.



# Zusammenfassung

Die von einzelnen Elektronenpaketen emittierte kohärente THz Strahlung wurde vermessen, um deren absolute Länge und longitudinale Struktur zu bestimmen. Die von FLASH Beschleuniger erzeugten hochrelativistischen und auf wenige 10  $\mu\text{m}$  komprimierten Elektronenpakete wurden in Echtzeit mit zwei unterschiedlichen Methoden untersucht.

Es wurde mit Modellüberlegungen gezeigt, dass aus Messungen der integralen Strahlungsintensität auf die absolute Elektronenpaketlänge unabhängig von der expliziten Ladungsverteilung geschlossen werden kann. Dies setzt ein detailliertes Verständnis des gesamten Messapparats voraus. Die experimentellen Aufbauten der vorhandenen Kompressionsmonitore (BCM) an den Positionen 9DBC2 und 4DBC3 wurden ausgetauscht, um eine reproduzierbare Justierung zu ermöglichen, einen verlässlichen Betrieb zu gewährleisten und den dynamischen Bereich der Sensitivität optimal auf FLASH anzupassen. Dadurch wurde eine wesentliche Verbesserung der Kompressionskontrolle der Elektronenpakete erreicht. Ein komplettes Modell der BCMs, d.h. von der Strahlungsquelle bis zur Spannungssignaldigitalisierung, wurde entwickelt, welches eine Signalamplitude vorhersagt, die nicht von der exakten longitudinalen Struktur unterhalb einer Länge von 200  $\mu\text{m}$  (RMS) beeinflusst wird. Die erwarteten Signale in Abhängigkeit der Elektronenpaketlänge wurden mit Ladungsprofilmessungen der transversal ablenkenden Struktur (TDS) verglichen. Für vollkomprimierte Elektronenpakete nach dem letzten Kompressor BC3 konnte das Modell in einem Längenbereich von 50 bis 190  $\mu\text{m}$  (RMS) mit einer Abweichung zur TDS von unter 7% verifiziert werden. Für das Kompressionssignal BCM 9DBC2 wurde eine Abhängigkeit ermittelt, die nicht quadratisch mit der Ladung skaliert. Deren Ursache ist unbekannt und verhindert momentan die absolute Längenbestimmung des Elektronenpaketes an diese Position im FLASH Beschleuniger. Auf Grund der Verwendung parasitärer kohärenter Diffraktionsstrahlung kann in FLASH die Länge eines jeden Paketes hinter BC3 im Pulszug bis zur einer Repetitionsrate von 1 MHz in Echtzeit bestimmt werden.

Ein robustes und kompaktes Reflexionsgitterspektrometer wurde entwickelt, gebaut und in Betrieb genommen, um die longitudinale Struktur der Elektronenpakete mittels kohärente Übergangsstrahlung (CTR) auflösen zu können. Durch fünf kaskadierte Gitterstufen wird die Strahlungsintensität spektral zerlegt und mit 118 pyroelektrischen Einzeldetektoren gemessen. Zwei Gittersätze ermöglichen den Wellenlängenbereich von 5.5 bis 44  $\mu\text{m}$  und 45 bis 440  $\mu\text{m}$  gleichzeitig zu erfassen. Die CTR Quelle sowie die Strahlführung bei Position 17ACC7 wurde für das neue Spektrometer modifiziert und erlaubt die Transmission von Wellenlängen zwischen 0.6 und 900  $\mu\text{m}$ . Ein Gesamtmodell von Quelle, Strahlführung und Spektrometer wurde erstellt und mit TDS Messungen verglichen. Für Elektronenpakete des normalen FLASH Betriebs ist die Übereinstimmung exzellent; jedoch können kleinere Strukturen auf Mikrometerskala mit dem Spektrometer besser aufgelöst werden. Der abgedeckte Wellenlängenbereich ermöglicht es, aus der spektralen Intensität das longitudinale Dich-

teprofil mittels der Kramers-Kronig-Relation (innerhalb der intrinsischen Limitierungen) zu rekonstruieren. Für ein extrem komprimiertes Elektronenpaket mit einer Ladung von 50 pC wurde eine Länge von bis zu 5  $\mu\text{m}$  (FWHM) gemessen. Dies stellt die momentane theoretische Auflösungsgrenze des Spektrometers in Elektronenpaketlänge und -ladung dar. Überdies ist es möglich, Strukturänderung entlang des Pulszuges zu detektieren und Fluktuationen von Schuss zu Schuss zu vermessen.

Das universelle Konzept des Spektrometers kann erweitert werden: Die Verstärkerelektronik ist soweit anpassbar, dass zwischen einzelnen, aufeinander folgenden Elektronenpaketen bis zu 1 MHz unterschieden werden kann. Zerstörungsfreie Untersuchungen der longitudinalen Eigenschaften aller Elektronenpakete ist durch die Verwendung von Strahlungsarten wie Diffraktions- oder Synchrotronstrahlung möglich. Eine Adaption hinzu kürzer Wellenlängen für die Detektion kürzere Elektronenpakete ist bis 1  $\mu\text{m}$  durch den alleinigen Einbau von Reflexionsgittern mit kleinerer Periode zu bewerkstelligen.



# A Übergangs- und Diffraktionsstrahlung

Die in dieser Arbeit zur longitudinalen Strahldiagnostik verwendeten Strahlungsprozesse sind Übergangsstrahlung (transition radiation TR) in Kap. 4 und Diffraktionsstrahlung (diffraction radiation DR) in Kap. 3. Im Feld dieser Strahlungen ist die dreidimensionale Elektronenpaketstruktur kodiert, siehe Kap. 2.

Ausgangspunkt ist ein ein geladenes Teilchen, welches sich gleichförmig bewegt und die Grenzschicht zweier unterschiedlich dichter Medien durchquert. Die verschiedenen Materialeigenschaften erzwingen die Neukonfiguration des elektromagnetischen Feldes gemäß den Stetigkeitsbedingungen, was zur Emission von Strahlung in Rückwärts- und Vorwärtsrichtung bzgl. der Bewegungsrichtung führt: Der Übergangsstrahlung [GF46].

Beim Übergang vom Vakuum in ein perfektes Metall und unterhalb der Plasmafrequenz tritt im Wesentlichen die Emission in Rückwärtsrichtung auf, da elektromagnetischen Wellen in Vorwärtsrichtung stark gedämpft werden. Für ein hochrelativistisches Teilchen, dessen Coulombfeld sich durch die Lorentzkontraktion zur einer flachen Scheibe ausbildet und dessen Feldkomponente in Bewegungsrichtung vernachlässigbar ist, können verschiedene äquivalente Modelle zur theoretischen Beschreibung herangezogen werden:

- Die schnelle Annäherung des geladenen Teilchens an die entsprechend induzierte Spiegelladung und abrupter Stopp an der Grenzfläche [GF46].
- Die Erzeugung von Oberflächenströmen, die das elektromagnetische Feld an der Grenzschicht exakt kompensieren und als Strahlungsquelle der TR dienen [SED<sup>+</sup>07].
- Konvertierung der virtuellen Photonen des Coulombfeldes in reale Photonen, d.h. Reflexion des Feldes, mittels der Weizäcker-Williams Methode [Jac99].

Durch das ausgedehnte transversale Feld der Ladung ist es nicht nötig, dass das Teilchen in ein neues Medium taucht, sondern es reicht aus, wenn es sich durch eine Apertur, z.B. eine Blende, bewegt, um einen Teil des Feldes zu emittieren. Dieser Beugungseffekt, der als Erzeugung von Diffraktionsstrahlung bezeichnet wird, ist eine Verallgemeinerung der Übergangsstrahlung [PRST10].

In diesem Abschnitt werden Eigenschaften der spektralen Intensitätsverteilung von TR und DR für symmetrische und endlich ausgedehnte Quellen bzw. Metallschirme im Nah- (Fresnel'sche Näherung) und Fernfeld (Fraunhofer'sche Näherung) angegeben. Es wird auf die Notwendigkeit der Nahfeldbetrachtung eingegangen und abschließend die mathematische Behandlung der Fourier Wellenpropagation, welche im *Mathematica*-Paket *THzTransport* [Sch] Anwendung findet, kurz diskutiert. Die Ausführungen orientieren sich an [GS06] und [CSS05].

## A.1 Spektrale Intensitätsverteilung

Die Leistungsflächendichte einer elektromagnetischen Welle ist im Vakuum durch den Poynting Vektor

$$\mathbf{S} = \frac{1}{\mu_0} \mathbf{E} \times \mathbf{B} = \varepsilon_0 c \left( |\mathbf{E}|^2 \mathbf{n} - (\mathbf{E} \cdot \mathbf{n}) \mathbf{E} \right) \quad (\text{A.1})$$

gegeben. Die Vakuumlichtgeschwindigkeit wird mit  $c$ , die elektrische Feldkonstante mit  $\varepsilon_0$  und die Vakuumpermeabilität mit  $\mu_0$  bezeichnet. Der elektrische  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$  und der magnetische Feldvektor  $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$  sind von dem Ort  $\mathbf{r}$  und der Zeit  $t$  abhängig. Das magnetische Feld kann durch  $\mathbf{B} = c^{-1} \mathbf{n} \times \mathbf{E}$  substituiert [Jac99] werden, wobei  $\mathbf{n}(t)$  den Einheitsvektor vom Ort der Ladung zum Beobachter in Abhängigkeit der retardierten Zeit definiert.

Sind die zu  $\mathbf{n}$  parallel gerichteten Felder klein, d.h. der Beobachter ist weit von der Quelle entfernt oder das Quellfeld bei relativistischen Geschwindigkeiten dominant transversal, kann der zweite Term in Gl. (A.1) vernachlässigt werden:  $\mathbf{E} \cdot \mathbf{n} \approx 0$ . Folglich zeigt  $\mathbf{S}$  in Richtung des Beobachters.

Die Energie- bzw. Intensitätsflächendichte ist über das zeitliche Integral des Poynting Vektors bestimmt:

$$\frac{dU}{dA} = \int_{-\infty}^{\infty} S(t) dt = \varepsilon_0 c \int_{-\infty}^{\infty} |E(t)|^2 dt = \frac{\varepsilon_0 c}{\pi} \int_0^{\infty} |\tilde{E}(\omega)|^2 d\omega . \quad (\text{A.2})$$

Unter Ausnutzung des Parseval'schen Theorems ergibt sich die gesuchte spektrale Intensitätsflächendichte

$$\frac{d^2U}{d\omega dA} = \frac{\varepsilon_0 c}{\pi} |\tilde{E}(\omega)|^2 , \quad (\text{A.3})$$

welche proportional zum Betragsquadrat der Fouriertransformierten  $\tilde{E}(\omega)$  ist.

### A.1.1 Relativistische Punktladung

Nach der Weisäcker-Williams Methode der virtuellen Quanten wird die Fourierkomponente des Coulombfelds an dem metallischen Schirm reflektiert. Das Feld eines relativistischen punktförmigen Teilchens mit Ladung  $e$  und Geschwindigkeit  $v = \beta c$  ist durch [Jac99]

$$\mathbf{E}(t, \rho, z) = -\frac{e}{4\pi\varepsilon_0} \frac{\gamma}{(\rho^2 + \gamma^2(z - c\beta t)^2)^{3/2}} \begin{pmatrix} \rho \\ z - c\beta t \end{pmatrix} \quad (\text{A.4})$$

gegeben.  $\gamma$  bezeichnet den relativistischen Gammafaktor,  $z$  die longitudinale Achse in Bewegungsrichtung und  $\rho$  den Radius in transversaler Richtung. Das Feld ist rotationssymmetrisch, radial polarisiert und durch die Lorentzkontraktion in  $z$  gestaucht.

Im hochrelativistischen Fall  $\gamma \gg 1$  kann das longitudinale Feld  $E_z$  vernachlässigt werden. Mit der hier verwendeten Definition der Fouriertransformation ergibt sich am Ort der Grenzfläche bzw.

des Schirmes  $z = 0$  mit

$$\tilde{E}_r(\omega, \rho) = \int_{-\infty}^{\infty} E_r(t, \rho, 0) e^{-i\omega t} dt \quad (\text{A.5})$$

$$E_r(t, \rho, 0) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}_r(\omega, \rho) e^{i\omega t} d\omega$$

die Fourierkomponente des transversalen radialen Feldes

$$\tilde{E}_r(\omega, \rho) = \frac{-e\omega}{(2\pi)^2 \epsilon_0 \beta^2 \gamma c^2} K_1\left(\frac{\omega\rho}{c\beta\gamma}\right). \quad (\text{A.6})$$

Es bezeichnet  $K_n(x)$  die Modifizierte Besselfunktion zweiter Gattung.  $K_1$  ist streng monoton fallend. Tiefe Frequenzen  $f = \omega/(2\pi)$  sind somit radial ausgedehnter als hohe.

Mit der Forderung, dass das Argument identisch Eins ist, kann eine effektive Feldausdehnung  $\rho_{\text{eff}}$  definiert werden:

$$1 = \frac{\omega\rho_{\text{eff}}}{c\beta\gamma} \Rightarrow \rho_{\text{eff}} = \frac{c\beta\gamma}{\omega} = \frac{\lambda\beta\gamma}{2\pi} \approx \frac{\lambda\gamma}{2\pi}. \quad (\text{A.7})$$

### A.1.2 Intensitätsverteilung in der Beobachtungsebene

Die Fourierkomponente (Gl. (A.6)) des transversalen Feldes wird von der Metalloberfläche bei  $z = 0$  reflektiert und propagiert bis zur Beobachtungsebene mit Abstand  $D$  zur Quelle. Mit dem Huygens-Fresnel'schen Prinzip kann die Feldverteilung bestimmt werden: Jeder Punkt  $Q$  auf der Quellfläche wird als Ausgangspunkt einer Kugelwelle aufgefasst; das resultierende Feld im Beobachtungspunkt  $P$  stellt die Superposition aller Kugelwellen dar.

In Abb. A.1 ist die allgemeine geometrische Situation gezeigt. Auf Grund der Rotationssymmetrie des Feldes und der radialen Polarisierung kann das Problem ohne Beschränkung der Allgemeinheit für ein Punkt  $P = (x, 0, D)$  behandelt werden. Das elektrische Feld in  $P$  ist über das räumliche Integral

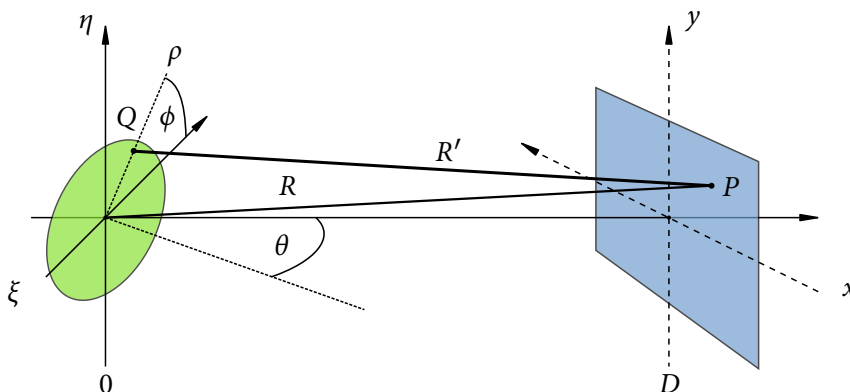


Abbildung A.1: Geometrie von Strahlungsquelle und Beobachtungsebene

des Quellfeldes der Schirmfläche gegeben:

$$\tilde{E}_x(\omega, P) = \frac{-i\omega}{2\pi c} \iint \left( \tilde{E}_r(\omega, \rho) \cos \phi \right) \frac{e^{i\omega c^{-1}R'}}{R'} \rho \, d\rho d\phi. \quad (\text{A.8})$$

Der azimuthale Winkel ist mit  $\phi$  gekennzeichnet;  $R'$  ist der Abstand von  $Q$  zu  $P$  und mit

$$R' = \sqrt{D^2 + (x - \rho \cos \phi)^2 + (\rho \sin \phi)^2} \approx R - \frac{x\rho \cos \phi}{R} + \frac{\rho^2}{2R} \quad (\text{A.9})$$

bestimmt. Als Näherung wird der Wurzelausdruck in zweiter Ordnung von  $\rho$  entwickelt. Hierbei ist  $R$  der Abstand vom Quellmittelpunkt  $(0, 0, 0)$  zu  $P$ , siehe Abb. A.1.

Für einen rotationssymmetrischen Schirm unter Verwendung von Gl. (A.9) und Einsetzen in Gl. (A.8) kann das Integral über  $\phi$  explizit berechnet werden. Hierbei wird die Näherung  $R' \approx R$  im Nenner für große Abstände  $D$  verwendet. Mittels der Beziehung des Flächendifferentials  $dA = R^2 d\Omega$  kann die spektrale Intensitätsdichte nach Gl. (A.3) in zweiter Ordnung bestimmt werden:

$$\frac{d^2U}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2 \omega^4}{4\pi^3 \epsilon_0 c^5 \beta^4 \gamma^2} \left| \int_b^a J_1 \left( \frac{\omega \rho \sin \theta}{c} \right) K_1 \left( \frac{\omega \rho}{c\beta\gamma} \right) \exp \left( i \frac{\omega \rho^2}{2cR} \right) \rho \, d\rho \right|^2. \quad (\text{A.10})$$

Die Integrationsgrenzen lassen einen endlichen Schirm mit äußeren Radius  $a$  und einem zentralen Lochradius  $b$  zu. Die Funktion  $J_n(x)$  ist die Bessel Funktion erster Gattung, welche vom Beobachtungswinkel  $\theta$  abhängt. Der Phasenterm ergibt sich aus dem quadratischen Term der Entwicklung von  $R'$ . Er beschreibt Nahfeldeffekte. Das Integral über  $\rho$  ist nicht analytisch zu lösen.

Wird ein unendlich ausgedehnter Vollschirm mit  $b = 0$  und  $a = \infty$  angenommen und der Phasenterm vernachlässigt, kann die spektrale Intensitätsdichte in Gl. (A.10) bestimmt werden:

$$\frac{d^2U_{\text{GF}}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{4\pi^3 \epsilon_0 c} \frac{\beta^2 \sin^2 \theta}{(1 - \beta^2 \cos^2 \theta)^2} \approx \frac{e^2 \gamma^2}{4\pi^3 \epsilon_0 c} \left( \frac{\theta \gamma}{1 + (\theta \gamma)^2} \right)^2. \quad (\text{A.11})$$

Dies ist die Ginzburg-Frank Formel für Übergangsstrahlung im Fernfeld. Die spektrale Intensität ist unabhängig von der Frequenz. Die total abgestrahlte Energie wächst logarithmisch mit  $\gamma$ .

### A.1.3 Beugungskriterien

Im realen Experiment sind die Bedingungen eines unendlich ausgedehnten Schirmes und Beobachtungsebene im Fernfeld, die zu Gl. (A.11) führen, nicht a priori gegeben. Was sind die Kriterien, ab denen diese Effekte eine Rolle spielen?

#### Endliche Schirmgröße

Durch die Endlichkeit des Beschleunigers können nur Schirme endlicher Größe verwendet werden. Die unterschiedliche Ausdehnung der Fourierkomponenten bewirkt, dass niederfrequente Spek-

tralanteile weniger effektiv reflektiert werden. Mittels Gl. (A.7) kann die Bedingung [CCOV99]

$$a > \gamma\lambda > \rho_{\text{eff}} \quad (\text{A.12})$$

aufgestellt werden.

Bei einem relativistischen Gammafaktor von  $\gamma = 1000$  und einem Schirmradius von  $a = 20$  mm, ist der Einfluss ab einer Wellenlänge von  $\lambda = 20$   $\mu\text{m}$  nicht vernachlässigbar. Verwendet man Diffraktionsstrahlung mit  $b > 0$  (Gl. (A.10)) werden analog alle Wellenlängen unterdrückt, besonders jedoch die kurzen. In Abb. A.2 ist die spektrale Intensität  $dU/d\lambda$  für verschiedene Schirmkonfigurationen der Ginzburg-Frank Formel (Gl. (A.11)) gegenüber gestellt.

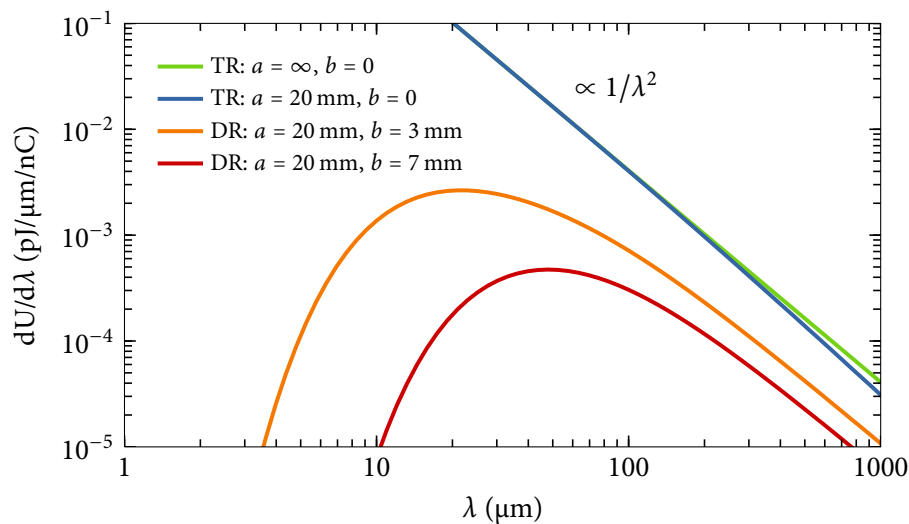
### Nah- und Fernfeldbetrachtung

Befindet sich die Beobachtungsebene im Nahfeld der Strahlung, ist es nicht zulässig den Abstand  $R'$  nur in erster Ordnung zu nähern, siehe Gl. (A.9). Der Phasenterm in Gl. (A.10) muss berücksichtigt werden. Nach [CCOV99] ist die Näherung erst möglich, wenn der Abstand zum Beobachter

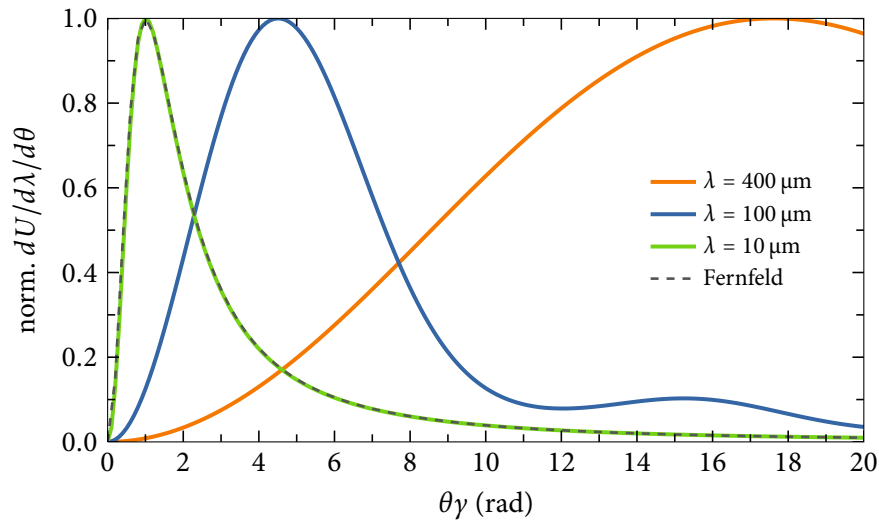
$$D > \gamma^2\lambda \quad (\text{A.13})$$

beträgt.

Nimmt man einen Abstand  $D$  von 20 m und einen relativistischen Gammafaktor  $\gamma$  von 1000 als Beispiel, so ist erst für Wellenlängen unterhalb von  $\lambda = 20$   $\mu\text{m}$  die Fernfeldbedingung erfüllt. In



**Abbildung A.2:** Spektrale Gesamtintensität  $dU/d\lambda$  von Übergangs- TR und Diffraktionsstrahlung DR in Abhängigkeit der Wellenlänge  $\lambda$  verschiedener Schirmgeometrien nach Gl. (A.10): Der relativistische Gammafaktor beträgt 1000. Die Intensität bezieht sich auf ein Elektron der Ladung  $Q = 1$  nC. Die Einschränkung des TR Schirmes auf endlicher Größe unterdrückt die Emission langer Wellenlängen marginal. Die Ausweitung auf DR mittels eines Lochradius  $b$  reduziert die Intensität insgesamt und lässt sie für kurze Wellenlängen stark abfallen.



**Abbildung A.3:** Normierte Winkelverteilung von Übergangsstrahlung in Abhängigkeit von  $\theta\gamma$  für verschiedene Wellenlängen  $\lambda$  nach Gl. (A.10): Der Schirmradius beträgt  $a = 10$  mm, der relativistische Gammafaktor  $\gamma = 1000$  und der Abstand zum Schirm  $D = 20$  m. Zum Vergleich ist die Winkelverteilung im Fernfeld nach Gl. (A.11) gezeigt. Im Falle der CTR beamline (siehe Abb. B.3) und dem abgedeckten Wellenlängenbereich des Spektrometers (siehe Abb. 4.11) ist es auf Grund von Beugungseffekten nicht zulässig die Fernfeldnäherung zu verwenden.

Abb. A.3 ist die normierte Winkelverteilung der Intensität für verschiedene Wellenlängen gezeigt. Es ist deutlich, dass nur eine korrekte Beschreibung durch Gl. (A.10) gegeben ist.

### Abweichung zum senkrechten Einfall

Um erzeugte Übergangs- und Diffraktionsstrahlung aus dem Maschinenvakuum auskoppeln zu können, werden Schirme üblicherweise um  $45^\circ$  zu Elektronenbewegungsrichtung verkippt. Die Strahlung wird somit unter  $90^\circ$  reflektiert, vgl. z.B. Abb. 3.1.

Die Symmetrie im Beobachtungswinkel  $\theta$  wird gebrochen: In der Drehebene wird das Profil asymmetrisch. In der Huygens-Fresnel Theorie (Gl. (A.8)) kann dies mit einer Korrektur des Beobachtungswinkel näherungsweise beschrieben werden [CSS05]. Ein Vergleich mit dem vektoriellen Ansatz [SF08] zeigt signifikante Abweichungen erst bei großen Drehwinkeln ( $\gg 45^\circ$ ) und kleinen Elektronenstrahlenergien ( $\gamma < 20$ ).

## A.2 Strahlungstransport

Die Berechnung der Intensitätsverteilung wie in Abs. A.1 reicht nicht aus. Der Strahlungstransport über ablenkende und fokussierende Elemente von Quelle bis zum Detektor ist essentiell für die Entwicklung eines Modells von Kompressionsmonitor (Abs. 3.2.2) und THz Spektrometer (Abs. 4.4.1).

Für die Simulation wird das *Mathematica*-Paket *THzTransport* verwendet. Es berechnet numerisch auf einem Gitter für transversal ausgedehnte Elektronenpakete und beliebige Schirmgeometri-

en die erzeugte TR bzw. DR in Nahfeldnäherung und kann diese über fokussierende Spiegel, durch Aperturen, etc. transportieren.

### A.2.1 Propagation

In allgemeiner Form für  $Q = (\xi, \eta, 0)$  und  $P = (x, y, D)$  (siehe Abb. A.1) ergibt sich in kartesischen Koordinaten für beide Polarisationskomponenten  $E_x$  und  $E_y$  des elektrischen Feldes, vgl. Gl. (A.8):

$$\tilde{E}_{x,y}(\omega, P) = -i \frac{\omega}{2\pi c} \iint \tilde{E}_{x,y}(\omega, Q) \frac{e^{i\omega R'/c}}{R'} d\xi d\eta; \quad (\text{A.14})$$

der Abstand  $R' = \overline{QP}$  bestimmt sich in zweiter Ordnung zu

$$R' = \sqrt{D^2 + (x - \xi)^2 + (y - \eta)^2} \approx D + \frac{x^2 + y^2}{2D} + \frac{\xi^2 + \eta^2}{2D} - \frac{x\xi + y\eta}{D}. \quad (\text{A.15})$$

Mit den Näherungen für eine große Distanz  $D^2 \gg x^2 + y^2$  und  $D^2 \gg \xi^2 + \eta^2$  folgt aus Gl. (A.14):

$$\tilde{E}_{x,y}(\omega, P) = -i \frac{\omega}{2\pi c} \frac{e^{iD\omega/c}}{D} \iint \tilde{E}_{x,y}(\omega, Q) e^{i\omega \frac{\xi^2 + \eta^2}{2Dc}} e^{-i\omega \frac{x\xi + y\eta}{Dc}} d\xi d\eta. \quad (\text{A.16})$$

Schließlich ergibt sich mit den Definition der Wellenzahl  $k = \omega/c$  mit den transversalen Komponenten  $k_x = kx/D$  und  $k_y = ky/D$ :

$$\tilde{E}_{x,y}(k, P) = \left[ -i \frac{k}{2\pi} \frac{e^{iDk}}{D} \right] \iint \left( \tilde{E}_{x,y}(k, Q) e^{ik \frac{\xi^2 + \eta^2}{2D}} \right) e^{-i(k_x \xi + k_y \eta)} d\xi d\eta. \quad (\text{A.17})$$

Die Propagation des Feldes von  $z = 0$  nach  $z = D$  kann durch die zweidimensionale transversale Fouriertransformierte berechnet werden. Der Phasenterm berücksichtigt die Betrachtung des Nahfeldes.

### A.2.2 Fokussierung durch optische Elemente

Fokussierende Spiegel führen durch die Oberflächenkrümmung zu ortsabhängigen Weglängenunterschiede zu einer ortsabhängigen Phasenverschiebung  $\varphi_F(\omega, \xi, \eta)$  bzgl. eines Strahls entlang der optischen Achse. In der Darstellung der Fouriertransformierten wird diese Verschiebung als zusätzlicher Phasenterm zum Feld multipliziert. Es ergibt sich:

$$\tilde{E}_{x,y}(k, P) = \left[ -i \frac{k}{2\pi} \frac{e^{iDk}}{D} \right] \iint \left( \tilde{E}_{x,y}(k, Q) e^{ik \frac{\xi^2 + \eta^2}{2D}} e^{i\varphi_F(k, Q)} \right) e^{-ik_x \xi + ik_y \eta} d\xi d\eta. \quad (\text{A.18})$$

Beispielsweise ergibt sich für ein  $90^\circ$  ablenkenden idealen Fokussierspiegel mit Brennweite  $f$  eine Phase von [CSS05]

$$\varphi_F = -\frac{k}{2f} (\xi^2 + \eta^2). \quad (\text{A.19})$$

Die in transversaler Ebene richtungsunabhängige Verschiebung bewirkt eine optimale Fokussierung. Dies entspricht der Fokussiereigenschaft eines Parabolspiegels, der von Strahlen parallel zur Rotationsachse getroffen wird.



## B CTR beamline

Mitte 2005 wurde die CTR beamline (Jargon für Strahlführung), mit der Motivation Strahlung im Frequenzbereich von 200 GHz bis 100 THz für longitudinale Strahldiagnostik zur Verfügung zu stellen, aufgebaut. Eine Beschreibung der Installation und eine Charakterisierung dieser ist in [CSS<sup>+</sup>09] zu finden. Auf Grund des FLASH-Upgrades in 2009/2010 und insbesondere durch den Einbau des Beschleunigermoduls ACC7, siehe Abb. 1.1, musste die Strahlführung im Tunnel umgebaut werden, um den neuen Platzverhältnissen gerecht zu werden.

Das Spektrometer SP4, siehe Kap. 4, welches in dieser Arbeit Strahlung der CTR beamline untersucht, beeinflusste maßgeblich überdies die Entwicklung einer neuen Schirmstation und die Auslegung der Fokussierung. Dies schließt andere Experimente nicht aus, siehe [HSW<sup>+</sup>11, Wun12]. Im Folgenden wird der Aufbau der gesamten Installation beschrieben und deren Charakteristik bzgl. Übergangs- und Diffraktionsstrahlung untersucht, siehe Anh. A.

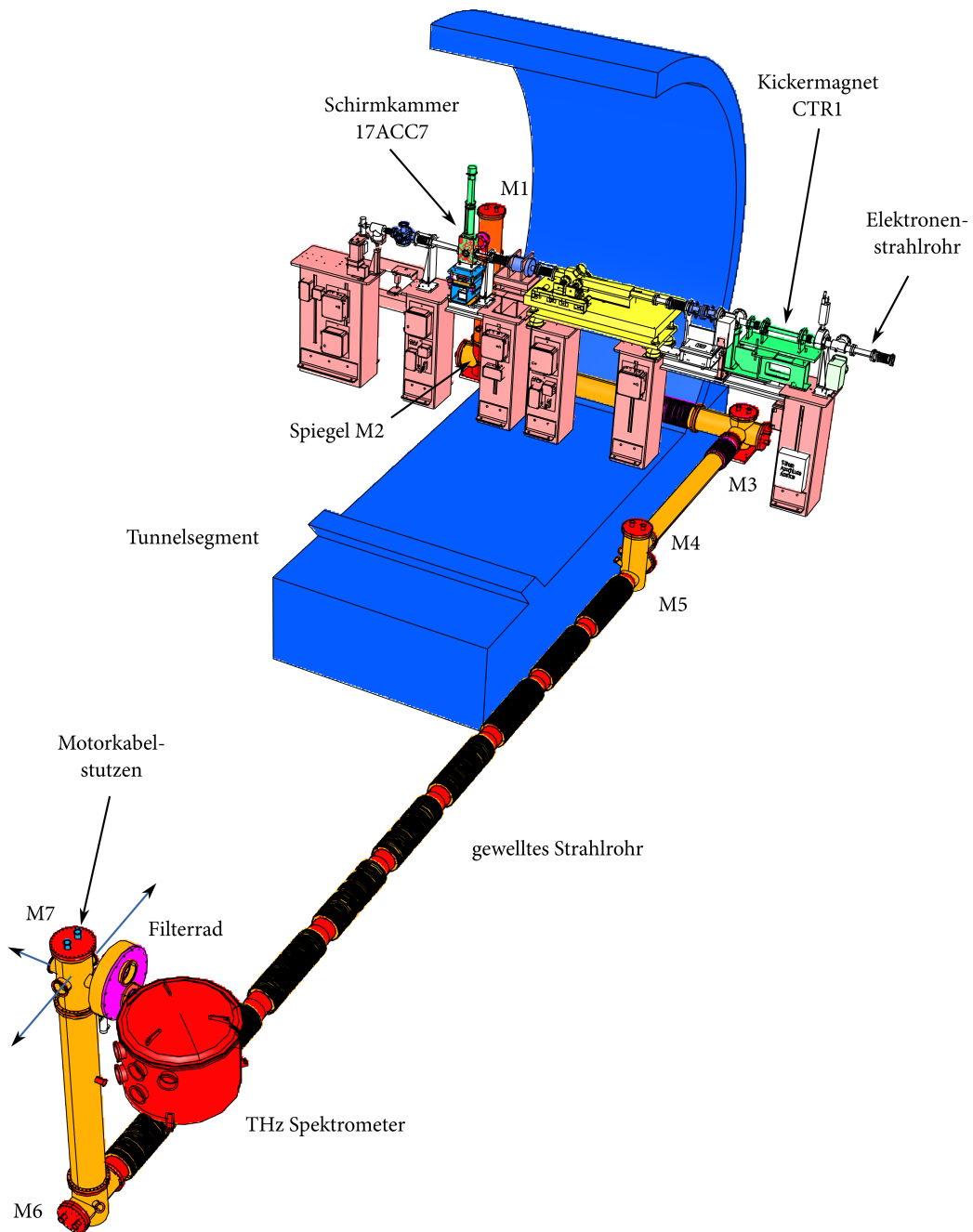
### B.1 Aufbau

Die CTR beamline verbindet die im FLASH Tunnel befindliche Schirmstation 17ACC7 mit einem außerhalb gelegenen Labor, in dem sich das THz Spektrometer befindet. Es führt die vom Elektronenpaket erzeugte Strahlung aus dem Elektronenstrahlvakuum in einem evakuierten Rohr mittels sieben Spiegel über eine Strecke von ca. 20 m zu vier verschiedenen Experimentierstationen. Durch die Verlagerung der Experimente aus dem Tunnel wird ein sehr einfacher und jeder Zeit möglicher Zugang bereitgestellt. Einen Überblick der CTR beamline nebst Schirmstation und Anbindung an das Spektrometer SP4 ist in Abb. B.1 gezeigt.

#### B.1.1 Schirmstation

Die Schirmstation 17ACC7, siehe Abb. B.2, beinhaltet vier unter 45° zur Elektronenstrahlachse stehende 380 µm dicke Siliziumschirme, die die rückwärtig emittierte Übergangsstrahlung unter 90° über zwei Schaufenster aus dem Maschinenvakuum zur jeweiligen Ablenkrichtung führt. Zur Erhöhung der Reflektivität sind die Schirme mit einer Aluminiummetallisierung von ca. 120 nm versehen.

Über einen Schrittmotor können drei unterschiedliche Schirmpositionen angefahren werden, die die CTR links- oder rechtsseitig bzgl. der Elektronenstrahlrichtung beobachten lässt. Zum einen stehen zwei Schirme zur Wahl, die den Elektronenstrahl auf der Strahlachse (on-axis) kreuzen und somit nicht simultan zum FEL Betrieb benutzt werden können. Die rechteckige Fläche beträgt 35 × 30 mm<sup>2</sup>. Zum anderen können parallel zwei Schirme mit der Fläche 15 × 25 mm<sup>2</sup> positioniert werden,



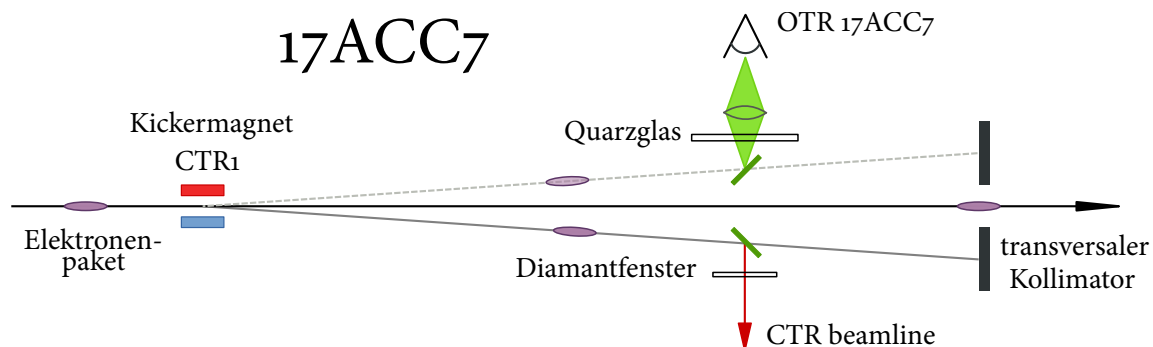
**Abbildung B.1:** Isometrische Ansicht der CTR beamline samt THz Spektrometer (Kap. 4) und der FLASH Sektion 17ACC7 (Ende Beschleunigungsmodul ACC7 bis Anfang Kollimator, siehe Abb. 1.1). Die in der Schirmstation (Abs. B.1.1) erzeugte rückwärtige Übergangsstrahlung wird über ein Diamantfenster, welches das Maschinen- ( $p \approx 10^{-9}$  mbar) vom Sekundärvakuum ( $p = 10^{-3} - 10^{-1}$  mbar) der CTR beamline physisch trennt, in das Strahlrohr mit einem Durchmesser von 200 mm geführt. Plan- und Fokussierspiegel (M1–M7) transportieren die Strahlung in ein externes Gebäude (ausgeblendet) zu vier möglichen Experimentierstationen. Die Gesamtlänge beträgt ca. 20 m. Wellrohre reflektieren chaotisch niederfrequente ungerichtete Strahlung und absorbieren diese. Das THz Spektrometer mit einem vorgesetzten Filterrad ist direkt und ohne Zwischenfenster an die CTR beamline angebunden. Parallel zum FEL Betrieb kann ein schneller Kickermagnet ein Elektronenpaket aus dem Pulszug (Abb. 1.4) auf ein Schirm abseits der Elektronenstrahlge lenken. Andere Elektronenpakete bleiben unbeeinflusst, siehe Abb. B.2.

die eine horizontale Ablage bzgl. der Elektronenstrahlachse aufweisen (off-axis). Beide bilden eine freie Apertur von 10 mm.

Für die Messung der transversalen Elektronendichte ist linksseitig der Elektronenbewegungsrichtung im Tunnel ein Kamerasystem OTR 17ACC7 aufgebaut, siehe Abb. B.2. Als Schaufenster dient Quarzglas mit einer freien Apertur von 60 mm. Rechtsseitig wird die Strahlung über ein Diamantfenster mit einer freien Apertur von 20 mm in die CTR beamline eingekoppelt.

### B.1.2 Kickermagnet

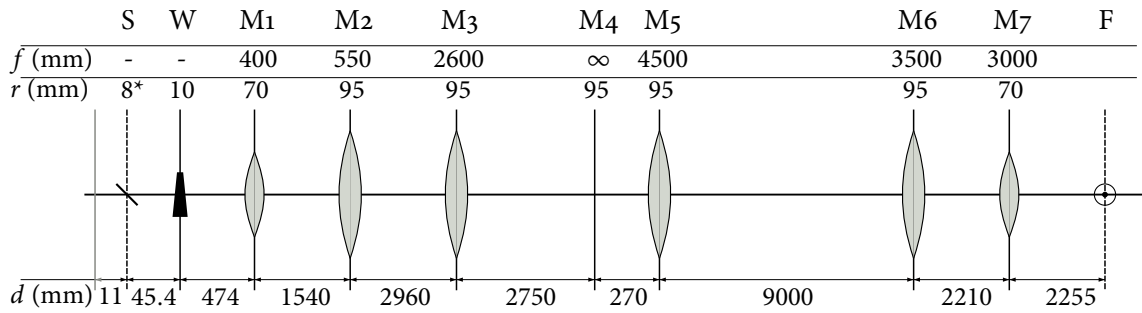
Für die gleichzeitige Nutzung der CTR beamline während des FEL Betriebs können Elektronenpakete mittels des Kickermagneten CTR<sub>1</sub> aus dem Pulszug auf die off-axis Schirme gelenkt werden, siehe Abb. B.2. Die Repetitionsrate von 10 Hz erlaubt nur die Trajektorie eines einzelnen Paketes aus dem gesamten Pulszug zu manipulieren, siehe Abb. 1.4. Durch die Änderung der Polung können beide Schirme (links wie rechts) nacheinander bedient werden. Eine Kickerpulslänge von ca. 1  $\mu$ s ermöglicht es einzelne Elektronenpakete bis einer Repetitionsrate  $f_{\text{mikro}}$  von 1 MHz horizontal abzulenken. Der Kicker CTR<sub>1</sub> befindet sich 3.5 m vor der Schirmstation 17ACC7. Zwischen Kicker und Schirm stehen keine fokussierende Quadrupole. Das entsprechende Matrixelement  $R_{12} = 3.5 \text{ mm/mrad}$  fordert eine Winkeländerung von ca. 3 mrad, um den Schirm mit dem Elektronenstrahl zentrisch zu treffen.



**Abbildung B.2:** Draufsicht der Messstation 17ACC7 inklusive des schnellen Kickermagneten CTR<sub>1</sub> und der Schirmstation. Abstände sind nicht maßstabsgetreu: Der Kickermagnet CTR<sub>1</sub> lenkt horizontal ein einzelnes Elektronenpaket aus dem Pulszug, siehe Abb. 1.4, wahlweise auf den linken (Kamera OTR 17ACC7) oder rechten Schirm (CTR beamline). Die on-axis Schirme werden in diese Arbeit nicht verwendet und sind nicht gezeigt.

### B.1.3 Transportoptik

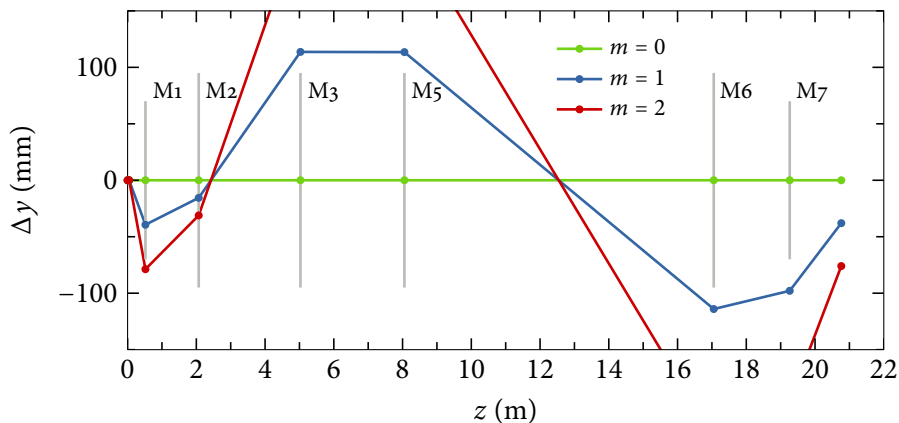
Die neu entworfene Transportoptik ist in Abb. B.3 dargestellt. Sechs Hartgold beschichtete Toroidalspiegel M (Reflektivität im infraroten Spektralbereich > 97%) führen und fokussieren den Strahl über 20 m zum THz Spektrometer. Die großen projizierten Spiegelradien  $r$  von bis zu 95 mm erlauben selbst tiefe Frequenzen, die durch Beugung transversal weniger kollimiert sind als hohe (Anh. A), zu transportieren, siehe Abs. B.2. Die Verwendung eines gewellten Strahlrohrs zwischen M<sub>5</sub> und M<sub>6</sub>



**Abbildung B.3:** Schematischer Aufbau der CTR beamline Optik: Dargestellt sind die Abstände  $d$  der Komponenten zueinander, die Radien  $r$  und Brennweiten  $f$  der Optiken. Übergangsstrahlung wird auf dem off-axis Schirm S (Abs. B.1.1) erzeugt, in die CTR beamline über ein Diamantkeilfenster W gespeist und über plane und toroidale Spiegel M zum Experiment geführt. Der geometrische Vergrößerungsfaktor beträgt  $-2.1$  im Fokus F. Die Optik bzgl. der on-axis Schirmpositionen wird nicht behandelt, da keine Messungen an diesen vorgestellt werden.

verhindert, dass niederfrequente ungerichtete Strahlung über Reflexionen an einer glatten Metalloberfläche zum Experiment gelangen. Über die chaotische Mehrfachreflexion werden diese Strahlungsanteile absorbiert.

Die komplette Verrohrung ist evakuiert, um Absorptionen, die durch den in der normalen Luft enthaltene Wasserdampf auftreten, zu vermeiden [CSS<sup>+</sup>09]. Als Separation des Maschinenvakuums vom Sekundärvakuum wird ein CVD Diamantfenster von *Diamond Materials* mit einem Keilwinkel  $\alpha_W$  von  $1^\circ$  benutzt; die mittlere Dicke beträgt 0.5 mm. Durch den Keil werden störende Etalon-Oszillation unterdrückt, vgl. Abs. 3.2.1. Der damit verbundene Ablenkwinkel  $\alpha_d$  bzgl. der optischen



**Abbildung B.4:** Optischer Weg der vom keilförmigen Diamantfenster hervorgerufenen Mehrfachreflexionen  $m$  nach Gl. (B.1) entlang der CTR beamline: Das Keilfenster ist vertikal orientiert. Die Spiegel sind für die nullte Ordnung  $m = 0$  optimiert. Reflexionen höherer Ordnungen werden durch die geometrische Akzeptanz blockiert.

Achse ist durch

$$\alpha_{d,m} = ((2m + 1) n - 1) \alpha_W \quad \text{mit} \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (\text{B.1})$$

gegeben [CSSSo6]. Hierbei bezeichnet  $n$  den Brechungsindex und  $m$  die Ordnung der Mehrfachreflexionen im Keilfenster. Der Winkel  $\alpha_{d,0}$  definiert den Hauptstrahl und wird mittels Anpassung der Position und des Winkels von Spiegel M1 kompensiert. Höhere Ordnungen können ein Problem darstellen. Oberhalb von  $\lambda = 10 \mu\text{m}$  beträgt für Diamant der Brechungsindex  $n = 2.38$ , was Winkel von 24.1, 107.2 und 190.2 mrad entsprechen. Durch die Aperturbegrenzung der Spiegel und des Strahlrohrs werden Mehrfachreflexionen im Fenster für  $m \geq 1$  blockiert, siehe Abb. B.4.

Diamant weist über einen großen Frequenzbereich einen sehr geringen Extinktionskoeffizienten  $\kappa$  [DNC<sup>+</sup>98] auf, so dass die Transmission von 71% durch Reflexionen und die Keilform dominiert wird. In einem Intervall von 4 bis 7  $\mu\text{m}$  mindern Phononenresonanzen die Durchlässigkeit auf 40%. Insgesamt betrachtet beträgt die maximale Transmission der beamline  $T = 0.71 \cdot 0.97^7 = 0.58$ , wenn die Reflektivität der Spiegel berücksichtigt wird.

Die Radien  $r$  der Spiegel werden durch den beamline Querschnitt definiert, siehe Abb. B.3. Die Brennweiten  $f$  der Fokussierspiegel wurden so gewählt, dass der Strahl möglichst verlustfrei geführt wird und im Bereich des Fokus  $F$  eine günstige Divergenz aufweist, um diesen auf die Spektrometertektoren bündeln zu können. Gleichzeitig wird durch die interne Aperturbegrenzung von SP4 eine obere Grenze der Enveloppenausdehnung gefordert, siehe Abb. 4.2.2. Diese Eigenschaften werden von Abs. B.2.2 an diskutiert.

### B.1.4 Justage

Die Gesamtlänge der CTR beamline stellt ein Problem für die akkurate Justage dar. Zwei Schritte wurden durchgeführt:

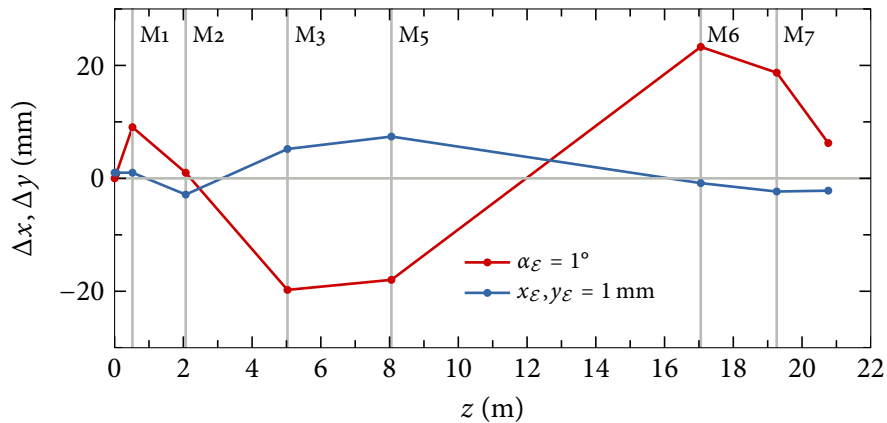
#### Laserjustage

Ein Justierlaser mit einer Wellenlänge  $\lambda = 637 \text{ nm}$  wurde über das Quarzglasschaufenster bei herausgefahrenen Schirm beim Zusammenbau der beamline eingekoppelt, siehe Abb. B.2. Ein Flansch Aufsatz stellte die Zentrierung und den senkrechten Einfall auf das Diamantfenster sicher. Mittels der motorisierten Spiegel wurde der Strahl jeweils zentrisch auf die Spiegeloberflächen gebracht.

#### CTR Justage

Eine Ablage  $x_E, y_E$  und/oder ein Fehlwinkel  $\alpha_E$  des auf den 45°-Schirm treffenden Elektronenpaketes und zusätzlich eine intrinsische Fehlstellung des Schirmes, verändern die optimale Justage, siehe Abb. B.5.

Im Betrieb der CTR beamline wird überprüft, ob die Übergangsstrahlung die Spiegel M5 und M6 jeweils zentrisch treffen. Der optische Anteil der Übergangsstrahlung kann mit dem Auge erfasst und



**Abbildung B.5:** Einfluss von Winkel-  $\alpha_\varepsilon$  und Ablagefehler  $x_\varepsilon, y_\varepsilon$  des Elektronenpaketes bzw. Schirmes entlang der CTR beamline: Exemplarisch wird ein Fehler von  $1^\circ$  bzw. 1 mm angenommen. Kleine Fehler führen zu großen Ablagen innerhalb der Strahlführung. Diese können jedoch durch die motorisierten Spiegel ab M<sub>3</sub> korrigiert werden.

die relative Strahlposition bzgl. der Spiegelmitte ermittelt werden, wenn der Strahlenweg zurückverfolgt wird. Eine indirekte Beleuchtung der Spiegel erlaubt es, die Mittelposition ausreichend präzise bestimmen zu können ( $< r/10$ ).

Eine Ablage kann iterativ zum einen in horizontaler Richtung über den Ablenkwinkel des Kicker-magneten CTR<sub>1</sub> kompensiert werden (Abb. B.2), andererseits über eine Winkelkorrektur von M<sub>1</sub> (Korrektur der Ablage auf M<sub>2</sub>) und M<sub>2</sub> (Korrektur des Winkels bzgl. der optischen Achse). Letztes ist über die eindeutige Geometrie der beamline und eine vorgenommene Winkeleichung der Motoren berechenbar. Eine Orbitkorrektur des Elektronenstrahls während des FEL Betriebs ist aus naheliegenden Gründen nicht ratsam.

## B.2 Transmissionscharakteristik

Die Berechnung des longitudinalen Formfaktors  $|F_l|$  beruht auf der absoluten Intensitätsmessung der kohärenten Übergangsstrahlung, siehe Gl. (2.30). Deshalb ist es unerlässlich die wellenlängenabhängige Propagation entlang der CTR beamline und innerhalb des THz Spektrometers zu kennen bzw. zu simulieren, da diese nur sehr schwer oder gar nicht experimentell zugänglich sind, siehe Abs. 4.4. Die Eigenschaften hängen von vielen Faktoren ab, die nur teilweise im Rahmen dieser Arbeit berücksichtigt werden können. Es wird im Folgenden angenommen, dass die Justage frei von Fehlern ist. Zur Berechnung wird das *Mathematica*-Paket *THzTransport* [Sch] verwendet.

### B.2.1 Quelleigenschaften

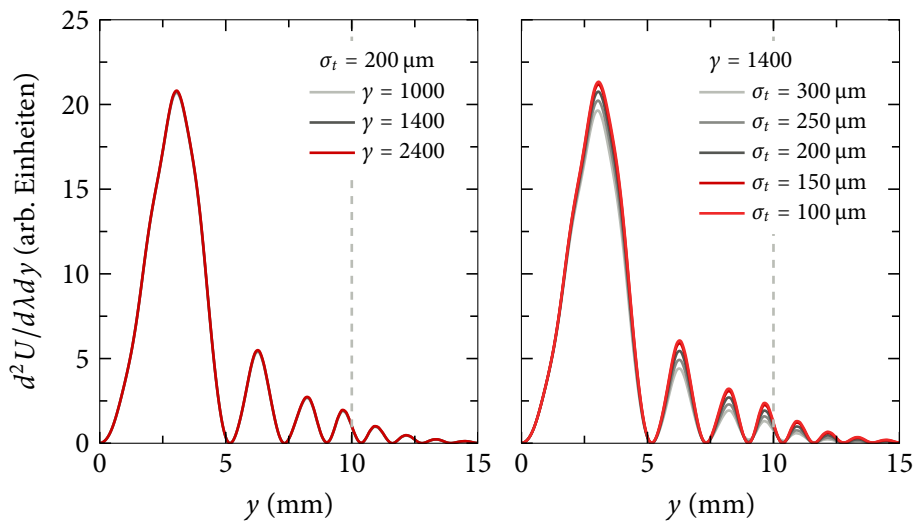
Wie in Anh. A und Abs. 2.2.1 dargestellt, sind die Elektronenstrahlparameter, die Strahlenergie  $E$  bzw. relativistischer Gammafaktor  $\gamma$  und das transversale Dichteprofil  $\rho_t$ , und die spezifische Schirmgeometrie (die Oberfläche wird als perfekt leitend angenommen), die wichtigsten Kenngrößen.

**Tabelle B.1:** Übersicht der Elektronenstrahlparameter in der Sektion 17ACC7. Die Elektronenstrahlenergie  $E$  variiert zwischen 500 MeV und 1.2 GeV. Üblicherweise wird FLASH um 700 MeV betrieben. Daraus resultiert unter Verwendung der nominalen  $\beta_{x,y}$ -Funktionen [Vog] an der Schirmposition und Annahme der transversalen Emittanz  $\varepsilon_{n,p} = 2 \text{ mm mrad}$  [LSC+06] nach Gl. (1.1) die Strahlgrößen  $\sigma_{x,y}$ .

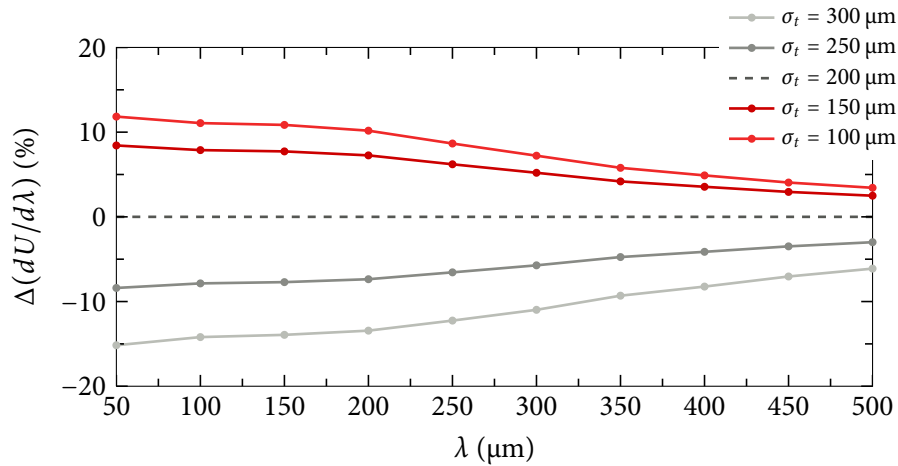
Betriebsmodus	$E$ (MeV)	$\gamma$	$\beta_x$ (m)	$\sigma_x$ ( $\mu\text{m}$ )	$\beta_y$ (m)	$\sigma_y$ ( $\mu\text{m}$ )
minimal	500	980	21	207	30	247
üblich	700	1370	21	175	30	209
maximal	1200	2350	21	133	30	160

In Tab. B.1 sind die Parameter für die Sektion 17ACC7 zusammengefasst. Die projizierte Strahlgröße  $\sigma_t$  variiert ca. zwischen 150 und 250  $\mu\text{m}$ . Welchen Einfluss hat dies? Die Energie- und Strahlgrößenabhängigkeit bzgl. der transversalen Intensitätsverteilung ist in Abb. B.6 in der Ebene des Diamantfensters gezeigt, die relative abgestrahlte spektrale Intensität  $dU/d\lambda$  in Abb. B.7.

Neben der direkten kohärenten Übergangsstrahlung wird von nicht abgelenkten Elektronenpaketen durch das ausgedehnte Coulombfeld kohärente Diffraktionsstrahlung (coherent diffraction radiation CDR) über die off-axis Schirme (Abb. B.2) emittiert, siehe Anh. A. Befindet sich mehr als ein Elektronenpaket im Pulszug, kann bei hoher Repetitionsrate  $f_{\text{mikro}}$  die CDR nicht ausreichend durch die Spektrometerelektronik (Tab. 4.2) zeitlich von der CTR separiert werden und somit das Messsignal verfälschen. Im den kommenden Abschnitten wird der CDR Anteil mitdiskutiert. Messungen in Kap. 4 werden stets mit einzelnen Elektronenpaketen durchgeführt, wenn dies nicht explizit genannt wird.



**Abbildung B.6:** Emissionscharakteristik der CTR in der  $(0, y)$ -Ebene auf dem Diamantfenster ( $r = 10 \text{ mm}$ ) in Abhängigkeit des relativistischen Gammafaktors  $\gamma$  (links) und Elektronenstrahlgröße  $\sigma_t$  (rechts): Die Frequenz beträgt 1 THz. Im relevanten Energiebereich (Tab. B.1) ändert sich die transversale Form und die emittierte Intensität bei konstantem  $\sigma_t$  praktisch nicht. Hingegen beeinflusst  $\sigma_t$  die Intensität im geringen Maße, vgl. Gl. (2.22).



**Abbildung B.7:** Relative spektrale Intensität  $\Delta(dU/d\lambda)$  in Abhängigkeit der Elektronenstrahlgröße  $\sigma_t$  für  $\gamma = 1400$  bzgl.  $\sigma_t = 200 \mu\text{m}$ : Betrachtet wird die gesamte Intensität, die über das Diamantfenster in die CTR beamline gelangt. Eine Unsicherheit der Strahlgröße bei 17ACC7 von  $\pm 25\%$  führt zu Fehler in der Intensitätsmessung von  $\mp 10\%$ .

Für die weitere Behandlung wird eine Energie von 700 MeV und eine transversal symmetrische Gaussverteilung mit  $\sigma_t = 200 \mu\text{m}$  angenommen. Die angegebenen Größen beziehen sich auf ein infinitesimal kurzes Elektronenpaket  $|F_t| = 1$  mit einer Ladung  $Q = 1 \text{ nC}$ . Weiterhin werden nicht nur Wellenlängen betrachtet, die vom Spektrometer SP4 aufgelöst werden (Abb. 4.11), sondern der komplette transmittierte Frequenzbereich.

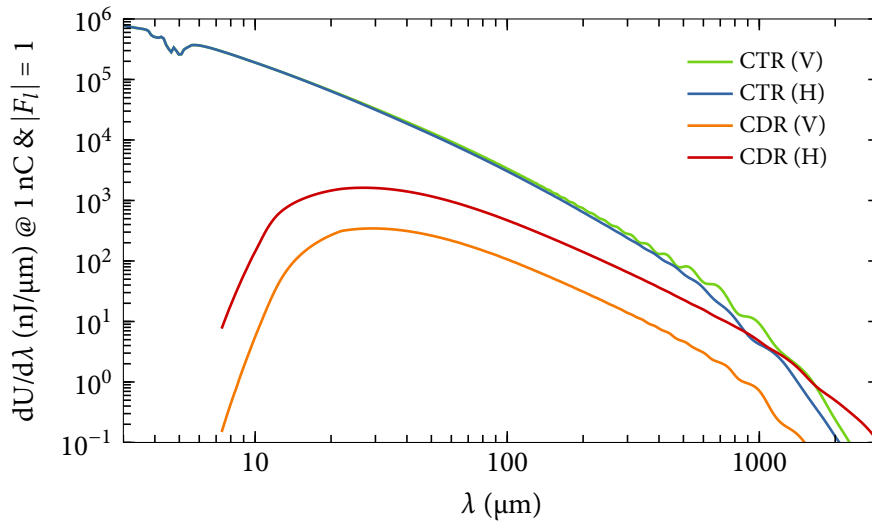
## B.2.2 Spektrale Transmission

Wieviel spektrale Intensität für kohärente Übergangsstrahlung eines einzelnen Elektronenpaketes ist am Ende der CTR beamline zu erwarten und wie groß ist der Anteil, den nicht abgelenkte Elektronenbunche erzeugen?

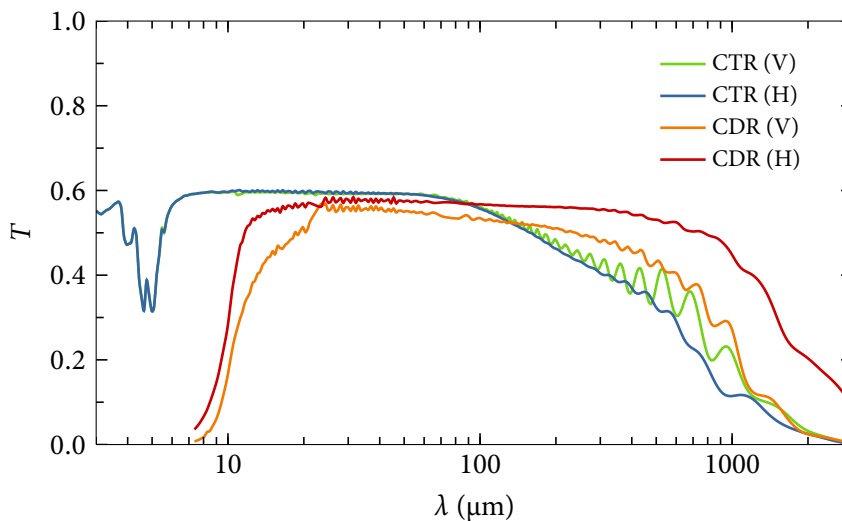
In Abb. B.8 ist die spektrale Gesamtintensität  $dU/d\lambda$  für CTR und CDR in Fokus der beamline gezeigt, siehe Abb. B.3. Jeweils sind die Beiträge für vertikale und horizontale Polarisation separat aufgeführt. Für CDR ist die charakteristische Wellenlänge maximaler Intensität um  $25 \mu\text{m}$  zu erkennen, vgl. Abb. A.2. Durch das qualitative  $1/\lambda^2$ -Verhalten werden im Wellenlängenbereich von 3 bis  $3000 \mu\text{m}$  in der Intensität der CTR sieben Größenordnungen überstrichen, im Bereich des THz-Spektrometers von 5 bis  $450 \mu\text{m}$  sind es ca. vier. Durch den longitudinalen Formfaktor endlich langer Elektronenpakete wird nach Gl. (2.22) der dynamische Intensitätsbereich zu kurzen Wellenlängen reduziert.

Durch die horizontale Ablage der off-axis Schirme (Abs. B.1.1) ist die vertikale bzgl. der horizontalen Polarisationskomponente der CDR insgesamt um den Faktor 10 unterdrückt. Im Vergleich zur CTR übersteigt hingegen die Intensität der CDR in der horizontalen Polarisationsrichtung ab  $900 \mu\text{m}$ : Die CDR wird für lange Wellenlängen effektiver durch die beamline transportiert. Die spektrale Transmission  $T$ , welche in Abb. B.9 dargestellt ist, macht deutlich, dass schon ab  $\lambda \approx 90 \mu\text{m}$  die

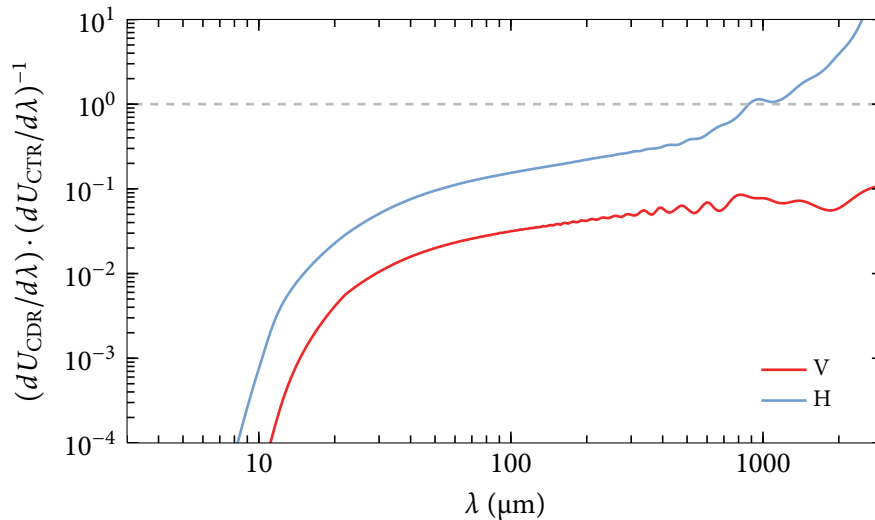




**Abbildung B.8:** Spektrale Intensität  $dU/d\lambda$  im Fokus F der kohärenten Übergangs-CTR- und Diffraktionsstrahlung CDR aufgespalten in beide Polarisationskomponenten bzgl. der Schirmorientierung: Die Energie beträgt 700 MeV, die Ladung  $Q = 1$  nC, der symmetrische Gaussförmige Strahlradius  $\sigma_t = 200$  und die Elektronenpaketlänge  $\sigma_l = 0$   $\mu\text{m}$ . Neben der Charakteristik der Strahlungsarten (Abb. A.2), sind die Einflüsse der Phononenanregung bei ca.  $\lambda = 5$   $\mu\text{m}$  und der Etalon Oszillation oberhalb von  $\lambda = 300$   $\mu\text{m}$  zu erkennen, siehe Abs. B.1.3. Durch die Keilform des Diamantfensters ist diese in beiden Polarisierungen verschieden stark ausgeprägt.



**Abbildung B.9:** Spektrale Transmission  $T$  im Fokus F der kohärenten Übergangs-CTR und Diffraktionsstrahlung CDR in beiden Polarisationskomponenten bzgl. der spektralen Intensität  $dU/d\lambda$  in der Ebene direkt vor dem Diamantfenster W. Gleiche Parameter wie in Abb. B.8 wurden verwendet. Die maximale Transmission ist durch das Diamantfenster  $T = 0.71$  und durch Reflexionsverluste der Goldspiegel M von  $T = 0.97^7 = 0.81$  gegeben. Phononenanregung des Diamants bei ca.  $\lambda = 5$   $\mu\text{m}$  und der Etalon Oszillation oberhalb von  $\lambda = 100$   $\mu\text{m}$  modulieren die Transmission. CTR und CDR werden für lange Wellenlängen unterschiedlich effektiv durch die beamline transportiert. Der Abfall für die CDR unterhalb  $\lambda = 22$   $\mu\text{m}$  ist ein Artefakt der Simulation und wird hier nicht näher betrachtet.



**Abbildung B.10:** Spektrales Intensitätsverhältnis im Fokus F von kohärenter Diffraktions- CDR zu kohärenter Übergangsstrahlung CTR in beiden Polarisationskomponenten. Der Quotient wurde mit den in Abb. B.8 bestimmten spektralen Intensitäten gebildet. Auf Grund der horizontalen Ablage des off-axis Schirmes (Abb. B.2) wird die vertikale Polarisation der CDR stark unterdrückt. Dies ist nicht der Fall für die horizontale Komponente, betrachtet man Wellenlängen oberhalb von 800  $\mu\text{m}$ , ab denen das Intensitätsverhältnis 1 übersteigt.

maximal mögliche Transmission  $T = 0.58$  von der Übergangsstrahlung unterschritten wird, während dies für CDR erst bei  $\lambda = 1 \text{ mm}$  geschieht.

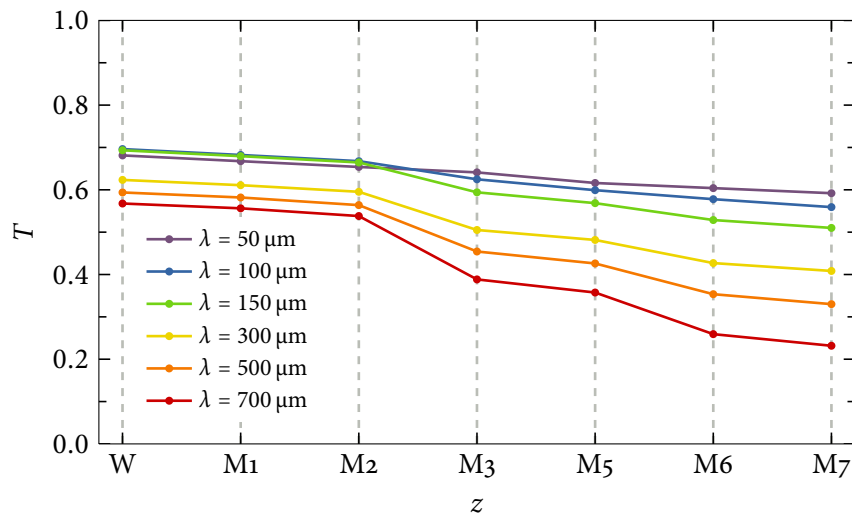
Das spektrale Verhältnis von CDR zu CTR der jeweiligen Polarisation ist in Abb. B.10 gezeigt. Während die vertikale Komponente maximal 10% der CTR-Intensität beträgt, nimmt der Quotient der horizontalen Polarisation ab 900  $\mu\text{m}$  Werte größer 1 an.

Das Verhältnis der horizontalen Polarisationskomponente ist für das THz Spektrometer während des Betriebs mit mehreren Elektronenpaketen, siehe Abb. 1.4, und einem Pulsabstand von wenigen Mikrosekunden innerhalb eines Zuges von Bedeutung. Auf Grund der Geometrie der CTR beamline (Abb. B.1) wird die Polarisationskomponente bzgl. der horizontalen Schirmachse durch die Spiegel  $M_2$  und  $M_7$  beim Eingang in das Spektrometer wiederum in die horizontale Ebene gedreht. Der Aufbau des Spektrometers bedingt die Verwendung dieser Feldkomponente, siehe Abs. 4.2.2. Das Wechseln der CTR beamline Messstation ist aus Platzgründen nicht möglich. Durch die gewählte Verstärkerelektronik (Abs. 4.2.3) und festgelegte Signalbreite von  $\sigma_{\text{CR220}} = 4 \mu\text{s}$  wird das CTR Messsignal vom abgelenkten Elektronenpaketen durch CDR kontaminiert und muss korrigiert werden. Die Prozedur wird an anderer Stelle ausgeführt.

### B.2.3 Aperturbegrenzung

Was ist die Ursache der verminderten Transmission der CTR oberhalb von 80  $\mu\text{m}$  nach Abb. B.9?

Exemplarisch ist für die horizontale Polarisation die Transmission entlang der CTR beamline der einzelnen Optikelemente für verschiedene Wellenlängen in Abb. B.11 illustriert. Bevor durch Beu-



**Abbildung B.11:** Transmission  $T$  der horizontalen CTR Komponente entlang der beamline Optik, siehe Abb. B.3, für verschiedene Wellenlängen  $\lambda$ : Die Transmission eines einzelnen Optikelements ist als Quotient aus der totalen spektrale Intensität  $dU/d\lambda$  bzgl. seiner Oberfläche und der gesamten spektrale Intensität in der Ebene direkt vor dem Diamantfenster W definiert. Der Planspiegel M4 ist nicht eingezeichnet, da der Spiegelradius von M5 und M4 identisch ist und somit das limitierende Element darstellt. Ab einer Wellenlänge  $\lambda = 150 \mu\text{m}$  und ab der Position M3 wird die transportierte Intensität begrenzt; erst für Wellenlängen oberhalb von  $\lambda = 300 \mu\text{m}$  beginnt die Apertur des Diamantfensters die Einkopplung der Strahlung in die CTR beamline zu verhindern.

gungseffekte die Apertur des Diamantfensters die Intensität abschneidet, begrenzen die Spiegelflächen von M3 und M6 die Transmission. M3 besitzt einen stärkeren Einfluss; erst ab  $300 \mu\text{m}$  wird dieser von M6 merklich.

### B.2.4 Intensitätsprofil

Wie sieht das spektrale Profil im Strahlfokus aus und wie verhält sich dieses entlang des Abstandes  $z_{M7}$  vom letzten Spiegels der CTR beamline?

Durch die Gesamtlänge der CTR beamline von  $\approx 20 \text{ m}$  müssen Nahfeldeffekte nach Gl. (A.13) bei einer Energie von  $700 \text{ MeV}$  ab einer Wellenlänge von  $\lambda \geq 20/1400^2 \text{ m} \approx 100 \mu\text{m}$  berücksichtigt werden. Zudem hat die Schirmgeometrie nach Gl. (A.12) signifikante Auswirkungen auf Emissionscharakteristik ab eine Wellenlänge  $\lambda \geq 7.5/1400 \text{ mm} \approx 5.4 \mu\text{m}$ . Weiterhin ist der off-axis Schirm bzgl. der Elektronenstrahlrichtung mit einem horizontalen Winkel von  $45^\circ$  orientiert, was in eine Asymmetrie der CTR in horizontaler Ebene resultiert [CSSo5].

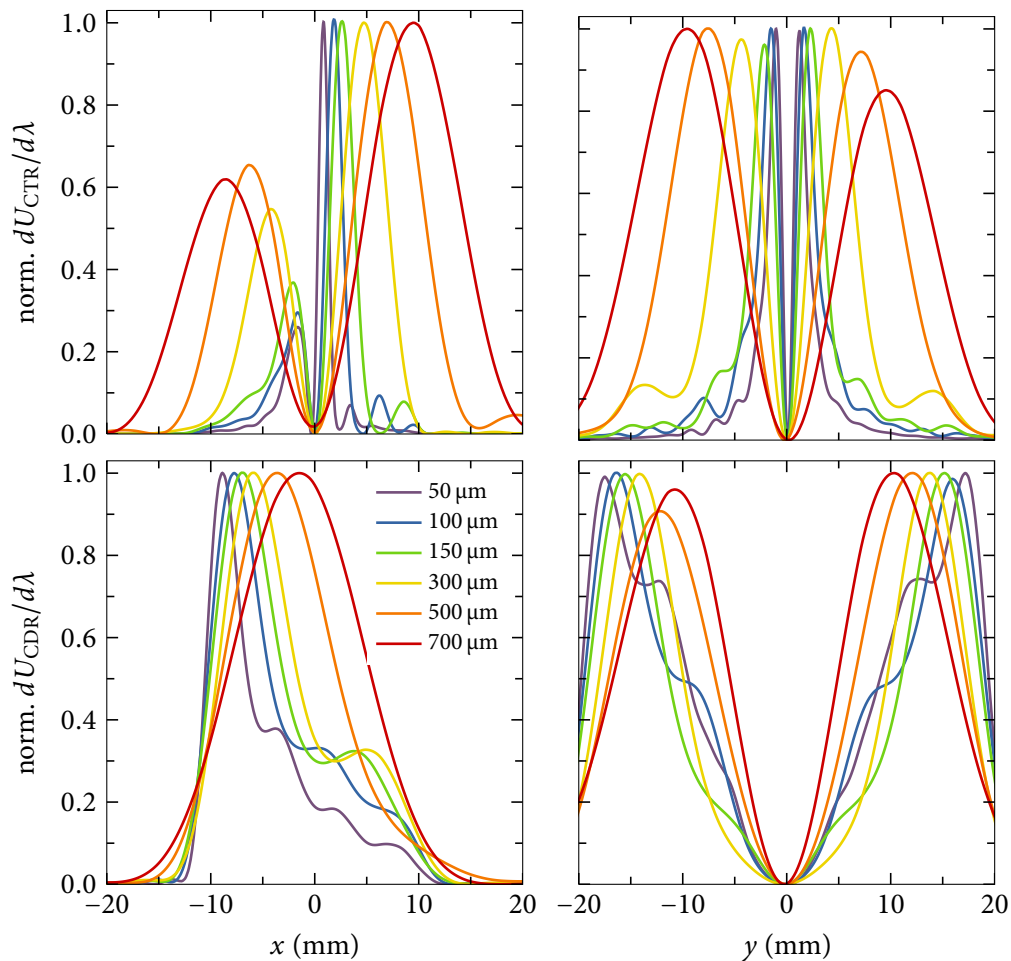
Für Schnitte im Fokus F in beiden Ebenen  $(0, y)$  bzw.  $(x, 0)$  sind in Abb. B.12 die jeweils normierten Profile von CTR und CDR für verschiedene Wellenlängen gezeigt. Die oben besprochenen Eigenschaften sind deutlich zu erkennen: Die Profile sind beugungsbegrenzt und zeigen einen komplexen Verlauf. Die Kenntnis des Profils, nicht nur im Fokus, sondern entlang der optischen Achse des THz Spektrometers, ist nötig, um zum einen wiederum Aperturbegrenzungen innerhalb (siehe Abb. 4.24 und 4.25) und zum anderen die Fokussierung auf die Detektorelemente (siehe Abb. 4.26

und 4.27) möglichst genau zu modellieren.

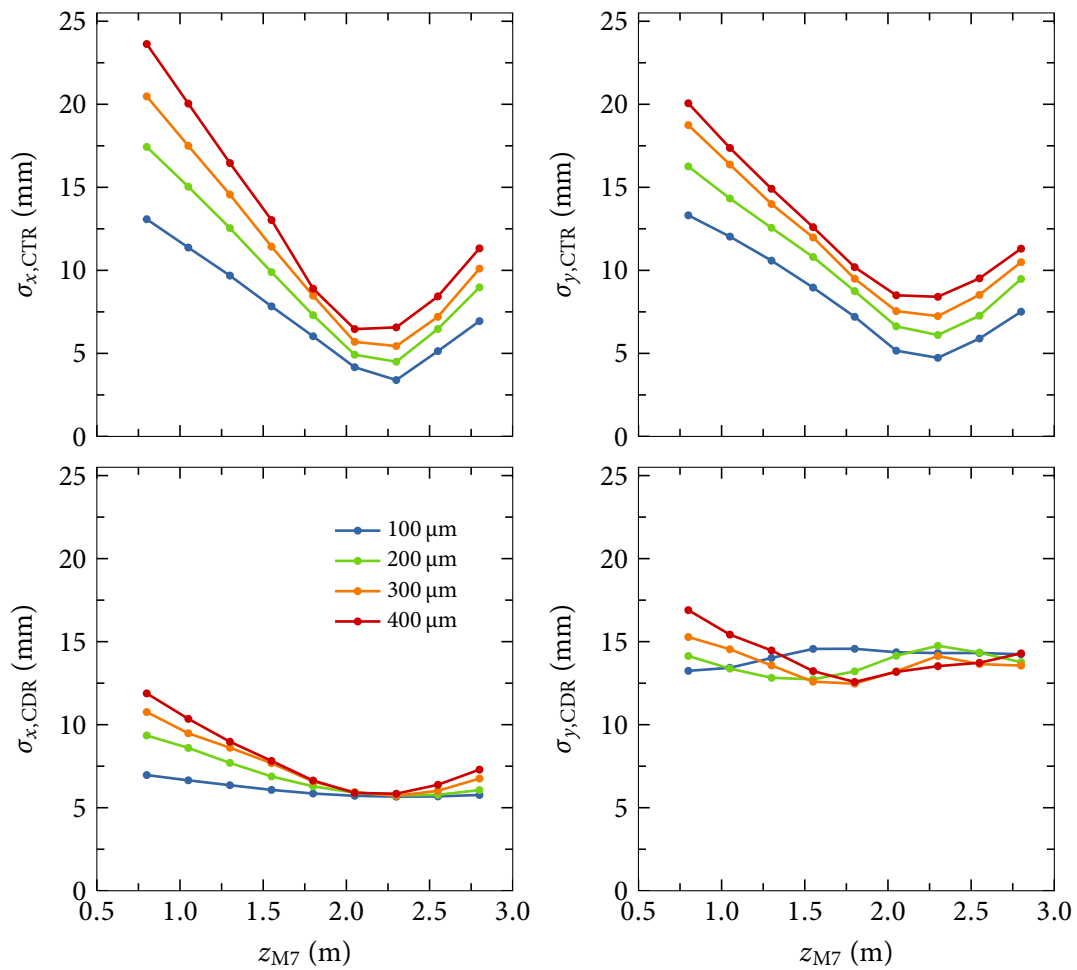
Als Maß der transversalen Ausdehnung bzw. Strahlgröße wird die Varianz  $\sigma_{x,y}^2$  verwendet:

$$\sigma_x = \sqrt{\langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2} . \quad (\text{B.2})$$

In Abhängigkeit vom Abstand zum letzten Spiegel M7 ist  $\sigma_{x,y}$  in Abb. B.13 analog zu Abb. B.12 gezeigt. Es lässt sich feststellen, dass die CDR kollimierter als die CTR ist, was den Transport durch das THz Spektrometer begünstigt. Auf Grund der Divergenz der CTR ist es unerlässlich die Geometrie des Spektrometers in die Antwortfunktion  $R_\delta$  einfließen zu lassen, siehe Abs. 4.4.2.



**Abbildung B.12:** Horizontaler (links) und vertikaler (rechts) Profilschnitt im Fokus F von CTR (oben) und CDR (unten): Angegeben ist die auf das Maximum normierte Intensität. Durch die 45°-Stellung des Schirmes (Abb. B.2) weist das Profil in der horizontalen Achse eine Asymmetrie auf. Abhängig von der Wellenlänge  $\lambda$  variiert die Verteilung durch Beugung erheblich in Form und Ausdehnung, vgl. Abb. A.3. Hinzu kleinen Wellenlängen sind die Strahlprofile der CTR kollimierter.



**Abbildung B.13:** Horizontale (links) und vertikale (rechts) Strahlgröße  $\sigma_{x,y}$  (vgl. Gl. (B.2)) von CTR (oben) und CDR (unten) in Abhängigkeit der Distanz  $z_{M7}$  zum letzten Spiegel M7: Abhängig der Wellenlänge  $\lambda$  wird der CTR Strahl auf unter  $\sigma = 5$  mm fokussiert. Im Gegensatz zur CDR weist der Strahl eine hohe Divergenz auf.



## C Pyroelektrische Detektoren

Die Kompressionsmonitore BCMs (Kap. 3) und das Spektrometer SP<sub>4</sub> (Kap. 4) sind darauf angewiesen die Intensität der von den Elektronenpaketen emittierten kohärenten Strahlung mit ausreichender Sensitivität zu messen bzw. zu detektieren. Dies beinhaltet auch die Aufbereitung der erzeugten elektrischen Signale mittels einer Kombination verschiedener Verstärkertypen, um zum einen bei der hohen Repetitionsrate das Signal einzelner Elektronenpakete unterscheiden zu können und möglichst unabhängig von zeitlicher Digitalisierungsungenauigkeit zu sein.

Pyroelektrischer Elemente für die Detektion elektromagnetischer Strahlung [Sta65] haben sich im Bereich der Beschleunigerdiagnostik in den vorherigen Arbeiten bewährt [DHo8, Beh10] und finden in beiden vorgestellten Instrumenten BCM (Abs. 3.1.3) und SP<sub>4</sub> (Abs. 4.2.3) Anwendung. Neben der Eigenschaft, in einem sehr breitbandigen Spektralbereich empfindlich zu sein, sind die Detektoren kompakt, kommerziell erhältlich und können in einer evakuierten Atmosphäre betrieben werden.

Als erstes wird auf das verwendete Detektionsschema von pyroelektrischen Element samt Verstärkerelektronik eingegangen. Anschließend wird der explizite Aufbau der Detektoren und die theoretische Modellierung dargestellt. Zum Schluss wird die Detektorsensitivität der verwendeten pyroelektrischen Elemente bestimmt.

### C.1 Detektionsschema

Die Erzeugung eines Spannungssignals proportional zur im Detektor deponierten Energie geschieht in drei Stufen:

#### C.1.1 Thermische Konversion + Pyroelektrischer Effekt

Als Detektormaterial kommt ein pyroelektrischer Kristall zum Einsatz, der dem Strahlungspuls ausgesetzt wird, teilweise die eingebrachte Energie absorbiert und sich folglich erwärmt. Die Temperaturänderung  $\Delta T$  induziert linear eine Änderung der permanenten Polarisierung  $\mathbf{P}$  nach

$$\Delta \mathbf{P} = \mathbf{p} \Delta T . \tag{C.1}$$

Hierbei ist  $\mathbf{p}$  der pyroelektrische Tensor. Zum einen wird durch  $\Delta T$  direkt das Kristallgitter in seiner Struktur verändert (wahrer pyroelektrischer Effekt), zum anderen weisen pyroelektrische Kristalle stets piezoelektrische Eigenschaft auf, so dass  $\Delta T$  durch die Volumen- auch eine Polarisationsänderung  $\Delta \mathbf{P}$  verursacht (Pseudopyroeffekt) [KBBK02]. Beide Effekte sind gleichsinnig.

### C.1.2 Elektrische Konversion

Die Variation in der Polarisation  $\mathbf{P}$  lässt eine bipolare zeitabhängige Oberflächenladung bzw. Spannung entstehen. In einer Kondensatoranordnung, in der der pyroelektrische Kristall als Dielektrikum fungiert, kann diese Spannung in ein elektrisches Signal transformiert werden.

Ein Vorverstärker, dessen Ersatzschaltbild in Abb. C.1 gezeigt ist, gibt proportional zur erzeugten Oberflächenladung den Stufenspannungspuls  $S_\tau$  mit einem exponentiellen Abfall der Zeit  $\tau$  aus. Für eine instantan generierte Polarisationsänderung kann das Modell

$$S_\tau(t) = A R_{\text{Det}} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) H(t) \quad (\text{C.2})$$

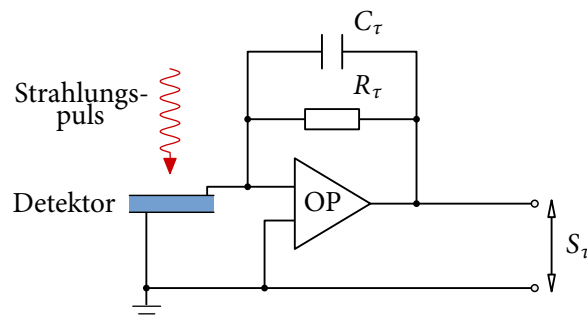
angenommen werden. Hierbei ist  $H(t)$  die Heaviside Stufenfunktion und  $R_{\text{Det}}$  die Empfindlichkeit des Detektors.  $R_{\text{Det}}$  gibt an, welche Maximalspannung  $S_\tau(t = 0)$  vom ladungssensitiven Vorverstärker bei einfallender Strahlungsenergie  $A$  abgegriffen werden kann (mV/nJ).

Sollen Strahlungspulse mit hoher Repetitionsrate gemessen werden, kann die Zeitkonstante  $\tau$  über Anpassung des Widerstandes  $R_\tau$  verringert werden. Dies verhindert einerseits das kontinuierliche Anwachsen der Spannungsamplitude und somit der Sättigung des Vorverstärkers, andererseits steigt gleichzeitig die Anforderung der zeitlichen Digitalisierungsgenauigkeit, um die maximal Amplitude zu vermessen, und das Verhältnis von Signal zu Rauschpegel wird schlechter.

Mit einem Filterverstärker wird der Spannungspuls  $S_\tau$  in ein Signal  $S_\sigma$  der Pulsdauer  $\sigma$  gebracht. Dieser filtert hochfrequente Signalanteile heraus und glättet somit das Eingangssignal. Mathematisch entspricht die Funktion einer Faltung der zeitlichen Ableitung mit einer Gauß'förmigen Verteilung:

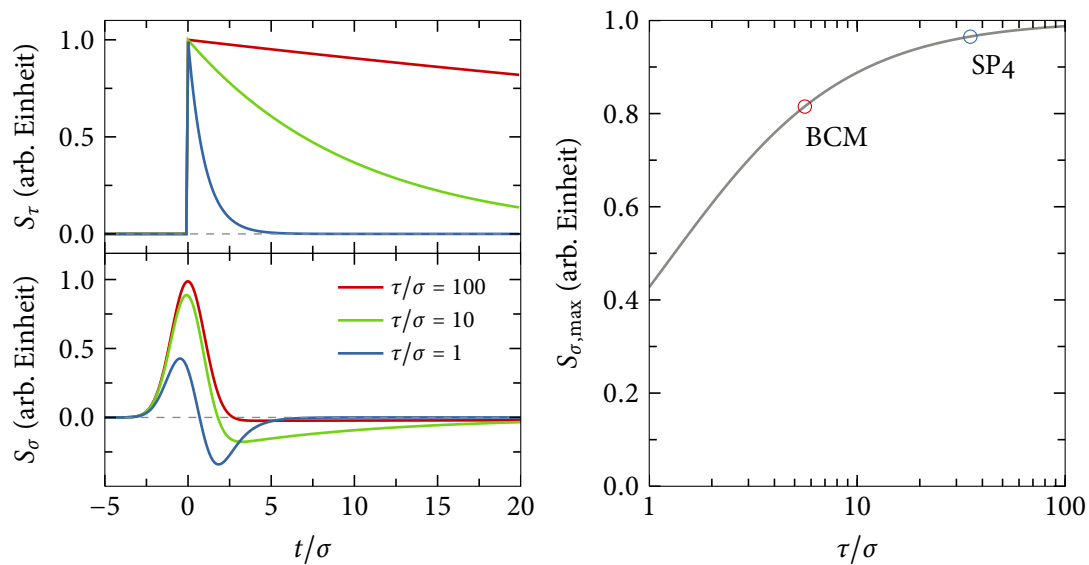
$$S_\sigma(t) = \left(\frac{d}{dt} S_\tau(t)\right) * \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp\left(-\frac{t^2}{2\sigma^2}\right). \quad (\text{C.3})$$

Das Ausgangssignal des Filterverstärkers ist folglich abhängig vom Eingangssignal. Im Limes von  $\tau \rightarrow \infty$  in Gl. (C.2) entspräche  $S_\sigma$  einer exakten Gauß'förmigen Kurve der Dauer  $\sigma$ . Wie sieht es für endliche  $\tau$  aus?



**Abbildung C.1:** Ersatzschaltbild eines ladungssensitiven Vorverstärkers: Die am pyroelektrischen Kristall durch Strahlungsabsorption erzeugte Oberflächenladung fließt zur Kapazität  $C_\tau$ , welche sich über den Widerstand  $R_\tau$  langsam mit der Zeitkonstante  $\tau = R_\tau C_\tau$  entlädt. Der Operationsverstärker OP gibt die Differenzspannung  $S_\tau$  zwischen Masse und Kondensatorpotential aus.





**Abbildung C.2:** Signalpegel  $S_\tau$  und  $S_\sigma$  der Verstärkerelektronik in Abhängigkeit der Zeitkonstanten  $\tau$  und  $\sigma$  nach Gl. (C.2) und (C.3). Links: Wird das Verhältnis  $\tau/\sigma$  reduziert, so bilden sich aus dem anfänglichen Gauß-förmigen Profil Unterschinger aus und transformieren sich zu einem symmetrischen bipolaren Signal. Rechts: Die Maximalamplitude  $S_{\sigma,max}$  verringert sich mit kleiner werdenden  $\tau/\sigma$ . Für die BCMs beträgt die Reduktion 18%, siehe Abs. 3.1.3; für das Spektrometer SP4 3%, siehe Abs. 4.2.3.

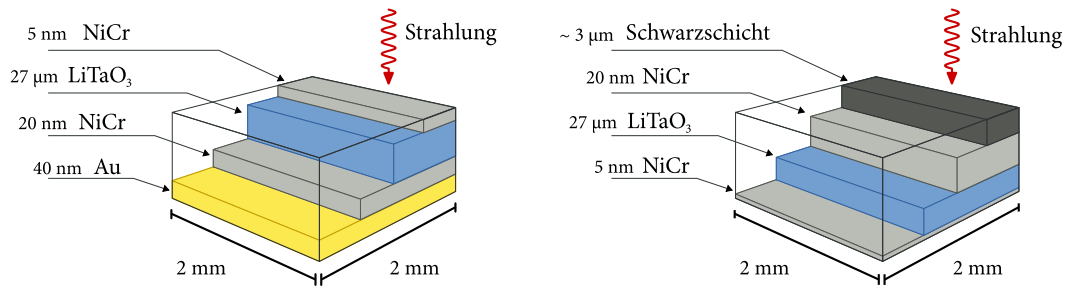
In Abb. C.2 ist das Filterverstärkersignal  $S_\sigma$  in Abhängigkeit des Verhältnisses der Zeitkonstanten  $\tau$  und  $\sigma$  dargestellt. Wird sukzessive das Verhältnis  $\tau/\sigma$  reduziert, wird  $S_\sigma$  sensitiv auf den schneller abfallenden Pegel  $S_\tau$ . Aus der Gauß-förmigen Kurve wird ein bipolares Signal, welches an Maximalamplitude verliert. Das Überschwingen kann mittels einer Pol-Nullstellenkompensation verhindert werden.

Die Wahl von  $\tau$  und  $\sigma$  ist durch das Anwendungsgebiet bedingt. Da für das Spektrometer SP4 die Repetitionsrate von  $f_{\text{makro}} = 10$  Hz durch den schnellen Kickermagneten (Abs. B.1.2) begrenzt ist, kann ein großes Verhältnis von  $\tau/\sigma = 35$  gewählt werden, siehe Tab. 4.2. Man verliert ca. 3% Signalthöhe. Für die BCMs, die einzelne Elektronenpakete bis  $f_{\text{mikro}} = 1$  MHz unterscheiden müssen, beträgt das Verhältnis 5.6, was zu einer Signalreduktion von 18% führt, siehe Tab. 3.1.

## C.2 Modellierung

Die Vermessung absoluter Intensitäten fordert die absolute Kenntnis des Detektormodells bzgl. der spektralen Sensitivität. Für die hier verwendete Kombination aus pyroelektrischen Detektoren vom Typ Xoo4 bzw. Xoo9 von *InfraTec*, Vorverstärker CR110 (CR111, CR112) und Filterverstärker CR200 von *Cremat* wurden diese in [Beh10] mittels einer kalibrierten Quelle untersucht. Die Ergebnisse werden hier verwandt, um die Detektorsensitivitäten über den relevanten Spektralbereich von BCM und SP4 zu bestimmen.

Die zwei verwendeten pyroelektrischen Detektoren sind beide im Schichtsystem aufgebaut, un-



**Abbildung C.3:** Schematischer Aufbau der pyroelektrischen Elemente X004 (links) und X009 (rechts) von *InfraTec*. Die angegebenen Schichtdicken sind nominelle Werte: Der  $2 \times 2 \text{ mm}^2$  große pyroelektrische LiTaO<sub>3</sub> Einkristall ist vorder- und rückseitig mit einer NiCr Legierung metallisiert, welche die Elektroden der Kondensatoranordnung bilden, siehe Abb. C.1. Der Detektor X004 weist zusätzlich eine weitere Au Schicht auf. Der X009 hingegen ist mit einer nicht spezifizierten Infrarotstrahlung absorbierenden Polymerschwarzschrift auf der Frontseite ausgestattet, welche zur Sensitivitätssteigerung aufgetragen wurde.

terscheiden sich jedoch in Schichtmaterial und deren Dicken und somit im spektralen Verhalten. Für X004 und X009 ist der Aufbau schematisch in Abb. C.3 illustriert. Strahlung kann die Metallisierung teilweise durchdringen und wird im pyroelektrischen Material mehrmals reflektiert, wodurch die Absorption und somit die Sensitivität gesteigert wird.

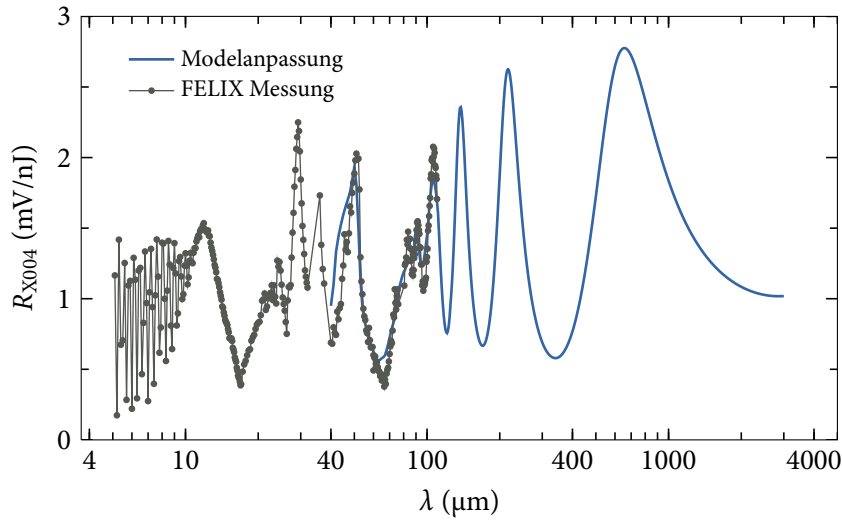
Die spektrale Absorption einfallender Strahlung kann über ein Mehrschichtmodell simuliert werden [Beh10]. Dies beinhaltet bei senkrechten Einfall die Wellenausbreitung von magnetischen und elektrischen Feld unter Verwendung von Stetigkeitsbedingung an den jeweiligen Grenzschichten. Es wird angenommen, dass die Feldvektoren parallel zu den Grenzflächen gerichtet sind und keine Oberflächeströme induzieren. Dieses Modell setzt die Kenntnis der Brechungsindizes  $n$  und Extinktionskoeffizienten  $\kappa$  verwendeter Materialien voraus.

Mittels einer bei FELIX [OvdMvA95] durchgeführten Kalibration wurde der Energieeintrag  $A$  in Gl. (C.2) gemessen, die wellenlängenabhängige Empfindlichkeit  $R_{\text{Det}}$  von pyroelektrischen Detektor und Vorverstärker bestimmt und eine Anpassung an das Modell vorgenommen.

### C.2.1 Typ: X004

Explizit wurde die Empfindlichkeit  $R_{\text{Det}}$  des Detektors X004 mit dem Modell im Wellenlängenintervall  $\lambda \in [5, 110] \mu\text{m}$  verglichen. Hierfür wurden die einzelnen Schichtdicken (Abb. C.3) und ein globaler Skalierungsfaktor angepasst. Als Metallisierung wurde Cr verwandt. In Abb. C.4 ist das Ergebnis dargestellt. Die Übereinstimmung bis  $\lambda = 40 \mu\text{m}$  zeigt die Gültigkeit des Detektormodells.

Für die Anwendung als Detektor der Kompressionsmonitore (Abs. 3.1.3) reicht die Kenntnis der Empfindlichkeit  $R_{\text{X004}}$  bis ca.  $100 \mu\text{m}$  nicht aus, um ein ausreichend gutes Modell zu erstellen, siehe Abs. 3.2. Deshalb wurde  $R_{\text{X004}}$  über einen sehr weiten Spektralbereich extrapoliert, was mit großer Vorsicht zu betrachten ist. Die sehr guten Ergebnisse der Bunchlängenbestimmung in Abs. 3.3 legen nahe, dass diese Fortsetzung nicht unvernünftig ist. Doch sollte der Verlauf mit weiteren Messungen verifiziert werden.



**Abbildung C.4:** Gemessene und extrapolierte spektrale Empfindlichkeit  $R_{X004}$  des pyroelektrischen Detektors vom Typ X004 (*InfraTec*) in Kombination mit einem Vorverstärker CR110 (*Cremat*) [Beh10]: Die Messpunkte zwischen 5 und 110  $\mu\text{m}$  zeigen ein stark oszillatorisches Verhalten. Im Intervall  $\lambda \in [10, 80] \mu\text{m}$  ist die Empfindlichkeit durch Resonanzen der dielektrischen Funktion des pyroelektrischen Kristalls  $\text{LiTaO}_3$  bestimmt. Unter- und oberhalb dominieren Etalonresonanzen. Das in Abs. C.2 umrissene Detektormodell wurde in den Schichtdicken an die Messpunkte bis  $\lambda = 30 \mu\text{m}$  angepasst und liefert eine gute Übereinstimmung. Für die Anwendung im Kompressionsmonitor wurde das Modell bis  $\lambda = 3 \text{ mm}$  extrapoliert [Beh].

### C.2.2 Typ: X009

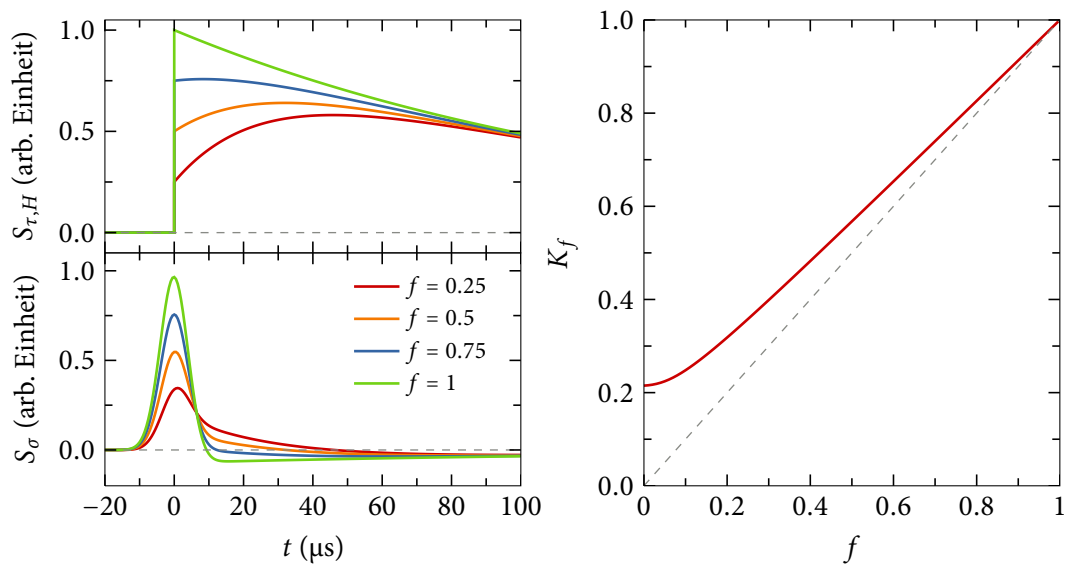
Für das Spektrometer SP4 (Kap. 4) werden für alle Gitterstufen pyroelektrische Detektoren des Typs X009 benutzt. Durch die zusätzliche Schwarzschrift, siehe Abb. C.3, deren Zusammensetzung unbekannt ist, muss die Beschreibung des Vorverstärkersignales  $S_\tau$  modifiziert werden, siehe Gl. (C.2).

In der Polymerschicht wird ein Teil der Strahlungsenergie absorbiert, die zum Teil durch Wärmeleitung in den Kristall gelangt und den pyroelektrischen Effekt nach Gl. (C.1) verstärkt. Der Wärmetransport in das Lithiumtantalat vollzieht sich auf Mikrosekundenskala und lässt das Vorverstärkersignal nach dem eigentlichen Strahlungspuls weiter anwachsen und langsamer abklingen. Im Modell wird dies mit einem weiteren Faktor nach [Beh10]

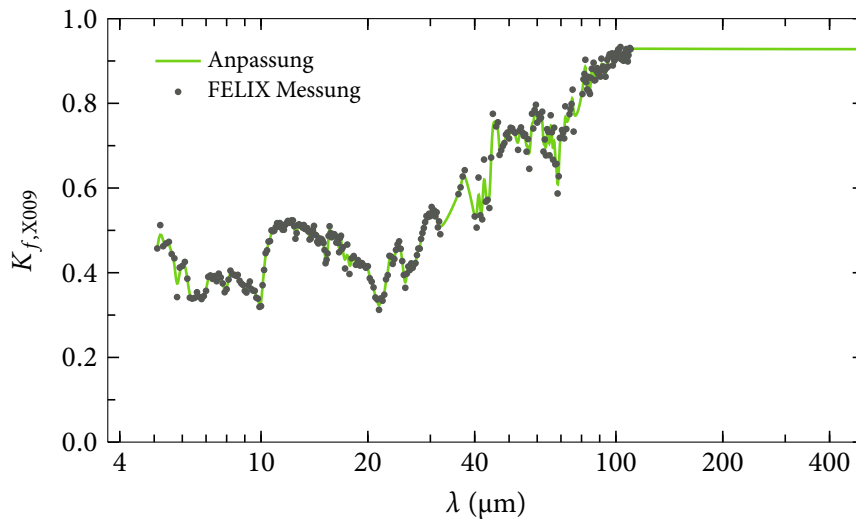
$$S_{\tau,H}(t) = \left[ f + (1 - f) (1 - \exp(-t/\tau_H)) \right] S_\tau(t) \quad (\text{C.4})$$

beschrieben.  $\tau_H$  ist die thermische Zeitkonstante, welche mit  $34 \pm 1 \mu\text{s}$  bestimmt wurde, und  $f \in [0, 1]$  ein wellenlängenabhängiges Maß für den Einfluss der Schwarzschrift. Für  $f = 1$  ist dieser Null und Gl. (C.4) geht wieder in Gl. (C.2) über.

In Abb. C.5 ist die Wirkung auf das Vorverstärker-  $S_{\tau,H}$  und das Filterverstärkersignal  $S_\sigma$  (Gl. (C.3)) in Abhängigkeit von  $f$  gezeigt. Für die Simulation wurden die Zeitkonstanten der Verstärker des Spektrometers verwendet, siehe Tab. 4.2. Es wird deutlich, dass eine additive Absorption durch die Schwarzschrift in Kombination mit der Verstärkerelektronik die Spitzenamplitude mit dem Korrek-



**Abbildung C.5:** Einfluss der Schwarzsicht auf das Detektorsignal nach [Beh10] und Gl. (C.4). Als  $\tau/\sigma$  Verhältnis wurde 35 gewählt, was den verwendeten Verstärkertypen mit  $\tau = 140 \mu\text{s}$  und  $\sigma = 4 \mu\text{s}$  des Spektrometers SP4 entspricht, siehe Tab. 4.2. Links: Durch die Absorption der Schwarzsicht verändern sich die Formen von Vorverstärker-  $S_{\tau}$  und Filterverstärkersignal  $S_{\sigma}$ . Rechts: Relative Korrektur  $K_f$  des maximalen Signales in Abhängigkeit von  $f$ . Mit kleiner werdenden Faktor  $f$  wird die maximale Signalamplitude reduziert.



**Abbildung C.6:** Signalkorrektur  $K_f$  durch die Schwarzsicht von X009 in Abhängigkeit der Wellenlänge  $\lambda$  in Kombination mit der Spektrometerelektronik, siehe Abb. 4.17: Die Messpunkte werden mit einer spline Funktion interpoliert. Oberhalb von  $\lambda = 110 \mu\text{m}$  wird  $K_f$  konstant mit 0.93 fortgesetzt. In diesem Bereich ist die Polymerschwarzsicht praktisch transparent und hat keinen signifikanten Einfluss auf das Signal.

turfaktor  $K_f$  minimiert wird. Diese Reduktion muss für den pyroelektrischen Detektor X009 berücksichtigt werden.

Der Anteil  $f$  wurde für X009 in [Beh10] bestimmt. In Abb. C.6 ist der zugehörige Korrekturfaktor  $K_f$  ermittelt. Dieser wurde oberhalb der Messpunkte bis zur oberen Wellenlängengrenze des Spektrometers konstant extrapoliert, siehe Abb. 4.11. Ab ca.  $\lambda = 100 \mu\text{m}$  wird die Schwarzschrift quasi transparent.

Wie ist der spektrale Verlauf der Empfindlichkeit  $R_{X009}$ ? Neben X004 wurde auch der Detektortyp X009 im Wellenlängenintervall  $\lambda \in [5, 110] \mu\text{m}$  vermessen. Das Ergebnis ist in Abb. C.10 dargestellt. Im Vergleich zu X004 in Abb. C.4 sind zum einen die hochfrequenten Etalon Oszillationen unterhalb von  $\lambda = 10 \mu\text{m}$  sehr stark gedämpft und zum anderen die Empfindlichkeit zwischen 10 und  $75 \mu\text{m}$  lokal um mehr als 100% erhöht.

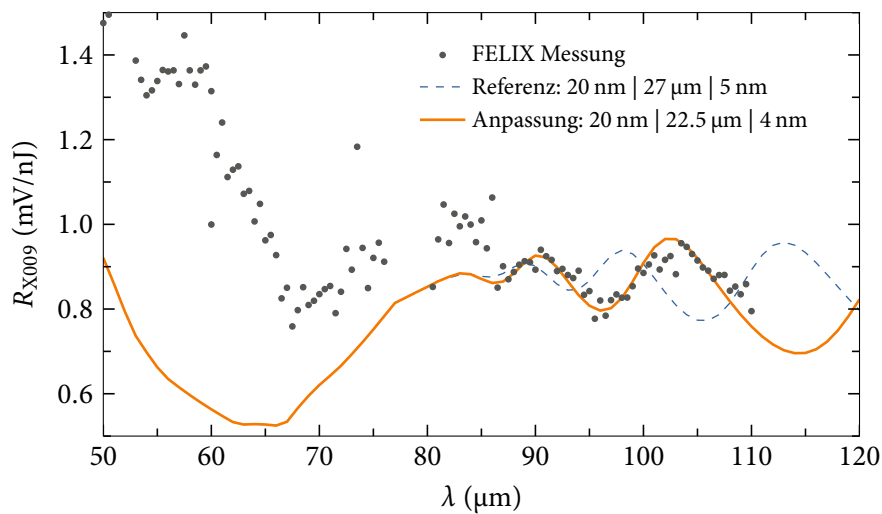
Die Messpunkte decken nur ca. ein Viertel des Spektralbereiches vom Spektrometer ab. Durch den Umstand, dass die Schwarzschrift oberhalb von  $\lambda = 100 \mu\text{m}$  keinen signifikanten Einfluss auf die Empfindlichkeit ausübt, kann das Detektormodell für die Extrapolation bis  $\lambda = 450 \mu\text{m}$  herangezogen werden, vgl. Abs. C.2. Für  $\text{LiTaO}_3$  werden die Materialeigenschaften aus [GF97] basierend auf [BBD70] für ordentliche Strahlen (Hauptkristallachse ist parallel zu optischen Achse orientiert.) verwendet. Die Extrapolation der dielektrischen Funktion  $n + i\kappa$  wird mittels eines Oszillatormodells durchgeführt [GF97]; Brechungsindex  $n(\lambda \rightarrow \infty) = \text{konst.}$  und Extinktionskoeffizient  $\kappa(\lambda \rightarrow \infty) \propto \lambda^{-1}$ . Als Metallisierung wird reines Cr [LH97] angenommen. Die Erweiterung für  $\lambda > 30 \mu\text{m}$  wird über die Approximation  $n \propto \kappa \propto \sqrt{\lambda}$  [BW93] getätigt.

In Abb. C.7 sind die Messdaten aus [Beh10] und die zugehörige Modellanpassung der Empfindlichkeit  $R_{X009}$  für verschiedene Schichtdicken gezeigt. Die nominellen Parameter von *InfraTec*, vgl. Abb. C.3, vollziehen die Oszillationen nicht nach. Eine Modifikation der  $\text{LiTaO}_3$  Schicht von  $d_{\text{LiTaO}_3} = 27 \mu\text{m}$  um  $-4.5 \mu\text{m}$  (-16%) und der Rückelektrode  $d_{r,\text{Cr}}$  um  $-1 \text{ nm}$  (-20%) bringt eine verbesserte Übereinstimmung des Modells.

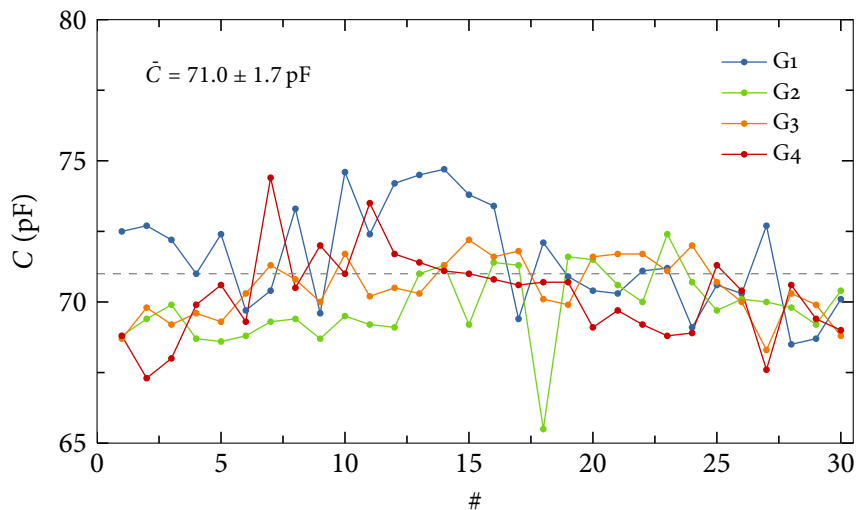
Die im Spektrometer verwendeten Detektorelemente weisen andere Schichtdicken auf, die durch die Fertigungsgenauigkeit bedingt sind. Aus dem Firmenprotokoll sind in Abb. C.8 die gemessenen Kapazitäten  $C$  aller pyroelektrischen Einzeldetektoren gezeigt. Bzgl. der mittleren Kapazität  $\bar{C} = 71 \text{ pF}$  betragen die Abweichungen bis zu 7%. Mittels der relativen Permittivität von Lithiumtantalat  $\epsilon_r = 44$  übersetzt sich dies mit der Detektorfläche  $A$  und der Kapazität eines Plattenkondensators  $C = \epsilon_0 \epsilon_r A/d$  in eine Schichtdicke von  $\bar{d}_{\text{LiTaO}_3} = 22.1 \mu\text{m}$ . Dieser Wert ist vergleichbar mit der in Abb. C.7 getätigten Anpassung von  $22.5 \mu\text{m}$ . Dies sagt jedoch nichts über die Dicke der Metallisierungen aus.

Welche Unsicherheit erzeugt die Variation der in Abb. C.7 ermittelten Schichtdicken  $d$  bzgl. der spektralen Empfindlichkeit  $R_{X009}$ ? In Abb. C.9 ist der relative Einfluss von  $d_{\text{LiTaO}_3}$  und  $d_{r,\text{Cr}}$  illustriert. Die Empfindlichkeit ist nach dem Modell für Wellenlängen oberhalb  $\lambda = 90 \mu\text{m}$  sehr sensitiv auf die absolute Schichtdicke  $d$ .

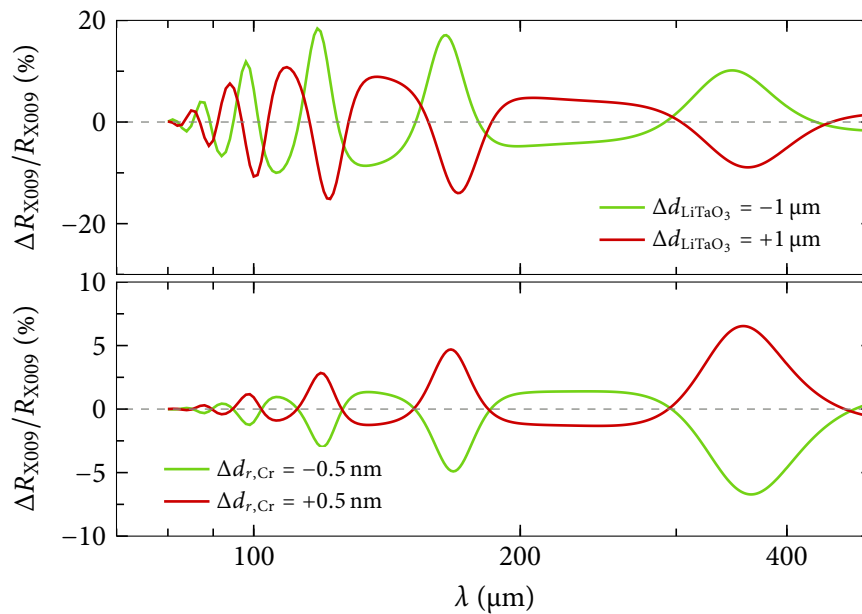
Im Folgenden wird die individuelle Charakteristik vernachlässigt und die Anpassung von Abb. C.7 verwendet. Dies ist auf Hinblick der Vergleichsmessung zwischen TDS und SP4 in Abs. 4.5.2 gerechtfertigt, da die Abweichungen oberhalb von  $\lambda = 90 \mu\text{m}$  teilweise größer sind, siehe Abb. 4.38. Zum



**Abbildung C.7:** Modellanpassung der spektralen Empfindlichkeit  $R_{X009}$  an Messdaten [Beh10] oberhalb von  $\lambda = 87 \mu\text{m}$ : Unterhalb ist einerseits durch die Schwarzschrift eine Anpassung nicht möglich, andererseits ist der Verlauf auch unabhängig von den vorgenommenen Anpassungen. Oberhalb ist die Polymer-schicht weitestgehend transparent und Etalonresonanzen bestimmen die Empfindlichkeit, siehe Abb. C.6. Mit den nominellen Parameter werden die Messpunkte unzureichend wiedergegeben, vgl. Abb C.3. Mit Korrektur der Schichtdicke von pyroelektrischen Kristall und rückwärtiger Elektrode kann der Bereich bis  $\lambda = 110 \mu\text{m}$  besser nachvollzogen werden. Große Unsicherheiten der extrapolierten dielektrischen Funktionen und nicht spezifizierte Fertigungstoleranzen lassen die Angabe von Fehlern wenig sinnvoll erscheinen.



**Abbildung C.8:** Gemessene Kapazität  $C$  der Einzelelemente aller verwendeten Detektorzeilen, siehe Abb. 4.16: Die Gitterstufen werden mit  $G_n$  abgekürzt, siehe Abb. 4.12. Die Kapazitäten und somit die Schichtdicken der Lithiumtantalatkristalle schwanken relativ bis zu 7%.

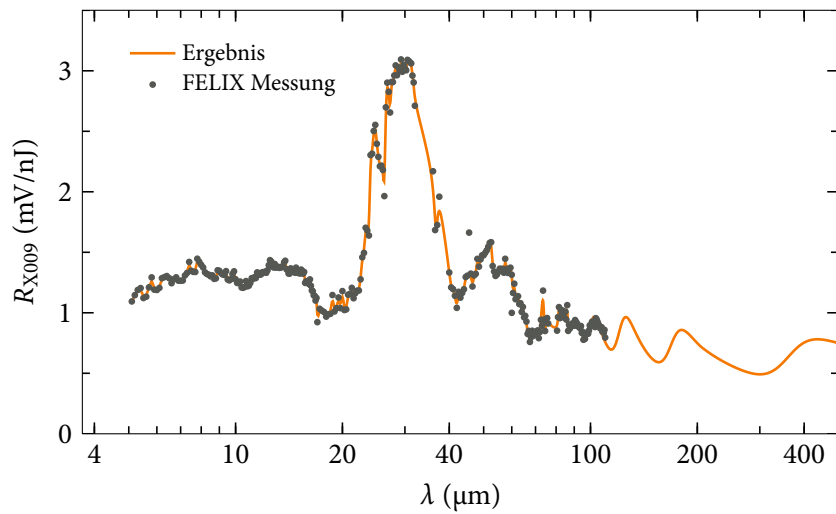


**Abbildung C.9:** Relative Empfindlichkeitsänderung  $\Delta R_{X009}/R_{X009}$  in Abhängigkeit der Schichtdicke  $d$ . Als Referenz liegen die in Abb. C.7 bestimmten Parameter zu Grunde. Die Variation in  $d$  verschieben die Extrema der Etalon Oszillationen und folglich die Empfindlichkeit über den gesamten Spektralbereich. Oben: Für  $\Delta d_{\text{LiTaO}_3}$  um  $\pm 1 \mu\text{m}$  wird  $R_{X009}$  um bis zu 18% falsch bestimmt. Unten: Eine Genauigkeit in  $d_{r,\text{Cr}}$  von 10% verändert  $R_{X009}$  um bis zu 6%.

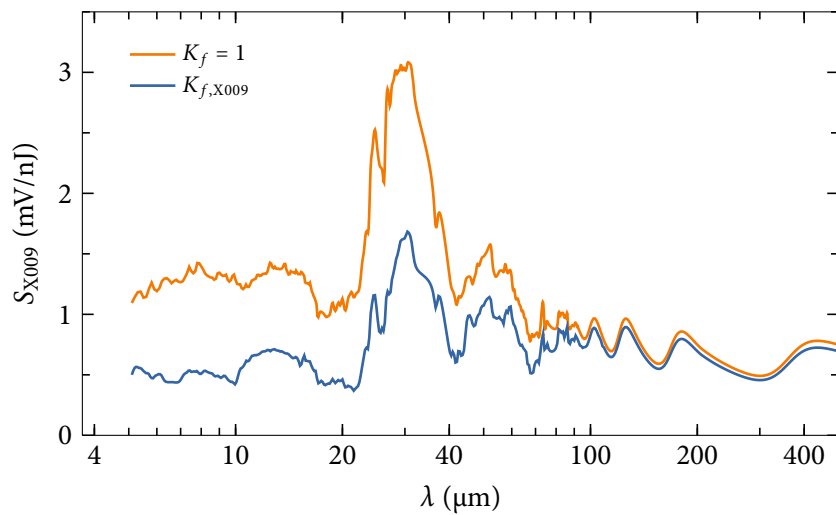
besseren Verständnis der Detektorelemente muss der Schichtaufbau präziser bekannt sein und eine Kalibration erneut durchgeführt werden.

Als Ergebnis ist in Abb. C.10 die Empfindlichkeit  $R_{X009}$  des pyroelektrischen Detektors über den gesamten relevanten Spektralbereich gezeigt. Es ist eine Kombination aus Messdaten von [Beh10] und der hier diskutierten Extrapolation. Im Mittel ergibt sich eine Empfindlichkeit von ca. 1 mV/nJ außerhalb der Resonanz bei  $\lambda = 30 \mu\text{m}$ .

Abschließend muss der Korrekturfaktor  $K_{f,X009}$  in der endgültigen Detektorsensitivität  $S_{X009}$  samt Verstärkerelektronik berücksichtigt werden, siehe Abb. C.6. In Abb. C.11 ist  $S_{X009}$  angegeben und wird in Gl. (4.32) für das Spektrometermodell verwendet.



**Abbildung C.10:** Gemessene und extrapolierte spektrale Empfindlichkeit  $R_{X009}$  des pyroelektrischen Detektors: Die mittlere Empfindlichkeit beträgt ca. 1 mV/nJ ausgenommen der Resonanz bei  $\lambda = 30 \mu\text{m}$ . Oberhalb der verfügbaren Messpunkte der FELIX Kalibration [Beh10] wurde  $R_{X009}$  mittels des Modells nach Abb. C.7 fortgesetzt. Der Einfluss von Variationen ist in Abb. C.9 dargestellt.



**Abbildung C.11:** Spektrale Detektorsensitivität  $S_{X009}$ : Auf Grund der Schwarzschrift (Abb. C.3) werden die Spannungssignale  $S_\tau$  und  $S_\sigma$  nach Gl. (C.4) modifiziert. Die Änderung der maximal Amplitude muss mit dem Korrekturfaktor  $K_f$  nach Abb. C.6 berücksichtigt werden. Die Sensitivität fließt ins Spektrometermodell nach Gl. (4.32) ein.



## D Transversal ablenkende Struktur TDS

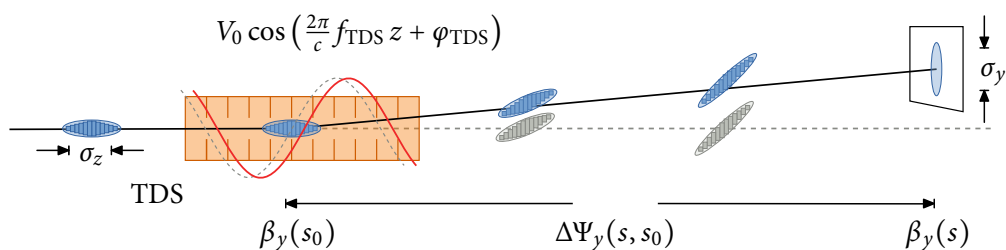
Die in Kap. 3 und Kap. 4 beschriebenen Diagnostikmethoden basieren auf der absoluten Intensitätsmessung der emittierten kohärenten Strahlung. Um die Richtigkeit der entwickelten Detektormodelle zu überprüfen und die Instrumente zu kalibrieren, ist es unabdingbar die longitudinale Struktur mit einer unabhängigen Diagnostik zu vermessen. Die hierzu verwendete transversal ablenkende Struktur TDS (transverse deflecting structure) ermöglicht es die Ladungsverteilung  $\rho_l(z)$  von hochrelativistischen Elektronenpaketen direkt zu bestimmen [ABEK01]. Seit 2003 ist eine solche TDS [ALL64] bei FLASH im Einsatz [Röo8] und ein wesentlicher Bestandteil der Diagnostik [RGS<sup>+</sup>09, BGG<sup>+</sup>12].

Im Folgenden wird kurz das Prinzip erklärt, der aktuelle Aufbau bei FLASH beschrieben, die Messprozedur vorgestellt und dargestellt, wie die Zeitstruktur bzw. die Struktur im Frequenzbereich ermittelt wird.

### D.1 Funktionsprinzip

Die TDS [ALL64] ist ein 3.64 m langer Wellenleiter, der zur Anpassung der Phasen- an die Vakuumlichtgeschwindigkeit  $c$  mit Irisblenden ausgestattet ist. Die Frequenz  $f_{\text{TDS}}$  beträgt 2.86 GHz. Die Feldmode ist eine Superposition aus  $\text{TM}_{11}$  und  $\text{TE}_{11}$ , welche Polarisationskomponenten in transversaler Richtung ausbildet.

Das Elektronenpaket durchquert die TDS und propagiert phasenstarr mit dem eingespeisten HF-



**Abbildung D.1:** Schematische Funktionsweise der TDS: Ein räumlich ausgedehntes Elektronenpaket mit  $\sigma_z \ll c/f_{\text{TDS}}$  erfährt im TDS Wellenleiter einen  $z$ -abhängigen transversalen Impuls- bzw. eine Winkeländerung nach Gl. (D.1), welche sich über den Phasenverschub  $\Delta\Psi$  zwischen der TDS Position  $s_0$  und einer beliebigen Position  $s$  in eine transversale Gesamtablage und eine transversale Scherung der Breite  $\sigma_y$  ausbildet, siehe Gl. (D.4). Je nach Phasenlage  $\varphi_{\text{TDS}}$  kann die Nettoablage oder die Scherung maximiert bzw. minimiert werden. Bei Phase  $\varphi_{\text{TDS}} = \pm 90^\circ$  wird linear die longitudinale Achse auf die vertikale abgebildet. Mit einem Beobachtungsschirm kann so die zeitliche Elektronenpaketstruktur in der  $(x, z)$ -Ebene vermessen werden.

Puls, siehe Abb. D.1. Über die Länge der TDS wird durch das transversale elektrische Wechselfeld in vertikaler Richtung der Impuls  $p_y$  auf die Elektronen übertragen. In Abhängigkeit der longitudinalen Position  $z$  wird effektiv eine Winkeländerung

$$\Delta y'(s_0, z) = \frac{eV_0}{cp} \cos\left(\frac{2\pi}{c} f_{\text{TDS}} z + \varphi_{\text{TDS}}\right) \quad (\text{D.1})$$

aufgeprägt. Hierbei ist  $e$  die Elementarladung,  $V_0$  der Scheitelwert der TDS Ablenkspannung,  $p$  der Gesamtimpuls der Elektronen und  $\varphi_{\text{TDS}}$  die Phase der maximalen Spannung bzgl. des longitudinalen Schwerpunktes des Elektronenpaketes. Von der Position der TDS  $s_0$  bis zu einer beliebigen Position  $s$  wird die Winkeländerung  $\Delta y'$  in eine vertikale Ablage  $y$  durch das Matrixelement  $R_{34}$  transformiert:

$$y(s) = y_0(s) + R_{34}(s, s_0) \Delta y'(s_0, z) . \quad (\text{D.2})$$

Die ursprüngliche Ablage wird mit  $y_0$  bezeichnet. Teilchen erfahren in Abhängigkeit des longitudinalen Ortes  $z(s_0)$  eine unterschiedliche Ablage  $y(s)$ ; die longitudinale Achse wird auf die vertikale Achse abgebildet. Ist die Bunchlänge  $\sigma_z$  viel kleiner als die Oszillationsperiode der TDS, wird zu einem der Schwerpunkt  $\langle y \rangle(s_0)$  der Elektronenverteilung vertikal verschoben (Nettoablenkung) und zum anderen vertikal geschert. Diese Abbildung ist näherungsweise linear, wenn das elektrische Feld der TDS einen Nulldurchgang bzgl. des longitudinalen Schwerpunktes  $z = 0$  hat. Durch die Punktsymmetrie verschwindet die Nettoablenkung  $\langle y \rangle(s_0)$ . Für die Phaseneinstellungen  $\varphi_{\text{TDS}} = \pm 90^\circ$  wird Gl. (D.1) in erster Ordnung entwickelt

$$\Delta y'(s_0, z) = 0 \pm \frac{2\pi e}{c^2} \frac{V_0 f_{\text{TDS}}}{p} z + \mathcal{O}(z^2) \quad (\text{D.3})$$

und in Gl. (D.2) eingesetzt:

$$y(s) = y_0(s) \pm S_{\text{TDS}}(s, s_0) z(s_0) . \quad (\text{D.4})$$

Der Proportionalitätsfaktor  $S_{\text{TDS}}$  wird Scherparameter genannt und ist durch

$$|S_{\text{TDS}}(s, s_0)| = R_{34} \Delta y' / z = \sqrt{\beta_y(s)\beta_y(s_0)} \sin \Delta\Psi_y(s, s_0) \frac{2\pi e}{c^2} \frac{V_0 f_{\text{TDS}}}{p} \quad (\text{D.5})$$

gegeben. Das Matrixelement  $R_{34}$  der Magnetoptik ist durch die vertikale Beta Funktionen  $\beta_y$  und den Phasenvorschub  $\Delta\Psi_y$  zwischen  $s_0$  und  $s$  bestimmt.

Mit einem Schirm an Position  $s$  kann in Ebene  $(x, y)$  die Dichteverteilung  $\rho(x, z)$  direkt vermessen werden. Durch stufenloses Anpassen der Ablenkspannung  $V_0$  in Gl. (D.5) kann ein sehr großer dynamischer Bereich abgedeckt werden.

Eine Änderung in  $\Delta\varphi_{\text{TDS}}$  verschiebt zeitlich den Nulldurchgang der Ablenkspannung bzgl. des Schwerpunktes des Elektronenpaketes, so dass eine Nettoablenkung  $\Delta\langle y \rangle$  erzeugt wird. Experimen-

tell kann der Scherparameter  $S_{\text{TDS}}$  nach Gl. (D.4) über

$$S_{\text{TDS}} = \frac{\Delta\langle y \rangle}{\Delta z} \approx \frac{1}{c} \frac{\Delta\langle y \rangle}{\Delta t} = \frac{2\pi f_{\text{TDS}}}{c} \frac{\Delta\langle y \rangle}{\Delta\varphi_{\text{TDS}}} \quad (\text{D.6})$$

auf dem Schirm ermittelt werden.

Die erreichbare longitudinale Auflösung  $\mathcal{R}_z$  der TDS ist durch den Quotienten von intrinsischer RMS Strahlbreite  $\sigma_{y,0}$  und Scherparameter  $S_{\text{TDS}}$  gegeben:

$$\mathcal{R}_z = \frac{\sigma_{y,0}(s)}{S_{\text{TDS}}} = \frac{\sqrt{\beta_y(s) \gamma^{-1} \varepsilon_{n,y}}}{S_{\text{TDS}}} = \sqrt{\frac{\varepsilon_{n,y}}{\gamma \beta_y(s_0) \sin \Delta\Psi_y(s, s_0)}} \frac{1}{2\pi e} \frac{c^2}{V_0 f_{\text{TDS}}}. \quad (\text{D.7})$$

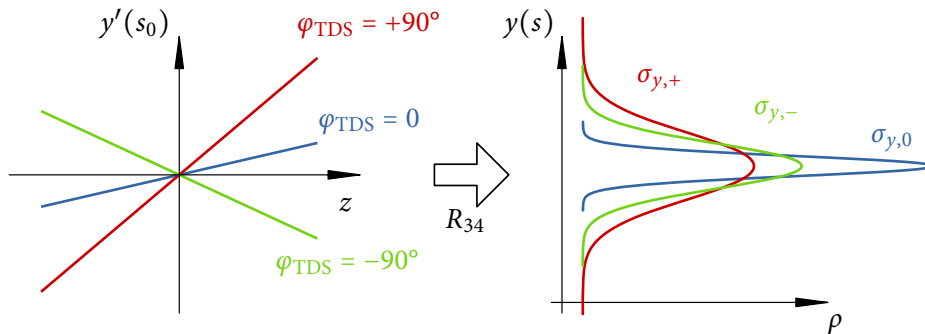
Die Auflösung bei gegebener Spannung  $V_0$  und Frequenz  $f_{\text{TDS}}$  wird minimal, wenn  $\beta_y(s_0)$  groß und  $\Delta\Psi_y = \pi/2$  gewählt wird.

### D.1.1 Transversal-Longitudinale Korrelationen

In Gl. (D.4) wird angenommen, dass allein die TDS eine lineare Änderung von  $y'$  in Abhängigkeit von  $z$  auf das Elektronenpaket bewirkt. Durch kollektive Effekte, wie z.B. transversale Wakefelder (Abs. 1.4.3), können zusätzliche Korrelationen erzeugt werden.

Der Fall einer intrinsischen linearen Abhängigkeit in  $y'(z)$  ist schematisch in Abb. D.2 gezeigt. Je nachdem welches Vorzeichen der aufgeprägte Gradient bei gleicher Spannung  $V_0$  aufweist, werden verschiedene transversale Dichteverteilungen gemessen. Im einfachen Fall einer linearen Korrelation ist es möglich, aus den zwei Phaseneinstellungen  $\varphi_{\text{TDS}} = \pm 90^\circ$  durch eine lineare Transformation das ursprüngliche Profil zu ermitteln [BGG<sup>+</sup>12].

Im Allgemeinen ist die Abhängigkeit nicht linear. Dies kann im Extremen dazu führen, dass bei



**Abbildung D.2:** Schematische Darstellung systematischer Fehler der TDS-Messung durch intrinsische Korrelationen: Eine lineare Korrelation von  $y'$  entlang der longitudinalen Achse  $z$  am Ort  $s_0$  der TDS (links) führt durch das Matrixelement  $R_{34}$  an Position  $s$  zur effektiven projizierten Strahlbreite  $\sigma_{y,0}$  (rechts), analog zu Gl. (D.4). Durch den zusätzlichen Winkelgradienten kann am Ort  $s_0$  die positive lineare Korrelation verstärkt ( $\varphi_{\text{TDS}} = +90^\circ$ ) oder in eine effektiv negative ( $\varphi_{\text{TDS}} = -90^\circ$ ) überführt werden. Es resultieren unterschiedliche gemessene transversale Strahlbreiten mit  $\sigma_{y,+} > \sigma_{y,-}$ ; das longitudinale Profil und die Bunchlänge  $\sigma_z$  werden fehlerhaft bestimmt.

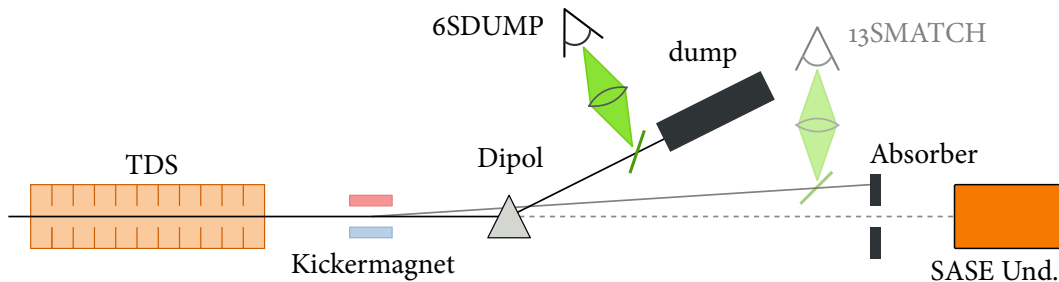
starker lokaler Variation  $z$  nicht mehr injektiv auf  $y$  abgebildet wird. Zeitlich aufeinander folgende Strukturen werden lokal in Scherrichtung vertauscht. Im Falle komplexe intrinsischen Korrelationen kann die Struktur durch eine tomographische Methode rekonstruiert werden [LBC<sup>+</sup>04].

## D.2 Aufbau bei FLASH

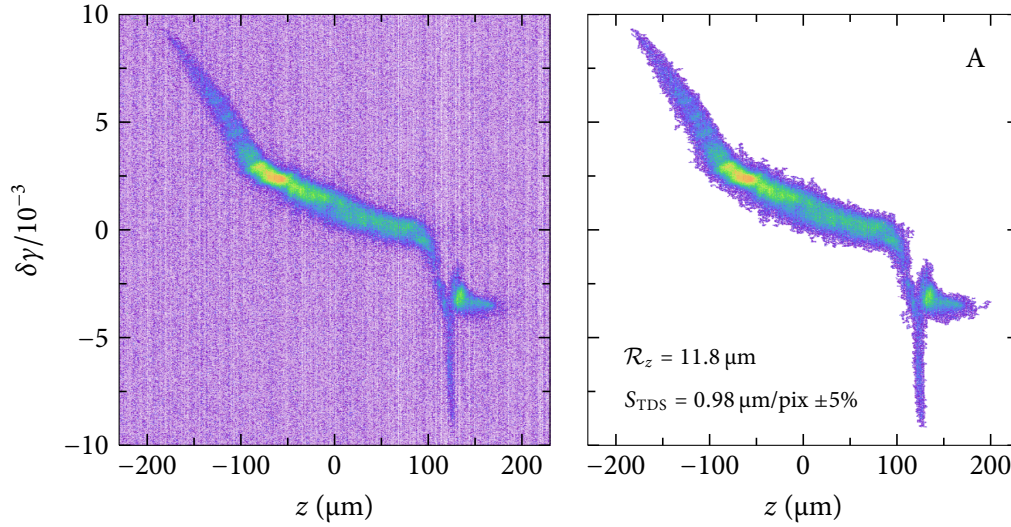
Im Zuge des FLASH Upgrades Ende 2009 [SFF<sup>+</sup>10] wurde die TDS von einer Position nach dem Beschleunigermodul ACC7 unmittelbar vor die SASE Undulatoren verschoben, siehe Abb. 1.2. Der momentane Aufbau [BGZ09, BG10] ist in Abb. D.3 schematisch wiedergegeben und teilt sich in zwei Messstationen 13SMATCH und 6SDUMP.

Zeitgleich zum FEL Betrieb kann mit Hilfe eines schnellen Kickermagneten das in vertikaler Achse gescherte Elektronenpaket aus dem Elektronenpaketpulszug mit einer Repetitionsrate von 10 Hz auf einen 45° off-axis Schirm gelenkt werden; die restlichen Bunche bleiben unbeeinflusst und können im Undulator SASE Photonpulse erzeugen. Der Kameraaufbau 13SMATCH kann somit die Elektronendichte in der  $(z, x)$ -Ebene parallel zu FEL Experimenten vermessen werden.

Die Station 6SDUMP wird bei deaktiviertem Kickermagnet und angeschalteten Ablenktdipol betrieben. Folglich ist der parallele Betrieb zu FEL Nutzerexperimenten nicht mehr möglich. Die 10° Ablenkung in horizontale Ebene erzeugt die Dispersion  $R_{16}$ , welche eine horizontale Ablage  $x$  in Abhängigkeit der relativen Energieabweichung  $\delta\gamma$  hervorruft. Somit wird in transversaler Ebene der longitudinale Phasenraum  $(z, \delta\gamma)$  abgebildet, welcher mit einem Kameraaufbau vermessen wird. In Abb. D.4 ist eine solche Messung illustriert. Eine Kalibrierung der horizontalen Ablage in einer Energieabweichung [Röo8] ist hier nicht aufgeführt, da weder das THz Spektrometer noch die Kompressionsmonitore sensitiv auf die relative Energiebreite  $\sigma_{\delta\gamma}$  sind.



**Abbildung D.3:** Schematischer Aufbau der TDS Instrumentierung bei FLASH. Es stehen zwei Schirmstationen zur Wahl um das longitudinale Profil zu messen. 13SMATCH: Das von der TDS manipulierte Elektronenpaket wird mit Hilfe eines schnellen Kickermagneten auf einen off-axis Schirm gelenkt und dort mit einem Kamerasystem vermessen. Diese Station erlaubt es, Messungen von  $\rho(z, x)$  parallel zum FEL Betrieb zu tätigen. 6SDUMP: Über ein Dipolpaar wird der Strahl um 10° in horizontaler Ebene in einen Spektrometerarm gelenkt. Durch die Dispersion  $R_{16}$  wird senkrecht zur Scherachse der Elektronenstrahl nach Impuls aufgespalten; die longitudinale Phasenraumdichte  $\rho(z, \delta\gamma)$  kann direkt gemessen werden [ABEK01]. 6SDUMP kann nicht parasitär betrieben werden, erreicht jedoch eine bessere longitudinale Auflösungen mit  $R_z < 3 \mu\text{m}$  als Station 13SMATCH [BGG<sup>+</sup>12]. In dieser Arbeit wird nur die Station 6SDUMP verwendet.



**Abbildung D.4:** TDS Einzelschussmessung (links) der longitudinalen Phasenraumdichte  $\rho(z, \delta\gamma)$  in der 6SDUMP Station, siehe Abb. D.3. Die Messung ist ein Beispiel der Kompressionseinstellung A in Abs. 4.5.1. Das prozessierte Kamerabild (rechts) nach Abzug eines Hintergrunds und Definition der region of interest ROI [Yan12] gibt die Elektronendichte farblich wieder. Die longitudinale Auflösung  $\mathcal{R}_z$  (Gl. (D.7)) bzgl. der Gesamtlänge beträgt in diesem Fall ca. 3%. Der Fehler der Kalibration liegt typischerweise im Bereich weniger Prozent [Beh].

Vergleichsmessungen in Abs. 3.3 und 4.5 wurden mit 6SDUMP durchgeführt, da die intrinsische Auflösung  $\mathcal{R}_z$  um eine Größenordnung besser ist als die von 13SMATCH. Zudem können die longitudinalen Phasenraummessungen nicht durch kohärente optische Strahlung auf Grund der Microbunching Instabilität, vgl. Abs. 4.6.4, verfälscht werden [BGK<sup>+</sup>12].

### D.3 Bestimmung des longitudinalen Profils

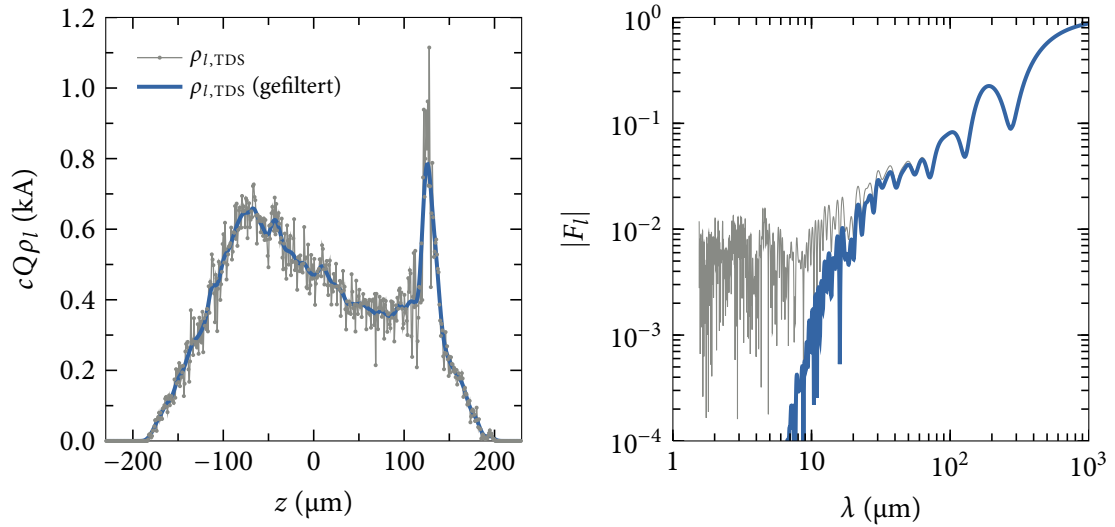
Aus der gemessenen longitudinalen Phasenraumdichte  $\rho(z, \delta\gamma)$  (Abb. D.4) kann durch Integration über die relative Energieabweichung  $\delta\gamma$  das longitudinale Dichteprofil  $\rho_l$  eines Elektronenpaketes bestimmt werden:

$$\rho_l = \rho(z) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho(z, \delta\gamma) d\delta\gamma. \quad (\text{D.8})$$

Gängig ist die Angabe des Stromprofils

$$I = c Q \rho_l, \quad (\text{D.9})$$

da es die Ladung  $Q$  des Elektronenpaketes mit einbezieht. Abbildung D.5 zeigt die Projektion nach Gl. (D.8) und Normierung nach Gl. (D.9) der Messung in Abb. D.4. Aus dem Profil kann schließlich



**Abbildung D.5:** Gemessene longitudinale Stromverteilung  $I = cQ\rho_I$  (links) und berechneter longitudinaler Formfaktor  $|F_I|$  (rechts) der TDS Messung in Abb. D.4 nach Gl. (D.8) und Gl. (D.11). Das Profil weist hochfrequente Dichteschwankungen auf, die auf Substrukturen oder aber Kamerarauschen hindeuten. Im Formfaktor macht sich dies durch ein Plateau bei  $10^{-2}$  bemerkbar. Durch eine Filterung des Profils können die Schwankungen reduziert und mögliche Fehler unterdrückt werden.

eine RMS Bunchlänge  $\sigma_z$  nach Gl. (D.6) und (D.7) bestimmt werden:

$$\sigma_z = \sqrt{\frac{\sigma_y^2}{S_{\text{TDS}}^2} - \mathcal{R}_z^2}. \quad (\text{D.10})$$

Für spektroskopische Messung kohärenter Strahlung zur longitudinalen Strukturanalyse (Kap. 2) ist die zum Dichteprofil  $\rho_I$  äquivalente Darstellung der Fouriertransformierten sehr bedeutend, siehe Abs. 2.1.1. Der Formfaktor wird aus dem gemessenen Profil mittels

$$F_I(\lambda) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho_I(z) \exp(-2\pi i z/\lambda) dz \quad (\text{D.11})$$

numerisch bestimmt. In Abb. D.5 ist der Betrag des longitudinalen Formfaktors  $|F_I|$  der Messung in Abb. D.4 gezeigt.

# Literaturverzeichnis

- [AAA<sup>+</sup>00] J. Andruszkow et al., *First Observation of Self-Amplified Spontaneous Emission in a Free-Electron Laser at 109 nm Wavelength*, Phys. Rev. Lett. **85** (2000), 3825–3829.
- [AAA<sup>+</sup>07] W. Ackermann et al., *Operation of a free-electron laser from the extreme ultraviolet to the water window*, Nature Photon. **1** (2007), 336–342.
- [ABB<sup>+</sup>00] B. Aune et al., *Superconducting TESLA cavities*, Phys. Rev. ST Accel. Beams **3** (2000), 092001.
- [ABB<sup>+</sup>02] V. Ayvazyan et al., *Generation of GW Radiation Pulses from a VUV Free-Electron Laser Operating in the Femtosecond Regime*, Phys. Rev. Lett. **88** (2002), 104802.
- [ABB<sup>+</sup>06] V. Ayvazyan et al., *First operation of a free-electron laser generating GW power radiation at 32 nm wavelength*, Eur. Phys. J. D **37** (2006), 297–303.
- [ABC<sup>+</sup>06] M. Altarelli et al., *The European X-Ray Free-Electron Laser - Technical Design Report*, DESY-06-097, DESY, 2006.
- [ABEK01] R. Akre, L. Bentson, P. Emma und P. Krejcik, *A Transverse RF Deflecting Structure for Bunch Length and Phase Space Diagnostic*, Proceedings of PAC'01, Chicago, Illinois, USA, 2001, S. 2353–2355.
- [ABG<sup>+</sup>08] A. Aghababyan et al., *The Accelerator Control System at DESY*, Beam Dynamics Newsletter (I. S. Ko und W. Chou, Hrsg.), Nr. 47, ICFA, 2008.
- [ADE<sup>+</sup>08] R. Akre et al., *Commissioning the Linac Coherent Light Source injector*, Phys. Rev. ST Accel. Beams **11** (2008), 030703.
- [ALL64] O. H. Altenmueller, R. R. Larsen und G. A. Loew, *Investigations of Traveling-Wave Separators for the Stanford Two-Mile Linear Accelerator*, Rev. Sci. Instrum. **35** (1964), 438–442.
- [AVB97] J. Ashok, P. Varaprasad und J. Birch, *Polyethylene (C<sub>2</sub>H<sub>4</sub>)<sub>n</sub>*, Handbook of Optical Constants of Solids (E. D. Palik, Hrsg.), Academic Press, 1997, S. 957–987.
- [BAB<sup>+</sup>10] J. Bödewadt et al., *sFLASH - First Results of Direct Seeding at FLASH*, Proceedings of FEL'10, Malmö, Schweden, 2010, S. 330–335.
- [BBD70] A. S. Barker, A. A. Ballman und J. A. Ditzenberger, *Infrared Study of the Lattice Vibrations in LiTaO<sub>3</sub>*, Phys. Rev. B **2** (1970), 4233–4239.
- [Beh] C. Behrens, Private Kommunikation.

- [Beh10] C. Behrens, *Detection and spectral measurements of coherent synchrotron radiation at FLASH*, Diplomarbeit, Universität Hamburg, 2010, DESY-THESIS-2010-002.
- [BFF<sup>+</sup>11] C. Behrens, A. Fisher, J. Frisch, A. Gilevich, H. Loos und J. Loos, *Design of a Single-Shot Prism Spectrometer in the Near- and Mid-Infrared Wavelength Range for Ultra-Short Bunch Length Diagnostics*, Proceedings of DIPAC'11, Hamburg, Germany, 2011, S. 368–370.
- [BG10] C. Behrens und C. Gerth, *Measurement of Sliced-Bunch Parameters at FLASH*, Proceedings of FEL'10, Malmö, Schweden, 2010, S. 131–134.
- [BGG<sup>+</sup>12] C. Behrens, N. Gerasimova, C. Gerth, B. Schmidt, E. A. Schneidmiller, S. Serkez, S. Wesch und M. V. Yurkov, *Constraints on photon pulse duration from longitudinal electron beam diagnostics at a soft x-ray free-electron laser*, Phys. Rev. ST Accel. Beams **15** (2012), 030707.
- [BG]<sup>+</sup>07] G. Berden et al., *Benchmarking of Electro-Optic Monitors for Femtosecond Electron Bunches*, Phys. Rev. Lett. **99** (2007), 164801.
- [BGK<sup>+</sup>12] C. Behrens, C. Gerth, G. Kube, B. Schmidt, S. Wesch und M. Yan, *Electron beam profile imaging in the presence of coherent optical radiation effects*, Phys. Rev. ST Accel. Beams **15** (2012), 062801.
- [BGZ09] C. Behrens, C. Gerth und I. Zagorodnov, *Numerical Performance Studies on the new Sliced-Beam-Parameter Measurement Section for FLASH*, Proceedings of FEL'09, Liverpool, UK, 2009, S. 599–602.
- [BNSW10] C. Behrens, D. Nicoletti, B. Schmidt und S. Wesch, *Upgrade and Evaluation of the Bunch Compression Monitor at the Free-electron Laser in Hamburg (FLASH)*, Proceedings of IPAC'10, Kyoto, Japan, 2010, S. 912–914.
- [Boc12] M. K. Bock, *Measuring the Electron Bunch Timing with Femtosecond Resolution at FLASH*, Doktorarbeit, Universität Hamburg, 2012, noch unveröffentlicht.
- [BOW07] J. Brau, Y. Okada und N. Walker, *International Linear Collider - Reference Design Report: Executive Summary*, DESY-07-046, ILC GDE, 2007.
- [BPN84] R. Bonifacio, C. Pellegrini und L. Narducci, *Collective instabilities and high-gain regime in a free electron laser*, Opt. Commun. **50** (1984), 373–378.
- [Bre11] J. Breunlin, *Commissioning of an Electro-Optic Electron Bunch Length Monitor at FLASH*, Diplomarbeit, Universität Hamburg, 2011, DESY-THESIS-2011-017.
- [BW93] M. Born und E. Wolf, *Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light*, 6. Aufl., Pergamon Press, 1993.
- [Caso4] P. Castro, *Dipole current, bending angle and beam energy in bunch compressors at TTF/VUV-FEL*, DESY-Technical Note 2004-02, DESY, 2004.



- [CCOV99] M. Castellano, A. Cianchi, G. Orlandi und V. Verzilov, *Effects of diffraction and target finite size on coherent transition radiation spectra in bunch length measurements*, Nucl. Instrum. Meth. A **435** (1999), 297–307.
- [Chio6] E. Chiadroni, *Bunch Length Characterization at the TTF VUV-FEL*, Doktorarbeit, Università degli Studi di Roma "TOR VERGATA", 2006, TESLA-FEL-2006-09.
- [CSS05] S. Casalbouni, B. Schmidt und P. Schmüser, *Far-Infrared Transition and Diffraction Radiation Part I: Production, Diffraction Effects and Optical Propagation*, TESLA-2005-15, DESY, 2005.
- [CSS<sup>+</sup>09] S. Casalbuoni, B. Schmidt, P. Schmüser, V. Arsov und S. Wesch, *Ultrabroadband terahertz source and beamline based on coherent transition radiation*, Phys. Rev. ST Accel. Beams **12** (2009), 030705.
- [CSSS06] S. Casalbouni, B. Schmidt, P. Schmüser und B. Steffen, *Far-Infrared Transition and Diffraction Radiation Part II: The THz Beamline at the VUV-FEL Linac*, TESLA-FEL-2006-04, DESY, 2006.
- [CT99] A. W. Chao und M. Tigner (Hrsg.), *Handbook of Accelerator Physics and Engineering*, 2. Aufl., World Scientific, 1999.
- [DBE<sup>+</sup>11] Y. Ding, C. Behrens, P. Emma, J. Frisch, Z. Huang, H. Loos, P. Krejcik und M.-H. Wang, *Femtosecond x-ray pulse temporal characterization in free-electron lasers using a transverse deflector*, Phys. Rev. ST Accel. Beams **14** (2011), 120701.
- [DES95] DESY, *A VUV Free Electron Laser at the TESLA Test Facility at DESY - Conceptual Design Report*, TESLA-FEL-1995-03, DESY, 1995.
- [DES12] DESY, *First seeding at FLASH*, Mai 2012, [www.desy.de/news/](http://www.desy.de/news/).
- [DH08] H. Delsim-Hashemi, *Infrared Single Shot Diagnostic for the Longitudinal Profile of the Electron Bunches at FLASH*, Doktorarbeit, Universität Hamburg, 2008, DESY-THESIS-2008-024.
- [DLE05] M. Dohlus, T. Limberg und P. Emma, *Bunch Compression for Linac-based FELs*, Beam Dynamics Newsletter (W. Chou, Hrsg.), Nr. 38, ICFA, 2005.
- [DNC<sup>+</sup>98] P. Dore et al., *Infrared Properties of Chemical-Vapor Deposition Polycrystalline Diamond Windows*, Appl. Opt. **37** (1998), 5731–5736.
- [EAA<sup>+</sup>10] P. Emma et al., *First lasing and operation of an angstrom-wavelength free-electron laser*, Nature Photon. **4** (2010), 641–647.
- [EBH10] H. Edwards, C. Behrens und E. Harms, *3.9 GHz Cavity Module for Linear Bunch Compression at FLASH*, Proceedings of LINAC'10, Tsukuba, Japan, 2010, S. 41–45.
- [EC]<sup>+</sup>06] P. Evtushenko, J. Coleman, K. Jordan, J. M. Klopff, G. Neil und G. P. Williams, *Bunch Length Measurements at JLAB FEL*, Proceedings of FEL'06, BESSY, Berlin, Germany, 2006, S. 736–739.

- [EGLP47] F. R. Elder, A. M. Gurewitsch, R. V. Langmuir und H. C. Pollock, *Radiation from Electrons in a Synchrotron*, Phys. Rev. **71** (1947), 829–830.
- [Fel10] J. Feldhaus, *FLASH - the first soft x-ray free electron laser (FEL) user facility*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **43** (2010), 194002.
- [FG05] L. Fröhlich und O. Grimm, *Bunch Length Measurements Using a Martin-Puplett Interferometer at the VUV-FEL*, Proceedings of FEL'05, Stanford, California, USA, 2005, S. 114–117.
- [Flö11] K. Flöttmann, *ASTRA: A Space Charge Tracking Algorithm*, 2011, [www.desy.de/~mpyflo/](http://www.desy.de/~mpyflo/).
- [FWG<sup>+</sup>09] U. Frühling et al., *Single-shot terahertz-field-driven X-ray streak camera*, Nature Photon. **3** (2009), 523–528.
- [GBC<sup>+</sup>08] M. Gensch et al., *New infrared undulator beamline at FLASH*, Infrared Phys. Technol. **51** (2008), 423–425.
- [GF46] V. L. Ginzburg und I. M. Frank, *On the transition radiation theory*, Sov. Phys. JETP **16** (1946), 15.
- [GF97] F. Gervais und V. Fonseca, *Lithium Tantalate (LiTaO<sub>3</sub>)*, Handbook of Optical Constants of Solids (E. D. Palik, Hrsg.), Academic Press, 1997, S. 777–805.
- [GMC<sup>+</sup>07] O. Grimm, N. Morozov, A. Chesnov, Y. Holler, E. Matushevsky, D. Petrov, J. Rossbach und E. Syresin, *Magnetic measurements with the FLASH infrared undulator*, TESLA-FEL-2007-08, DESY, 2007.
- [Gri07] O. Grimm, *Coherent Radiation Diagnostics for Short Bunches*, Proceedings of PAC'07, Albuquerque, New Mexico, USA, 2007, S. 2653–2657.
- [Gri08] O. Grimm, *Synchrotron Radiation for Beam Diagnostics: Numerical Calculations of the Single Electron Spectrum*, TESLA-FEL-2008-05, DESY, 2008.
- [GS06] O. Grimm und P. Schmüser, *Principles of longitudinal beam diagnostics with coherent radiation*, TESLA-FEL-2006-03, DESY, 2006.
- [GSSY03] G. Geloni, E. L. Saldin, E. A. Schneidmiller und M. V. Yurkov, *A Method for Ultrashort Electron Pulse Shape-Measurement Using Coherent Synchrotron Radiation*, DESY-03-031, DESY, 2003.
- [HBD<sup>+</sup>10] Z. Huang et al., *Measurements of the linac coherent light source laser heater and its impact on the x-ray free-electron laser performance*, Phys. Rev. ST Accel. Beams **13** (2010), 020703.
- [HBE<sup>+</sup>04] Z. Huang, M. Borland, P. Emma, J. Wu, C. Limborg, G. Stupakov und J. Welch, *Suppression of microbunching instability in the linac coherent light source*, Phys. Rev. ST Accel. Beams **7** (2004), 074401.

- [HFS08] K. Honkavaara, B. Faatz und S. Schreiber, *Status of FLASH*, Proceedings of FEL'08, Gyeongju, Korea, 2008, S. 533–536.
- [HH09] S. H. Hall und H. L. Heck, *Advanced Signal Integrity for High-Speed Digital Designs*, 1. Aufl., John Wiley & Sons, 2009.
- [HK02] Z. Huang und K.-J. Kim, *Formulas for coherent synchrotron radiation microbunching in a bunch compressor chicane*, Phys. Rev. ST Accel. Beams **5** (2002), 074401.
- [HK07] Z. Huang und K.-J. Kim, *Review of x-ray free-electron laser theory*, Phys. Rev. ST Accel. Beams **10** (2007), 034801.
- [HSW<sup>+</sup>11] M. C. Hoffmann, S. Schulz, S. Wesch, S. Wunderlich, A. Cavalleri und B. Schmidt, *Coherent single-cycle pulses with MV/cm field strengths from a relativistic transition radiation light source*, Opt. Lett. **36** (2011), 4473–4475.
- [Jac99] J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, 3. Aufl., John Wiley & Sons, 1999.
- [KBB<sup>+</sup>10] W. Koprek et al., *Intra-train Longitudinal Feedback for Beam Stabilization at FLASH*, Proceedings of FEL'10, Malmö, Schweden, 2010, S. 537–543.
- [KBBK02] W. Kleber, H.-J. Bautsch, J. Bohm und D. Klimm, *Einführung in die Kristallographie*, 18. Aufl., Oldenbourg Wissenschaftsverlag, 2002.
- [KS80] A. Kondratenko und E. Saldin, *Generating Of Coherent Radiation By A Relativistic Electron Beam In An Undulator*, Part. Accel. **10** (1980), 207–216.
- [Kug] Kugler GmbH, Private Kommunikation.
- [LAB<sup>+</sup>08] H. Loos et al., *Observation of Coherent Optical Transition Radiation in the LCLS Linac*, Proceedings of FEL'08, Gyeongju, Korea, 2008, S. 485–489.
- [LAF<sup>+</sup>10] F. Löhler et al., *Electron Bunch Timing with Femtosecond Precision in a Superconducting Free-Electron Laser*, Phys. Rev. Lett. **104** (2010), 144801.
- [LBC<sup>+</sup>04] H. Loos, P. R. Bolton, J. Clendenin, D. H. Dowell, S. M. Gierman, C. G. Limborg, J. F. Schmerge, T. V. Shafan und B. Sheehy, *Longitudinal phase space tomography at the SLAC gun test facility and the BNL DUV-FEL*, Nucl. Instrum. Meth. A **528** (2004), 189–193.
- [LBE<sup>+</sup>07] H. Loos, T. Borden, P. Emma, J. Frisch und J. Wu, *Relative Bunch Length Monitor for the Linac Coherent Light Source (LCLS) using Coherent Edge Radiation*, Proceedings of PAC'07, Albuquerque, New Mexico, USA, 2007, S. 4189–4191.
- [LH97] D. W. Lynch und W. Hunter, *An Introduction to the Data for Several Metals*, Handbook of Optical Constants of Solids (E. D. Palik, Hrsg.), Academic Press, 1997, S. 341–419.
- [LHS94] R. Lai, U. Happek und A. J. Sievers, *Measurement of the longitudinal asymmetry of a charged particle bunch from the coherent synchrotron or transition radiation spectrum*, Phys. Rev. E **50** (1994), R4294–R4297.

- [LLR<sup>+</sup>11] O. Lundh et al., *Few femtosecond, few kiloampere electron bunch produced by a laser-plasma accelerator*, Nature Phys. **7** (2011), 219–222.
- [LNM77] E. G. Loewen, M. Nevière und D. Maystre, *Grating efficiency theory as it applies to blazed and holographic gratings*, Appl. Opt. **16** (1977), 2711–2721.
- [Löho9] F. Löhl, *Optical Synchronization of a Free-Electron Laser with Femtosecond Precision*, Doktorarbeit, Universität Hamburg, 2009, DESY-THESIS-2009-031.
- [LS94] R. Lai und A. J. Sievers, *Determination of a charged-particle-bunch shape from the coherent far infrared spectrum*, Phys. Rev. E **50** (1994), R3342–R3344.
- [LS97] R. Lai und A. Sievers, *On using the coherent far IR radiation produced by a charged-particle bunch to determine its shape: I Analysis*, Nucl. Instrum. Meth. A **397** (1997), 221–231.
- [LSB<sup>+</sup>09] A. H. Lumpkin, N. S. Sereno, W. J. Berg, M. Borland, Y. Li und S. J. Pasky, *Characterization and mitigation of coherent-optical-transition-radiation signals from a compressed electron beam*, Phys. Rev. ST Accel. Beams **12** (2009), 080702.
- [LSC<sup>+</sup>06] F. Löhl, S. Schreiber, M. Castellano, G. Di Pirro, L. Catani, A. Cianchi und K. Honkavaara, *Measurements of the transverse emittance at the FLASH injector at DESY*, Phys. Rev. ST Accel. Beams **9** (2006), 092802.
- [MAA<sup>+</sup>11] V. Miltchev et al., *sFLASH - Present Status and Commissioning Results*, Proceedings of IPAC'11, San Sebastián, Spanien, 2011, S. 923–927.
- [MBHP06] D. Mihalcea, C. L. Bohn, U. Happek und P. Piot, *Longitudinal electron bunch diagnostics using coherent transition radiation*, Phys. Rev. ST Accel. Beams **9** (2006), 082801.
- [MRH<sup>+</sup>98] A. Murokh, J. Rosenzweig, M. Hogan, H. Suk, G. Travish und U. Happek, *Bunch length measurement of picosecond electron beams from a photoinjector using coherent transition radiation*, Nucl. Instrum. Meth. A **410** (1998), 452–460.
- [MT10] B. W. J. McNeil und N. R. Thompson, *X-ray free-electron lasers*, Nature Photon. **4** (2010), 814–821.
- [NON<sup>+</sup>89] T. Nakazato et al., *Observation of coherent synchrotron radiation*, Phys. Rev. Lett. **63** (1989), 1245–1248.
- [OvdMvA95] D. Oepts, A. F. G. van der Meer und P. W. van Amersfoort, *The Free-Electron-Laser user facility FELIX*, Infrared Phys. Technol. **36** (1995), 297–308.
- [PB80] R. Petit und L. C. Botten, *Electromagnetic Theory of Gratings*, Springer, 1980.
- [Pfl00] J. Pflüger, *Undulators for SASE FELs*, Nucl. Instrum. Meth. A **445** (2000), 366–372.
- [Phi97] H. R. Philipp, *Silicon Dioxide (SiO<sub>2</sub>), Type  $\alpha$  (Crystalline)*, Handbook of Optical Constants of Solids (E. D. Palik, Hrsg.), Academic Press, 1997, S. 719–747.

- [PL05] C. Palmer und E. Loewen, *Diffraction Grating Handbook*, 6. Aufl., Newport Corporation, 2005.
- [PRST10] A. P. Potylitsyn, M. I. Ryazanov, M. N. Strikhanov und A. A. Tishchenko, *Diffraction Radiation from Relativistic Particles*, 1. Aufl., Springer, 2010.
- [RGS<sup>+</sup>09] M. Röhrs, C. Gerth, H. Schlarb, B. Schmidt und P. Schmüser, *Time-resolved electron beam phase space tomography at a soft x-ray free-electron laser*, Phys. Rev. ST Accel. Beams **12** (2009), 050704.
- [RKR<sup>+</sup>10] V. Rybnikov, V. Kocharyan, K. Rehlich, E. Sombrowski und T. Wilksen, *FLASH DAQ Data Management and Access Tools*, Proceedings of PCaPAC'10, Saskatoon, Saskatchewan, Kanada, 2010, S. 194–196.
- [RMPr08] S. Reiche, P. Musumeci, C. Pellegrini und J. Rosenzweig, *Development of ultra-short pulse, single coherent spike for SASE X-ray FELs*, Nucl. Instrum. Meth. A **593** (2008), 45–48.
- [Ros96] J. Rossbach, *A VUV free electron laser at the TESLA test facility at DESY*, Nucl. Instrum. Meth. A **375** (1996), 269–273.
- [Ros01] J. Rossbach, *Observation of self-amplified spontaneous emission in the wavelength range from 80 to 180 nm at the TESLA test facility FEL at DESY*, Nucl. Instrum. Meth. A **475** (2001), 13–19.
- [RRSR<sup>+</sup>12] M. Rehders, J. Rönsch-Schulenburg, J. Rossbach, H. Schlarb und S. Schreiber, *Investigations on the Optimum Accelerator Parameters for the Ultra-Short Bunch Operation of the Free-Electron Laser in Hamburg (FLASH)*, Proceedings of IPAC'12, New Orleans, Louisiana, USA, 2012, TUPPP053.
- [RSTW01] F. Richard, J. R. Schneider, D. Trines und A. Wagner, *TESLA - Technical Design Report: Executive Summary*, DESY-01-011, DESY, 2001.
- [Röo8] M. Röhrs, *Investigation of the Phase Space Distribution of Electron Bunches at the FLASH-Linac Using a Transverse Deflecting Structure*, Doktorarbeit, Universität Hamburg, 2008, DESY-THESIS-2008-012.
- [SBDH<sup>+</sup>08] B. Schmidt, C. Behrens, H. Delsim-Hashemi, P. Schmüser und S. Wesch, *Coherent Micro-Bunching Radiation from Electron Bunches at FLASH in the 10 Micrometer Wavelength Range*, Proceedings of FEL'08, Gyeongju, Korea, 2008, S. 397–400.
- [Sch] B. Schmidt, Private Kommunikation.
- [Sch45] J. Schwinger, *On Radiation by Electrons in a Betatron*, LBNL 39088/CBP, Note-179, 1945.
- [Sch46] L. I. Schiff, *Production of Particle Energies beyond 200 Mev*, Rev. Sci. Instrum. **17** (1946), 6.

- [Sch49] J. Schwinger, *On the Classical Radiation of Accelerated Electrons*, Phys. Rev. **75** (1949), 1912–1925.
- [Scho1] H. Schlarb, *Collimation system for the VUV free-electron laser at the TESLA test facility*, Doktorarbeit, Universität Hamburg, 2001, DESY-THESIS-2001-055.
- [Sch10] J. R. Schneider, *FLASH - from accelerator test facility to the first single-pass soft x-ray free-electron laser*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **43** (2010), 194001.
- [Sch12] S. Schulz, *Implementation of the Laser-Based Femtosecond Precision Synchronization System at FLASH*, Doktorarbeit, Universität Hamburg, 2012, noch unveröffentlicht.
- [SDRo8] P. Schmüser, M. Dohlus und J. Rossbach, *Ultraviolet and Soft X-Ray Free-Electron Lasers*, 1. Aufl., Springer, 2008.
- [SED<sup>+</sup>07] D. Sütterlin, D. Erni, M. Dehler, H. Jäckel, H. Sigg und V. Schlott, *An analytic formalism for the emission of coherent transition radiation from an oblique finite thin metallic target screen*, Nucl. Instrum. Meth. B **264** (2007), 361–370.
- [SES<sup>+</sup>10] D. Sütterlin, D. Erni, V. Schlott, H. Sigg, H. Jäckel, und A. Murk, *Single-shot electron bunch length measurements using a spatial electro-optical autocorrelation interferometer*, Rev. Sci. Instrum. **81** (2010), 104702.
- [SFo8] A. G. Shkvarunets und R. B. Fiorito, *Vector electromagnetic theory of transition and diffraction radiation with application to the measurement of longitudinal bunch size*, Phys. Rev. ST Accel. Beams **11** (2008), 012801.
- [SFF<sup>+</sup>10] S. Schreiber, B. Faatz, J. Feldhaus, K. Honkavaara, R. Treusch, M. Vogt und J. Rossbach, *FLASH Upgrade and First Results*, Proceedings of FEL<sub>10</sub>, Malmö, Schweden, 2010, S. 198–201.
- [SSY02] E. Saldin, E. Schneidmiller und M. Yurkov, *Klystron instability of a relativistic electron beam in a bunch compressor*, Nucl. Instrum. Meth. A **490** (2002), 1–8.
- [SSY04] E. Saldin, E. Schneidmiller und M. Yurkov, *Longitudinal space charge-driven micro-bunching instability in the TESLA Test Facility linac*, Nucl. Instrum. Meth. A **528** (2004), 355–359.
- [SSY10] E. L. Saldin, E. A. Schneidmiller und M. V. Yurkov, *Optical afterburner for an x-ray free electron laser as a tool for pump-probe experiments*, Phys. Rev. ST Accel. Beams **13** (2010), 030701.
- [Sta65] A. L. J. Stanford, *Detection of electromagnetic radiation using the pyroelectric effect*, Solid-State Electronics **8** (1965), 747–755.
- [TATK<sup>+</sup>12] J. Thangaraj et al., *Demonstration of a real-time interferometer as a bunch-length monitor in a high-current electron beam accelerator*, Rev. Sci. Instrum. **83** (2012), 043302.

- [TKFKo8] R. Thurman-Keup, R. P. Filler und G. Kazakevich, *Bunch Length Measurement at the Fermilab Ao Photoinjector using a Martin Puplett Interferometer*, Proceedings of BIW'08, Tahoe City, California, USA, 2008, S. 153–157.
- [Tol56] J. S. Toll, *Causality and the Dispersion Relation: Logical Foundations*, Phys. Rev. **104** (1956), 1760–1770.
- [TWo6] C. Thongbai und H. Wiedemann, *Review and analysis of autocorrelation electron bunch length measurements*, Nucl. Instrum. Meth. A **568** (2006), 923–932.
- [Tyd] Tydex, Private Kommunikation.
- [Vog] M. Vogt, Private Kommunikation.
- [vTTM<sup>+</sup>o8] J. van Tilborg, C. Tóth, N. H. Matlis, G. R. Plateau und W. P. Leemans, *Electro-optic techniques in electron beam diagnostics*, Proceedings of BIW'08, Tahoe City, California, USA, 2008, S. 65–74.
- [WBSSo9] S. Wesch, C. Behrens, B. Schmidt und P. Schmüser, *Observation of Coherent Optical Transition Radiation and Evidence for Microbunching in Magnetic Chicanes*, Proceedings of FEL'09, Liverpool, UK, 2009, S. 619–622.
- [Wie98] H. Wiedemann, *Particle Accelerator Physics I*, 2. Aufl., Band I, Springer, 1998.
- [Wilo8] A. Willner, *Investigations into the FLASH Infrared Undulator as an Electron Beam Diagnostic Tool*, Diplomarbeit, Universität Hamburg, 2008, DESY-THESIS-2008-04.
- [Wis12] L. Wissmann, *A Robust Fibre Laser System for Electro-Optic Electron Bunch Profile Measurements at FLASH*, Doktorarbeit, Universität Hamburg, 2012, noch unveröffentlicht.
- [WSY<sup>+</sup>o2] T. Watanabe et al., *Overall comparison of subpicosecond electron beam diagnostics by the polychromator, the interferometer and the femtosecond streak camera*, Nucl. Instrum. Meth. A **480** (2002), 315–327.
- [Wun12] S. Wunderlich, *Electro-optic sampling of THz pulses at the CTR source at FLASH*, Diplomarbeit, Universität Hamburg, 2012, DESY-THESIS-2012-017.
- [Xia12] D. Xiang, *Recent Advances and New Techniques in Visualization of Ultra-short Relativistic Electron Bunches*, Proceedings of IPAC'12, New Orleans, Louisiana, USA, 2012, WEXBo1.
- [Yan12] M. Yan, *Suppression of COTR in Electron Beam Imaging Diagnosis at FLASH*, Diplomarbeit, Universität Hamburg, 2012, DESY-THESIS-2012-011.
- [Zag10] I. Zagorodnov, *FLASH beam dynamic simulations for different charges*, 2010, [www.desy.de/fel-beam/s2e/](http://www.desy.de/fel-beam/s2e/).
- [ZD11] I. Zagorodnov und M. Dohlus, *Semianalytical modeling of multistage bunch compression with collective effects*, Phys. Rev. ST Accel. Beams **14** (2011), 014403.





# Danksagung

Herzlich Bedanken will ich mich bei ...

Dr. Bernhard Schmidt,  
Prof. Dr. Wilfried Wurth,  
Prof. Dr. Norbert Holtkamp,  
Dr. Jens Osterhoff,  
Dr. Sebastian Schulz,  
Dr. Christopher Behrens,  
der DESY Arbeitsgruppe FLA,  
dem gesamten FLASH Team,  
meinen Freunden  
und meiner Familie.