

---

# Optische Strahldiagnose an der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA

---

**Dissertation**

zur

Erlangung des Doktorgrades (Dr. rer. nat.)

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

vorgelegt von

Sven Zander

aus

Großburgwedel

Bonn 2013

Angefertigt mit Genehmigung der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der  
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

1. Gutachter: Priv.-Doz. Dr. Wolfgang Hillert
2. Gutachter: Prof. Dr. Klaus Desch

Tag der Promotion: 23.09.2013  
Erscheinungsjahr: 2013

## Zusammenfassung

An der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA wird eine resonante Anregung der horizontalen Strahlschwingungen zur Extraktion der Elektronen aus dem Speicherring genutzt. Diese Extraktionsmethode ermöglicht an den beiden Experimentierplätzen einen konstanten Strom über einen Extraktionszeitraum von mehreren Sekunden zur Verfügung zu stellen. Diese Extraktionsmethode hat maßgeblichen Einfluss auf die Strahlqualität.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Emittanz als Maß für die Strahlqualität aus den Strahlbreiten des Elektronenstrahls bestimmt. Zur Messung der Strahlbreiten wurde die optische Strahldiagnose genutzt. Der Schwerpunkt lag hierbei auf der Diagnostik mittels Synchrotronlicht, da diese keine Beeinflussung des Elektronenstrahls zur Folge hat. Ein Ziel dieser Arbeit war die Untersuchung des Einflusses der Extraktionsmethode auf die Strahlqualität. Um diese Untersuchungen zu ermöglichen wurde ein System aus Synchrotronlichtmonitoren aufgebaut und erweitert. Dieses System wurde auf die simultane Messung der Strahlprofile im Speicherring und in der externen Strahlführung ausgelegt. Als Maß der Strahlqualität wurde die Emittanz in Abhängigkeit der Extraktionseinstellungen bestimmt. Um die Entwicklung der Emittanz über einen Beschleunigerzyklus untersuchen zu können, wurden erstmals zeitaufgelöste Emittanzmessungen durchgeführt.

Zur Erweiterung und Verbesserung der optischen Strahldiagnose im Speicherring wurde als weiterer Schwerpunkt dieser Arbeit ein neuer Diagnoseplatz in einem an den Beschleuniger angrenzenden Labor geplant, aufgebaut und in Betrieb genommen. An diesem Diagnoseplatz wurde ein hochauflösender Synchrotronlichtmonitor, der im UV-Bereich sensitiv ist, aufgebaut und in das Diagnosesystem implementiert.

Die Positionierung des Diagnoseplatzes außerhalb des Beschleunigertunnels ermöglicht den Einsatz von strahlungsempfindlicher Diagnostik. Zur Untersuchung der longitudinalen Ladungsverteilung in den Elektronenpaketen und ihren Schwingungen untereinander ist die optische Strahldiagnose um ein Streackamerasystem erweitert worden. Der Diagnoseplatz und die dazugehörige Strahlführung wurden auf dessen Einsatz hin ausgelegt. Erste erfolgreiche Untersuchungen der longitudinalen Ladungsverteilung mit einem zeitlichen Auflösungsvermögen im Bereich von wenigen Picosekunden werden vorgestellt.



## Inhaltsverzeichnis

<b>Zusammenfassung</b>	<b>III</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2 Die Beschleunigeranlage ELSA</b>	<b>3</b>
2.1 Hadronenphysikalische Experimente an der Beschleunigeranlage ELSA . . . . .	5
2.2 Crystal-Barrel/TAPS-Experiment . . . . .	6
2.3 BGO-OD-Experiment . . . . .	7
<b>3 Synchrotronstrahlung</b>	<b>9</b>
3.1 Abgestrahlte Leistung von geladenen Teilchen . . . . .	9
3.2 Winkelverteilung der Synchrotronstrahlung . . . . .	10
3.3 Frequenzspektrum der Synchrotronstrahlung . . . . .	12
<b>4 Strahldiagnose an ELSA</b>	<b>15</b>
4.1 Diagnoseelemente am Stretcherring . . . . .	15
4.1.1 Strahllagemonitore im Stretcherring . . . . .	17
4.1.2 Strahlstromtransformator . . . . .	18
4.1.3 Strahlverlustsystem . . . . .	18
4.1.4 Synchrotronlichtmonitor am Dipolmagneten M28 . . . . .	18
4.2 Diagnoseelemente in der externen Strahlführung . . . . .	20
4.2.1 Synchrotronlichtmonitore . . . . .	22
4.2.2 Chromoxschirme . . . . .	22
4.2.3 Lage-Resonator . . . . .	24
<b>5 Untersuchung der Resonanzextraktion</b>	<b>25</b>
5.1 Beschreibung der Teilchenbahn . . . . .	25
5.2 Betafunktion und Emittanz . . . . .	27
5.3 Arbeitspunkt und Resonanzen . . . . .	31
5.4 Drittelzahlige Resonanzen . . . . .	32
5.5 Resonanzextraktion an ELSA . . . . .	34
5.6 Messverfahren für Strahllage- und Strahlbreitenbestimmung . . . . .	37
5.7 Dispersionsmessung in der externen Strahlführung . . . . .	38
5.7.1 Prinzip der Dispersionsmessung . . . . .	40
5.7.2 Messung der Dispersionsfunktion . . . . .	41
5.8 Emittanzmessungen in der externen Strahlführung . . . . .	44
5.8.1 Quadrupolscan . . . . .	45
5.8.2 Multischirmmethode . . . . .	46
5.8.3 Horizontale Emittanzmessungen in Abhängigkeit der Extraktionsparameter	47
5.9 Automatisierung der Emittanzmessung . . . . .	50
<b>6 Zeitaufgelöste Emittanzmessungen</b>	<b>53</b>
6.1 Messung der Betafunktion im Stretcherring . . . . .	53
6.2 Messung der Dispersion im Stretcherring . . . . .	54
6.3 Energieabhängige Emittanzmessung im Stretcherring . . . . .	56
6.4 Messung der Betafunktion in der externen Strahlführung . . . . .	57
6.5 Messung der Dispersion in der externen Strahlführung . . . . .	59
6.6 Ergebnisse der simultanen Emittanzmessung . . . . .	59

<b>7</b>	<b>Kontrollsystemanbindung der Synchrotronlichtmonitore</b>	<b>63</b>
7.1	Hardwarekomponenten der Auslese und Analyse . . . . .	63
7.1.1	Kameras . . . . .	63
7.1.2	Diagnose-PC mit Framegrabber . . . . .	65
7.2	Software zur Strahlprofilmessung . . . . .	66
7.2.1	Bildverarbeitungssoftware . . . . .	66
7.2.2	Kontrollsystemanbindung . . . . .	67
<b>8</b>	<b>Ein neuer Synchrotronlicht-Diagnoseplatz an ELSA</b>	<b>71</b>
8.1	Die Strahlführung . . . . .	71
8.2	Wahl des Winkelbereichs . . . . .	72
8.2.1	Verbreiterung der Abbildung . . . . .	72
8.2.2	Ray Tracing . . . . .	75
8.3	Vakuum der Strahlführung . . . . .	77
8.4	Primärspiegel der Strahlführung . . . . .	83
8.4.1	Winkelverteilung der Synchrotronstrahlung . . . . .	83
8.4.2	Wahl des Materials . . . . .	85
8.4.3	FEM-Analysen . . . . .	86
8.4.4	Endgültiges Design und Fertigung des Spiegels . . . . .	89
8.5	Aufbau der Strahlführung . . . . .	89
8.6	Optisches System des Synchrotronlichtmonitors . . . . .	94
8.7	Fokussierung auf den Quellpunkt . . . . .	96
8.8	Erste Profilmessungen . . . . .	99
8.8.1	Wahl des Öffnungswinkels . . . . .	99
8.8.2	Messung der Ablage durch Applikation von Orbit-Beulen . . . . .	99
8.8.3	Messung der Emittanz und des Koppelfaktors . . . . .	102
<b>9</b>	<b>Untersuchungen des longitudinalen Phasenraums</b>	<b>105</b>
9.1	Theoretische Bunchlänge und Füllstruktur . . . . .	105
9.2	Die Streackamera . . . . .	106
9.2.1	Die Synchroscan-Einheit . . . . .	107
9.2.2	Slow-Sweep-Einheit . . . . .	107
9.3	Bunchlängenmessung . . . . .	109
9.4	Füllstrukturuntersuchungen . . . . .	109
<b>10</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>115</b>
<b>A</b>	<b>Lösung eines überbestimmten Gleichungssystems</b>	<b>117</b>
A.1	Anwendung der Gaußschen Normalenform bei der Multischirmmethode . . . . .	118
	<b>Danksagung</b>	<b>123</b>

## 1 Einleitung

Teilchenbeschleuniger haben sich zu einem vielseitig einsetzbaren Werkzeug weit über die wissenschaftliche Nutzung hinaus entwickelt. Neben der Grundlagenforschung im Bereich der Kern- und Teilchenphysik sowie der Kosmologie werden sie unter anderem im Bereich der Medizin zur Strahlentherapie, für Materialuntersuchungen und für industrielle Zwecke genutzt. Entsprechend den Anforderungen entwickelte sich eine große Anzahl an unterschiedlichen Arten von Teilchenbeschleunigern. Ein wichtiges Teilsystem aller Anlagen ist die Strahldiagnose, also die Überprüfung der Strahleigenschaften sowie der Position des Strahls zur Optimierung der Strahlqualität. An der am Physikalischen Institut der Universität Bonn betriebenen Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA ist die systematische, kontinuierliche Erweiterung der bestehenden Systeme Gegenstand der Forschung.

ELSA ist Bestandteil des SFB<sup>1</sup>/Transregio 16 “Elektromagnetische Anregung subnuklearer Systeme”. An ihr finden Untersuchungen der inneren Struktur der Hadronen statt. Zu diesem Zweck wird das Crystal-Barrel/TAPS-Experiment in Kombination mit einem Frozen-Spin-Target betrieben. Dieses Target ermöglicht die Durchführung von Doppelpolarisationsexperimenten. In Ergänzung dazu wird zur Zeit am zweiten Experimentierplatz das BGO-OD Experiment in Betrieb genommen. Es wird zur Detektion vorwärtsgestreuter, geladener Teilchen genutzt.

An beiden Experimentierplätzen werden Photonen mittels Bremsstrahlung an einem Radiatormaterial erzeugt. Eine exakte Positionierung, eine geringe Ausdehnung des Elektronenstrahls und eine kleine Winkelablage an der Position des Radiatormaterials sind sehr wichtig, damit es zur angestrebten Wechselwirkung zwischen Target und erzeugten Photonen kommt. Neben der Strahlage und der Ausdehnung ist die Divergenz des Elektronenstrahls von Bedeutung. So werden linear polarisierte Photonen durch kohärente Bremsstrahlung nur dann erzeugt, falls der Winkel zwischen den auftreffenden Elektronen und dem entsprechenden Gittervektor des Kristalls präzise justiert wird.

Um diese Vielzahl von Anforderung erfüllen zu können, ist ein umfangreiches Diagnosesystem notwendig. Ein wichtiges Standbein ist die sogenannte optische Strahldiagnose, deren Ausbau und Nutzung im Fokus dieser Arbeit steht.

Die optische Strahldiagnose liefert ein Abbild des Strahlprofils und eignet sich besonders, um Strahlbreiten und Strahlageänderungen zu messen. Eine spezielle Variante der optischen Strahldiagnose besteht in der Analyse der Synchrotronstrahlung. Diese ermöglicht optische Diagnose am Strahl ohne auf diesen einzuwirken. Sie entsteht bei der Beschleunigung von geladenen Teilchen, an Kreisbeschleunigern insbesondere bei deren Ablenkung in den Dipolmagneten. Das Energiespektrum der abgestrahlten Photonen erstreckt sich über einen sehr weiten Bereich. Im Stretcherring und der externen Strahlführung kann die Synchrotronstrahlung zur optischen Strahldiagnose verwendet werden, da sie eine ausreichende Intensität im sichtbaren und ultravioletten Bereich aufweist.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde unter anderem ein System von Synchrotronlichtmonitoren aufgebaut, mit denen das transversale Strahlprofil gemessen werden kann. Dafür wird mit einer geeigneten Optik auf den Quellpunkt des Synchrotronlichtes fokussiert.

Um den Experimenten an ELSA über mehrere Sekunden einen möglichst konstanten Strom bereitstellen zu können, wird eine spezielle Extraktionsmethode angewendet. Hierfür werden horizontale Strahlschwingungen resonant durch nichtlineare Magnetfeldkomponenten angeregt. Durch diese spezielle Art der Anregung steigt die Amplitude der horizontalen Schwingung eines Teils der umlaufenden Elektronen. Dieser Anteil wird vom umlaufenden Strahl separiert und den Experimenten zur Verfügung gestellt werden. Durch Anpassung der Magnetoptik über die Extraktionsphase ist es möglich den Anteil der separierten Elektronen konstant halten. Bei der

---

<sup>1</sup>Sonderforschungsbereich

hier geschilderten Methode handelt es sich um die sogenannte langsame Resonanzextraktion. Die Strahlqualität an den Experimenten hängt stark von der Einstellung der Extraktion ab. Um den Einfluss der Resonanzextraktion auf die Strahlqualität zu messen, ist die simultane Messung von Strahlprofilen im Stretcherring und in der externen Strahlführung notwendig.

Ein Schwerpunkt dieser Arbeit lag auf dem Ausbau der optischen Strahldiagnose, um diese Untersuchungen zu ermöglichen. Bei der konkreten Umsetzung eines geeigneten Diagnosesystems waren sowohl grundlegende Neuinstallationen bei den Messaufbauten als auch die Erstellung einer neuen Analysesoftware notwendig.

Eine wichtige Kenngröße der Strahleigenschaften ist die Emittanz. Aufgrund des verwendeten Verfahrens waren bisherige Messwerte der Emittanz Mittelwerte über mehrere Beschleunigerzyklen. Wobei ein Beschleunigerzyklus die Füllung des Stretcherrings, die Energieerhöhung der Elektronen und die Extraktion zu den Experimenten umfasst. Zur Untersuchung der Emittanzänderung über einen einzelnen Beschleunigerzyklus wurde die optische Strahldiagnose im Rahmen dieser Arbeit so erweitert, dass erstmals simultan zeitaufgelöste Messungen im Stretcherring und in der externen Strahlführung durchgeführt werden konnten.

Um die optische Diagnose im Stretcherring zu verbessern, wurde ein neuer Strahldiagnoseplatz in den ehemaligen Laborräumen der Synchrotronlichtexperimente inklusive der zugehörigen Strahlführung, durch die das Synchrotronlicht aus dem Beschleuniger geleitet wird, entworfen, aufgebaut und in den Diagnosebetrieb integriert worden. Dieser Diagnoseplatz ermöglicht aufgrund der geringen Strahlenbelastung den Einsatz von empfindlicher Messhardware. An ihm wurde ein hochauflösender Synchrotronlichtmonitor, der im UV-Bereich sensitiv ist, aufgebaut und erfolgreich in Betrieb genommen.

Durch die zur Unterstützung des zukünftigen Experimentierprogramms vorgesehene Stromerhöhung im Stretcherring wird die Untersuchung des Einflusses von Strahlinstabilitäten immer wichtiger. Grundlage hierfür ist die Messung der Abstände der Elektronenpakete zueinander. Hierfür wurde ein Streackamerasystem installiert. Dessen zeitliches Auflösungsvermögen lässt Studien der longitudinalen Ladungsverteilung eines einzelnen Elektronenpaketes zu. Erste Vermessungen der Elektronenpakete und der Füllstruktur des Stretcherrings werden in dieser Arbeit präsentiert.



## 2 Die Beschleunigeranlage ELSA

An dem mehrstufigen Beschleunigersystem der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA können Elektronen auf eine Energie von bis zu 3,5 GeV gebracht, im sogenannten Stretcherring akkumuliert und schließlich zu einem der beiden Experimentierplätze der Anlage extrahiert werden. Ein Übersichtsplan der Beschleunigeranlage ist in Abbildung 2.1 zu finden. An der Beschleunigeranlage ELSA stehen zwei Linearbeschleuniger zur Vorbeschleunigung der aus einer der Teilchenquellen kommenden Elektronen zur Verfügung. Am LINAC<sup>2</sup> 1 können Elektronen mit Hilfe einer thermischen 90 kV-Quelle bereitgestellt werden. Dieser Linearbeschleuniger und der dazugehörige Injektor wurden insbesondere auf Hochstromanwendungen und den Betrieb mit einzelnen Elektronenpaketen<sup>3</sup> optimiert [26]. Am LINAC 2 steht neben einer thermischen Quelle auch eine Quelle für polarisierte Elektronen zur Verfügung. In dieser werden longitudinal-spinpolarisierte Elektronen durch Bestrahlung eines GaAs-Halbleiters mit zirkularpolarisiertem Laserlicht erzeugt. Die für die Erhaltung der Strahlpolarisation in den nachfolgenden Beschleunigerstrukturen notwendige transversale Ausrichtung des Spins wird mittels eines elektrostatischen Deflektors erreicht.

Beide LINAC-Strukturen werden mit einer Hochfrequenz von 3 GHz betrieben und sind als Wanderwellen-Strukturen konzipiert. Die Energie der Elektronen beträgt beim Verlassen des LINAC 1 20 MeV, beim LINAC 2 26 MeV.

Als nächste Beschleunigerstufe folgt das netzsynchron betriebene Booster-Synchrotron. Nach der Injektion bekommen die Elektronen durch die Frequenz der Beschleunigungsfelder in den Resonatoren von 500 MHz ihre endgültige Zeitstruktur aufgeprägt und werden auf bis zu 1,6 GeV beschleunigt. Beim Booster-Synchrotron handelt es sich um eine *combined-function*<sup>4</sup>-Maschine, die keine längere Speicherung der Elektronen zulässt. Nach der Beschleunigungsphase werden die Elektronen extrahiert und gelangen durch den Transferkanal in den Stretcherring. Die Trennung der ablenkenden und fokussierenden Elemente (*separate-function*) ist im Stretcherring durch eine FODO-Struktur realisiert. Dieser Aufbau ermöglicht Speicherzeiten des umlaufenden Elektronenstrahls bis zu einer Stunde.

Durch diese Eigenschaft des Stretcherrings kann zwischen drei verschiedenen Betriebsmodi gewählt werden:

**Stretchermodus:** Der nur noch selten genutzte Stretchermodus ist darauf angelegt, eine möglichst gleichmäßig Füllstruktur im Stretcherring und ein möglichst großes makroskopisches Tastverhältnis<sup>5</sup> zu erreichen. Dieser Modus sieht keine weitere Energieerhöhung im Stretcherring vor. Für eine homogene Füllstruktur wird eine Füllung des Booster-Synchrotrons über drei Umläufe in den Stretcherring injiziert. Die Injektionszeit wird hierbei so kurz wie möglich gehalten, um ein Tastverhältnis von nahezu 100% zu erreichen. Anschließend wird der Strom mittels der sogenannten Resonanzextraktion (siehe Abschnitt 5) langsam extrahiert.

**Speichermodus:** Der Speichermodus wird seit der Einstellung von Synchrotronlichtexperimenten nur noch für interne Tests genutzt. Bei diesem Modus ist keine Extraktion der Elektronen vorgesehen. Die Anzahl der Injektionen aus dem Booster-Synchrotron ist nicht limitiert, wodurch sehr hohe Ströme von aktuell bis zu 200 mA im Stretcherring erzielt werden können. Nach Erreichen des gewünschten Stromes werden die Elektronen auf eine Energie von maximal 3,5 GeV beschleunigt und mit einer Lebensdauer von bis zu einer

<sup>2</sup>LINear ACcelerator

<sup>3</sup>Häufig auch als Bunche bezeichnet

<sup>4</sup>Implementierung der fokussierenden in die ablenkenden Elemente

<sup>5</sup>Makroskopisches Tastverhältnis: Verhältnis der Extraktionszeit zur gesamten Zyklusdauer

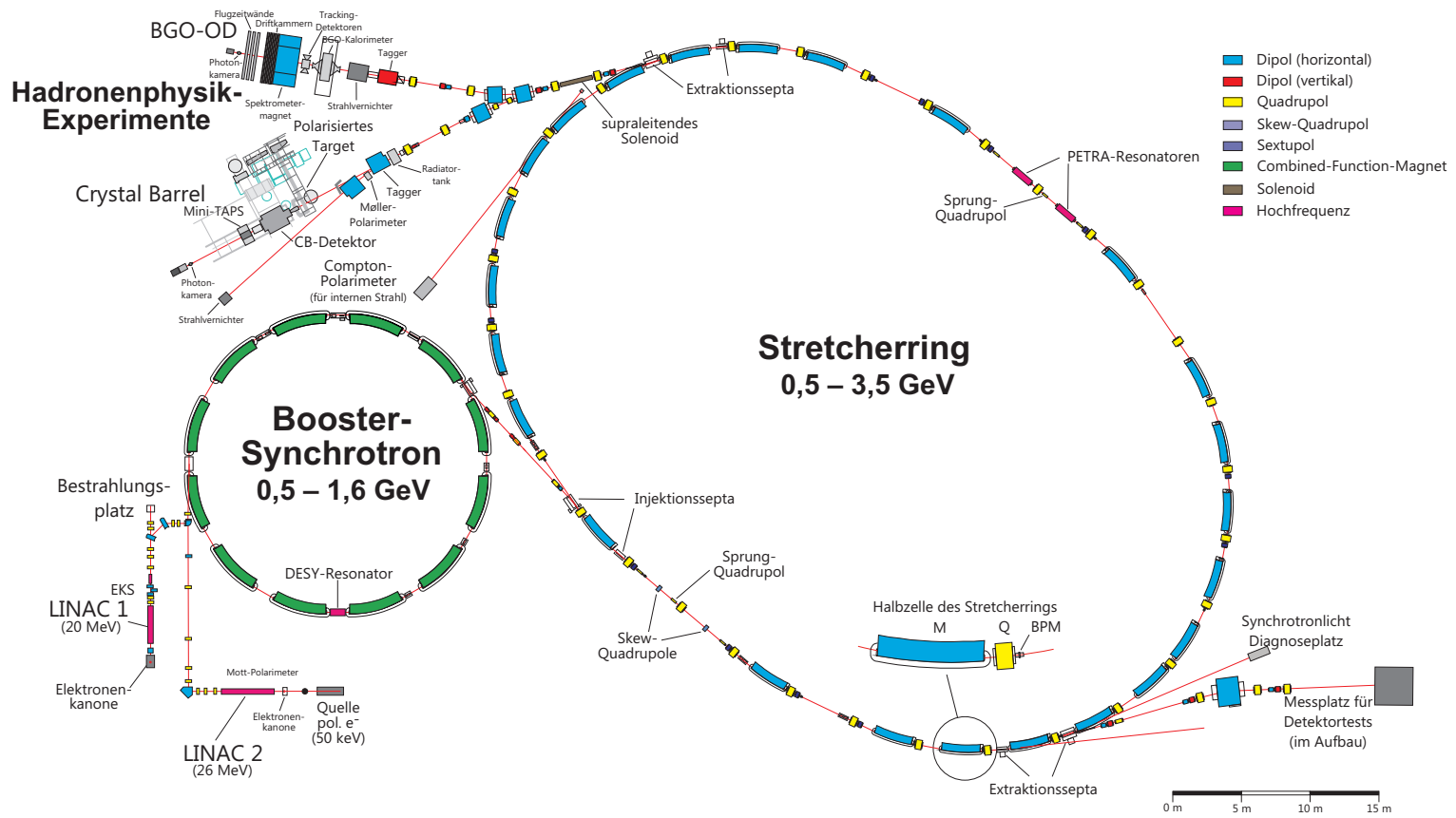


Abbildung 2.1: Lageplan der Beschleunigeranlage ELSA.

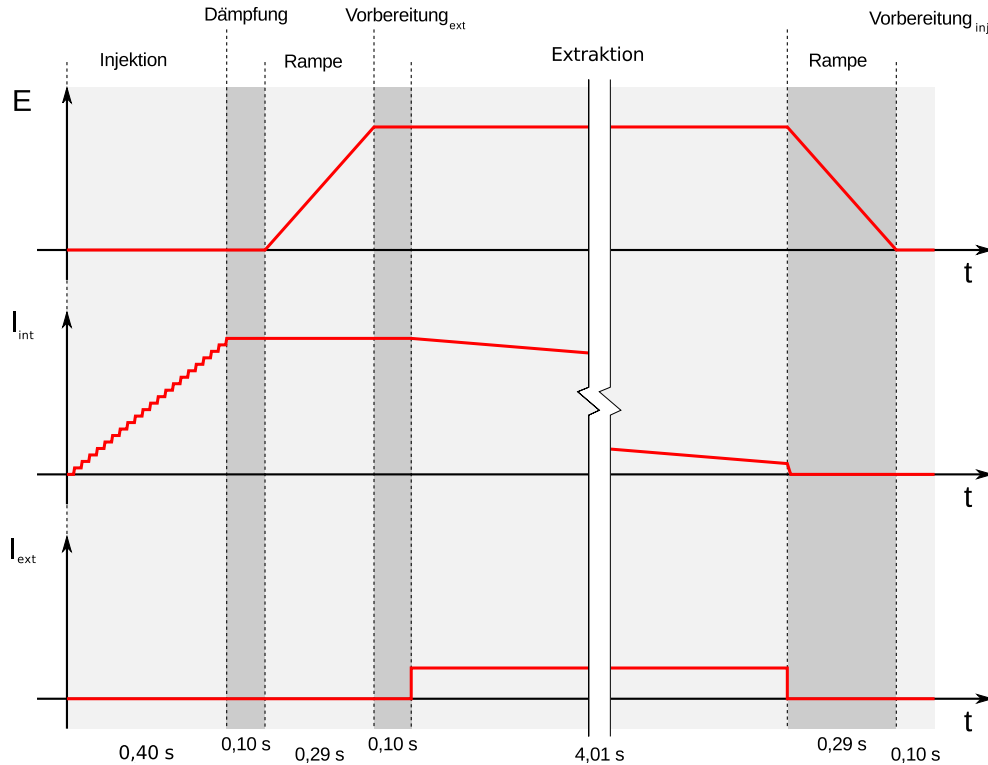


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung eines Nachbeschleunigungsmodus an ELSA [36]. Aufgetragen sind die Energie  $E$ , der Strom im Stretcherring  $I_{int}$  und der extrahierte Strom  $I_{ext}$  über einen Beschleunigerzyklus.

Stunde gespeichert.

**Nachbeschleunigungsmodus:** Der für den Experimentierbetrieb wesentliche Betriebsmodus ist der sogenannte Nachbeschleunigungsmodus, dessen zeitlicher Verlauf in Abbildung 2.2 dargestellt ist. Hierbei wird Strom über üblicherweise 21 Extraktionen aus dem Booster-Synchrotron akkumuliert. Nach der Füllung des Stretcherrings wird der weitere Ablauf des Zyklus um eine Dämpfungszeit von 100 ms verzögert. Anschließend besteht die Möglichkeit, die Energie der Elektronen auf bis zu 3,5 GeV zu erhöhen. Um auch hier ein hohes makroskopisches Tastverhältnis (75%–95%) zu erreichen, muss die Zeit der Injektion und Energieerhöhung möglichst gering sein, da in dieser Zeit keine Extraktion möglich ist. So ist der Stretcherring auf Energieanstiegszeiten von max. 7 GeV/s ausgelegt [17]. Nach einer kurzen Präparationszeit folgt dann die Extraktionsphase, bei der bei konstanter Energie ein konstanter Strom an die Experimente geliefert wird. Die typische Extraktionszeit beträgt 4 Sekunden. Nach einer kurzen Vorbereitungszeit kann daraufhin eine neue Injektion gestartet werden.

## 2.1 Hadronenphysikalische Experimente an der Beschleunigeranlage ELSA

Der Fokus des SFB/Transregio 16, dessen wichtigster experimenteller Bestandteil die Beschleunigeranlage ELSA bildet, liegt auf hadronenphysikalischen Experimenten. Mittels Photoproduktion von Mesonen wird an ELSA eine genauere Untersuchung der Anregungszustände der Nukleonen vorgenommen. Hierfür werden in einem Konversionstarget durch Bremsstrahlung Photonen erzeugt, deren Energie maximal der Energie der extrahierten Elektronen entspricht. Diese Photonen werden zur Anregung der Nukleonen des Targets genutzt. Es werden Nukleo-

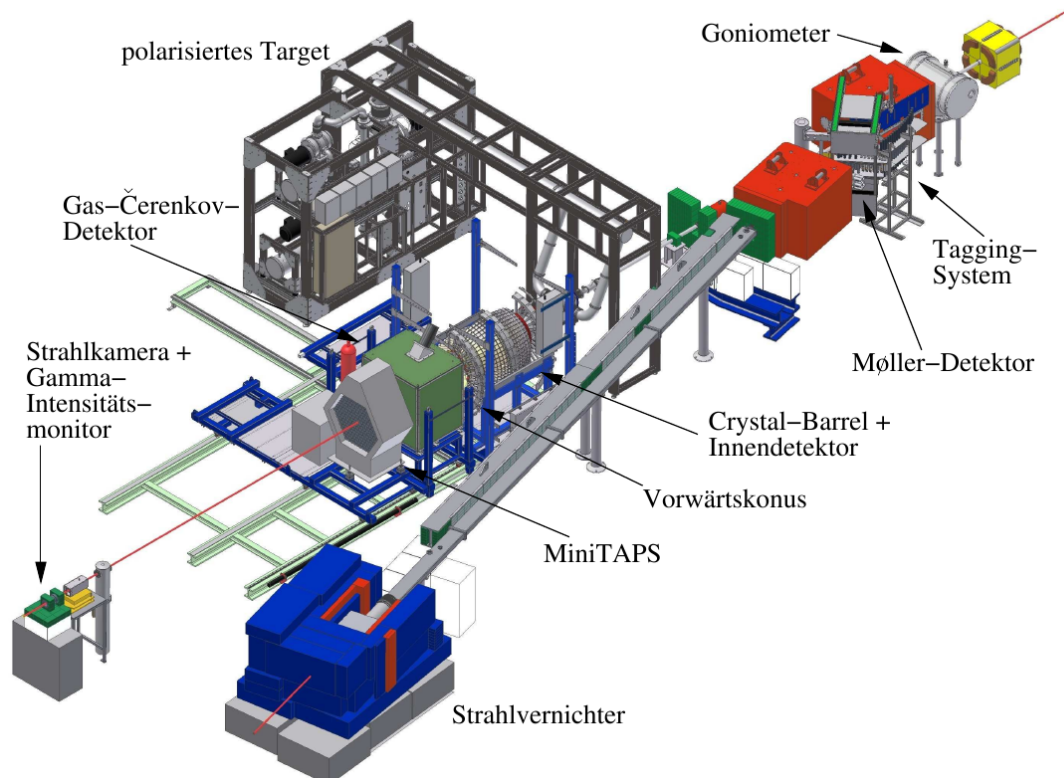


Abbildung 2.3: Das Crystal-Barrel/TAPS-Experiment [7]

nenresonanzen erzeugt, bei deren Zerfall Mesonen produziert werden. Ein Problem bei der Identifikation der einzelnen Resonanzen bildet ihre Breite. Häufig kommt es zur Überlappung der Resonanzzustände, was die Identifikation und Charakterisierung dieser Resonanzen erschwert. Um deren eindeutige Unterscheidung zu ermöglichen, ist die Messung der sogenannten Polarisationsobservablen notwendig. Der Wirkungsquerschnitt der Photoproduktion von Mesonen beinhaltet neben einem polarisationsunabhängigen auch einen polarisationsabhängigen Anteil. Die Polarisationsobservablen beschreiben hierbei die relative Amplitude dieser Anteile. Um eine beteiligte Resonanz eindeutig identifizieren zu können, müssen bei der Photoproduktion von pseudoskalaren Mesonen acht Observablen gemessen werden [46]. Vier dieser Observablen sind Doppelpolarisationsobservablen. Diese können durch Doppelpolarisationsexperimente bestimmt werden, wobei sowohl die zur Anregung der Nukleonen verwendeten Photonen, wie auch die Nukleonen selbst polarisiert sein müssen. Mit der Möglichkeit den Experimenten polarisierte Elektronen zur Verfügung zu stellen und einem polarisierten Target bietet ELSA ideale Voraussetzungen zur Bestimmung dieser Observablen.

## 2.2 Crystal-Barrel/TAPS-Experiment

Zur Untersuchung der Anregungszustände der Nukleonen ist auf einem der Experimentierareale an ELSA das Crystal-Barrel/TAPS-Experiment aufgebaut. Der Aufbau des Experiments ist in Abbildung 2.3 dargestellt. Nachdem die Elektronen aus dem Stretcherring extrahiert und die externe Strahlführung in Richtung des Crystal-Barrel/TAPS-Experiments passiert haben, werden sie zur Produktion von Photonen mittels Bremsstrahlung genutzt. Hierfür stehen in einem Goniometer-Aufbau verschiedene Kupfertargets und ein Diamanttarget zur Verfügung,

die je nach Bedarf in den Elektronenstrahl gedreht werden können. Ein dünner Draht kann zur Lagebestimmung durch den Elektronenstrahl bewegt werden. Die Kupfertargets werden zur Erzeugung von unpolarisierten Photonen bzw. bei longitudinal spinpolarisierten Elektronen zur Erzeugung von zirkularpolarisierten Photonen genutzt. Linear polarisierte Photonen werden mittels kohärenter Bremsstrahlung am Kristallgitter des Diamanttargets erzeugt [9].

Um die Kinematik des detektierten Ereignisses rekonstruieren zu können, muss die Energie des anregenden Photons einer Reaktion bekannt sein. Das Tagging-System misst hierfür den Impuls der Elektronen, welche ein Photon emittiert haben. Als Differenz zur Energie der Elektronen im Stretcherring ergibt sich der Impuls des Photons. Der sogenannte Taggermagnet lenkt die Elektronen ab. Aus ihrem Austrittsort an diesem Dipolmagneten kann der Impuls bestimmt werden. Die genaue Position wird aus überlappenden Szintillationsleisten und -fasern gewonnen, deren Signale durch Photomultiplier verstärkt und mit geeigneter Elektronik ausgewertet werden.

Zur Bestimmung des Polarisationsgrades der Elektronen kann innerhalb des Goniometers eine vorpolarisierte Møller-Folie in den Elektronenstrahl gefahren werden. Die auf die Folie treffenden Elektronen streuen an den Hüllenelektronen der Atome der Folie und bilden mit diesen Møller-Paare, welche eine kegelförmige Verteilung im Laborsystem aufweisen. Der Wirkungsgrad ist hierbei von der Spinausrichtung abhängig. Zur Messung dieser Møllerpaare wird eine Koinzidenzmessung mit symmetrisch oberhalb und unterhalb des Primärstrahles positionierten Detektoren durchgeführt. Die zyklusweise alternierende Spinausrichtung des Elektronenstrahls ermöglicht eine Bestimmung des Polarisationsgrades [24].

Der Großteil der Elektronen (ca. 99,9 %) wechselwirkt nicht nennenswert mit dem Radiortarget und wird mittels eines weiteren Dipolmagneten in einen Strahlvernichter gelenkt. An dessen Ende ist ein Faraday-Cup installiert, der zur Ladungsbestimmung genutzt wird. Nach dem Separieren der Elektronen von den Photonen treffen letztere auf das polarisierte oder unpolarisierte Target. Das Target ist von einer Vielzahl von Detektoren umgeben. Neben dem Innendetektor ist der Crystal-Barrel-Detektor die Hauptkomponente des Detektorsystems. Er besteht aus weit über tausend CsI(Tl)-Kristallen, um einen möglichst große Raumwinkelabdeckung bei guter Winkelauflösung zu erreichen. In Vorwärtsrichtung wurde der Crystal-Barrel-Detektor um einen Vorwärtsdetektor erweitert. Der folgende Čerenkov-Detektor dient der Detektion von elektromagnetischem Untergrund. Der MiniTAPS-Detektor erhöht die Ortsauflösung in Vorwärtsrichtung. Durch die nachfolgende Photonkamera kann die Position des Strahls überprüft werden. Zur Bestimmung des Photonenflusses ist am Ende des Experiments ein  $\gamma$ -Intensitätsmonitor installiert.

### 2.3 BGO-OD-Experiment

Als zweites Experiment des SFB/Transregio 16 an ELSA befindet sich das BGO-OD-Experiment in der Phase der Inbetriebnahme. Das Experiment ist optimiert auf den Nachweis der Endzustände mit erzeugten Mesonen [43]. Der Aufbau (siehe Abbildung 2.4) ermöglicht insbesondere den Nachweis geladener Teilchen und ihrer Dynamik.

Die aus ELSA extrahierten Elektronen werden auch hier mittels Bremsstrahlung zur Produktion reeler Photonen genutzt. Ein Tagging-System, was von der Funktionsweise demjenigen am Crystal-Barrel/TAPS Experiment entspricht, wird zur Impulsbestimmung der Photonen genutzt. Im Gegensatz zum Crystal-Barrel/TAPS Experiment lenkt der verwendete Dipol in vertikaler Ebene ab. Der dazugehörige Strahlvernichter befindet sich unterhalb des Experiments. Die so erzeugten Photonen treffen auf das Target im Inneren des BGO-Balls. Er besteht aus 480 Kristallen, welche jeweils über Photomultiplier ausgelesen werden. Der Ball hat eine Winkelabdeckung von  $25^\circ$  bis  $165^\circ$ . In Vorwärtsrichtung folgen zwei Szintillationsfaser-Detektoren zum Nachweis geladener Teilchen. Der MOMO-Detektor weist eine radiale Ausrichtung der Szintillationsfasern auf, wohingegen beim SciFi2-Detektor die Fasern rechtwinklig ausgerichtet sind.

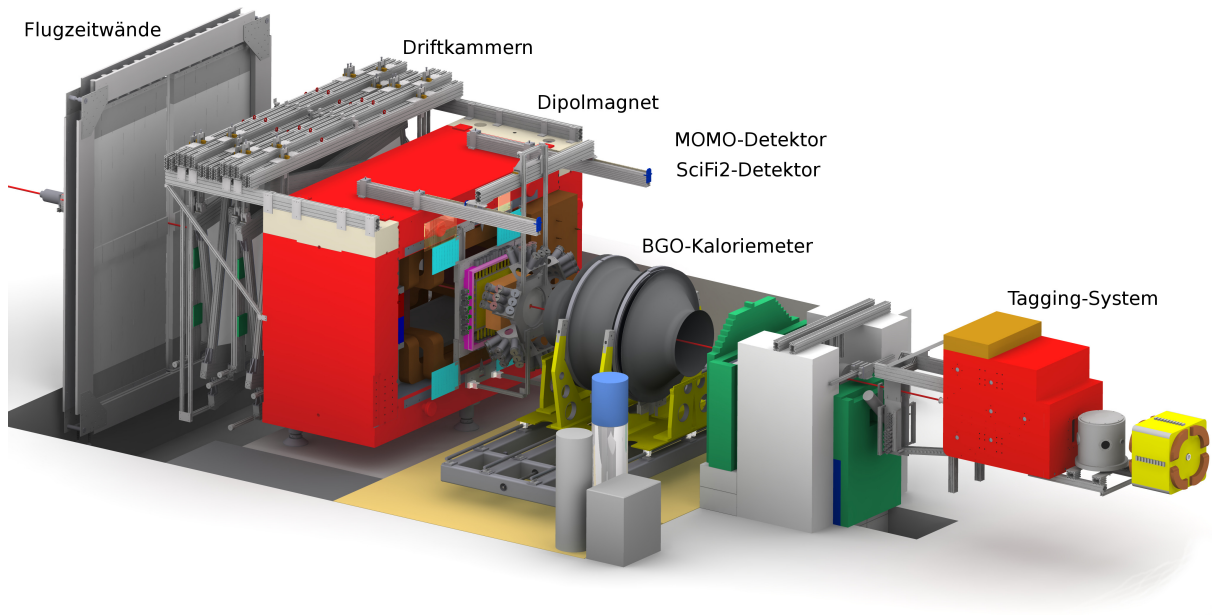


Abbildung 2.4: Das BGO-OD Experiment [8].

Zwischen den beiden Szintillations-Detektoren befindet sich ein Aerogel-Čerenkov-Detektor. Der anschließende offene Dipolmagnet<sup>6</sup> verursacht eine Ablenkung der geladenen Teilchen und zeichnet sich durch eine sehr große Apertur aus. Zum Nachweis der Teilchentrajektorien folgen 8 doppelte Driftkammern. Hinter den Driftkammern befinden sich Flugzeitwände, bestehend aus vier Schichten von Plastikszintillatoren. Sie decken eine Fläche von 3m x 3m ab und stehen in einer Entfernung von 5,2 m zum Target. Am Ende der Strahlführung steht eine Photonenkamera baugleich zu der am Crystal-Barrel/TAPS-Experiment. Die auf die Kamera treffenden Photonen erzeugen Elektron-Positron-Paare, die eine Leuchtverstärkerfolie zum Leuchten bringen. Dieses Leuchten wird mittels eines Restlichtverstärkers verstärkt und mit einer CCD-Kamera nachgewiesen. Der Aufbau ermöglicht eine Positionierung des Photonenstrahls auf eine Genauigkeit von  $\pm 0,1$  mm.

<sup>6</sup>Der englische Begriff **Open Dipole** ist mit namensgebend.

### 3 Synchrotronstrahlung

Der Schwerpunkt dieser Arbeit liegt im Aufbau und der Nutzung neuer Diagnoseelemente, die Strahlprofilmessungen anhand von Synchrotronlicht ermöglichen. Um die Funktionsweise dieser optischen Diagnoseelemente zu verstehen, ist die Kenntnis der charakteristischen Eigenschaften der Synchrotronstrahlung unerlässlich. Sie stellen besondere Anforderungen an die Planung und den Aufbau neuer Diagnoseelemente, wie sie in Abschnitt 8 beschrieben werden. Deshalb soll im Folgenden eine kurze Erklärung der Synchrotronstrahlung und ihrer wichtigsten Eigenschaften gegeben werden. Hierbei liegt der Schwerpunkt auf denjenigen Eigenschaften, die bezüglich der optischen Strahldiagnose genutzt werden.

Synchrotronstrahlung entsteht bei der Beschleunigung geladener Teilchen. An Kreisbeschleunigern geschieht dies bei der Ablenkung der Teilchen in Dipolmagneten. Betrachtet man die Projektion der Bewegung eines Teilchens in einem Ringbeschleuniger auf die horizontale Ebene, so gleicht sie der aus der klassischen Elektrodynamik bekannten Bewegung eines Hertzschen Dipols. Die Abstrahlungscharakteristik weist auch Ähnlichkeit zur der eines Hertzschen Dipols auf. Jedoch führt die hochrelativistische Teilchenbewegung zu einer in Bewegungsrichtung der Teilchen orientierten Abstrahlung. In der Quantenelektrodynamik wird das Feld des Dipolmagneten durch den Austausch von virtuellen Photonen beschrieben. Die Synchrotronstrahlung entspricht der Streuung der Elektronen an diesen virtuellen Photonen.

Da für optische Diagnoseelemente die abgestrahlte Leistung sowie die Abstrahlungsrichtung maßgeblich sind, beschränkt sich die folgende Zusammenstellung der Eigenschaften des Synchrotronlichts auf die Darstellung der klassischen Elektrodynamik.

#### 3.1 Abgestrahlte Leistung von geladenen Teilchen

Für ein nichtrelativistisches, geladenes Teilchen mit der Beschleunigung  $\dot{\vec{v}}$  ist die gesamte abgestrahlte Leistung  $P$  durch die Larmorformel gegeben [29]:

$$P = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^2} |\dot{\vec{v}}|^2. \quad (3.1)$$

Zur Berechnung der Abstrahlung eines relativistischen Teilchens benötigt man die Lorentz-invariante Form von Gleichung 3.1 [52]:

$$P = \frac{e^2 c}{6\pi\epsilon_0 (m_0 c^2)^2} \left[ \left( \frac{d\vec{p}}{d\tau} \right)^2 - \frac{1}{c^2} \left( \frac{dE}{d\tau} \right)^2 \right] \quad (3.2)$$

mit der Zeittransformation  $dt = \frac{1}{\gamma} d\tau$  und  $\gamma = \frac{E}{m_0 c^2}$ . Der klassische Impuls  $\vec{p}$  wurde durch den Viererimpuls  $p_\nu$  ersetzt:

$$\left( \frac{dp_\nu}{d\tau} \right)^2 \rightarrow \left( \frac{d\vec{p}}{d\tau} \right)^2 - \frac{1}{c^2} \left( \frac{dE}{d\tau} \right)^2. \quad (3.3)$$

Im Falle eines Ringbeschleunigers werden die Teilchen senkrecht zur Bewegungsrichtung abgelenkt. Dadurch kommt es zu einer sehr schnellen Richtungsänderung des Impulses, bei vergleichsweise kleiner Änderung der Energie pro Umlauf:

$$\left| \frac{d\vec{p}}{d\tau} \right| = \gamma \omega |\vec{p}| \gg \frac{1}{c} \frac{dE}{d\tau}. \quad (3.4)$$

Daraus ergibt sich die abgestrahlte Leistung eines Elektrons in einem Kreisbeschleuniger:

$$P = \frac{e^2 c \gamma^2}{6\pi\epsilon_0 (m_0 c^2)^2} \left( \frac{dp}{dt} \right)^2. \quad (3.5)$$

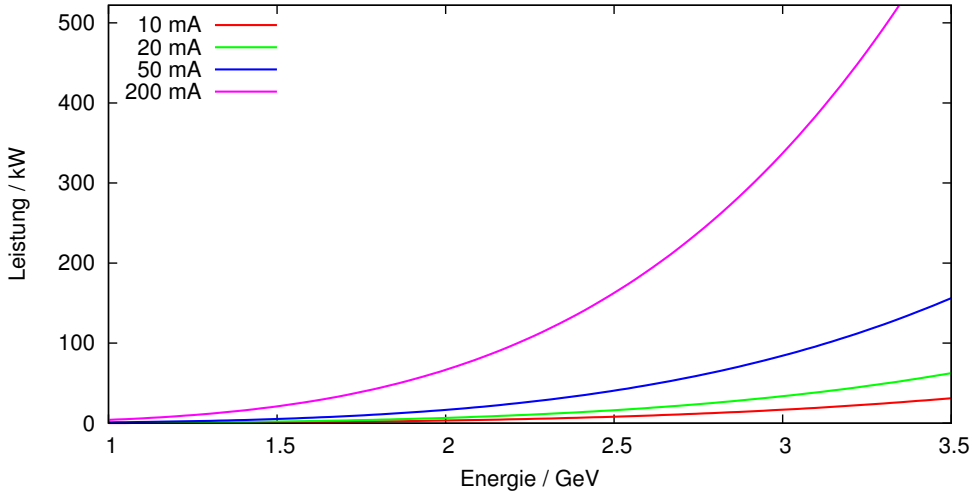


Abbildung 3.1: Abgestrahlte Leistung durch Synchrotronstrahlung am Stretcherring von ELSA bei verschiedenen Strahlströmen.

Über die Relation für den Strahlstrom  $I = Nec/L$  mit dem Umfang des Beschleunigers  $L$  kann die abgestrahlte Leistung  $P_{ges}$  aller im Ringbeschleuniger befindlichen Elektronen mit der Anzahl  $N$  berechnet werden [29]:

$$P_{ges} = \frac{eL}{6\pi\epsilon_0 R^2} I \left( \frac{E}{m_0 c^2} \right)^4. \quad (3.6)$$

Die gesamte abgestrahlte Leistung  $P_{ges}$  ist hier in Abhängigkeit des Strahlstromes  $I$ , der Teilchenenergie  $E$ , der Ruhemasse  $m_0$  und des Bahnradius  $R$  angegeben. Die Leistung hängt von der vierten Potenz der reziproken Ruhemasse  $m_0$  ab und ist daher ausschließlich bei der Beschleunigung von Teilchen mit geringer Ruhemasse, wie Elektronen, zu berücksichtigen. In Abbildung 3.1 ist die abgestrahlte Leistung an ELSA für verschiedene Strahlströme in Abhängigkeit von der Energie aufgetragen. Während sich die Leistung proportional zum Strom verhält, hängt sie von der vierten Potenz der Energie ab. Für den an ELSA üblichen Betrieb bei Energien von 1,2 GeV bis 3,2 GeV und einem Strahlstrom, der bis auf 200 mA erhöht werden soll, bedeutet dies eine hohe Strahlenbelastung für Diagnoseelemente aufgrund der großen emittierten Leistungen der Synchrotronstrahlung. Die abgestrahlte Leistung führt zu einem Energieverlust der Elektronen. Um die Energie der Elektronen konstant zu halten, muss die abgestrahlte Leistung pro Umlauf durch die Beschleunigung in den Hochfrequenzresonatoren kompensiert werden.

### 3.2 Winkelverteilung der Synchrotronstrahlung

Betrachtet man den Öffnungswinkel  $\theta$  der abgestrahlten Leistung für den Fall, dass der Geschwindigkeitsvektor  $\vec{\beta}$  und der Beschleunigungsvektor  $\vec{\dot{\beta}}$  parallel zueinander stehen, ergibt sich eine radialsymmetrische Winkelverteilung, wie sie in Abbildung 3.2 dargestellt ist. Der Öffnungswinkel  $\theta$  ist hierbei von der Energie abhängig, weshalb hier die Achsenskalierung  $\gamma\theta$  vorgenommen wurde. Das Maximum der abgestrahlten Leistung liegt bei  $\gamma\theta = \pm\frac{1}{2}$ . Die Wurzel des mittleren quadratischen Emissionswinkel beträgt [21]:

$$\langle \theta^2 \rangle^{1/2} = \frac{1}{\gamma}. \quad (3.7)$$

Dieser mittlere quadratische Emissionswinkel ist ein Maß für den Winkelbereich, in dem der Hauptanteil der Leistung der Synchrotronstrahlung emittiert wird. Diese Abhängigkeit des Emis-



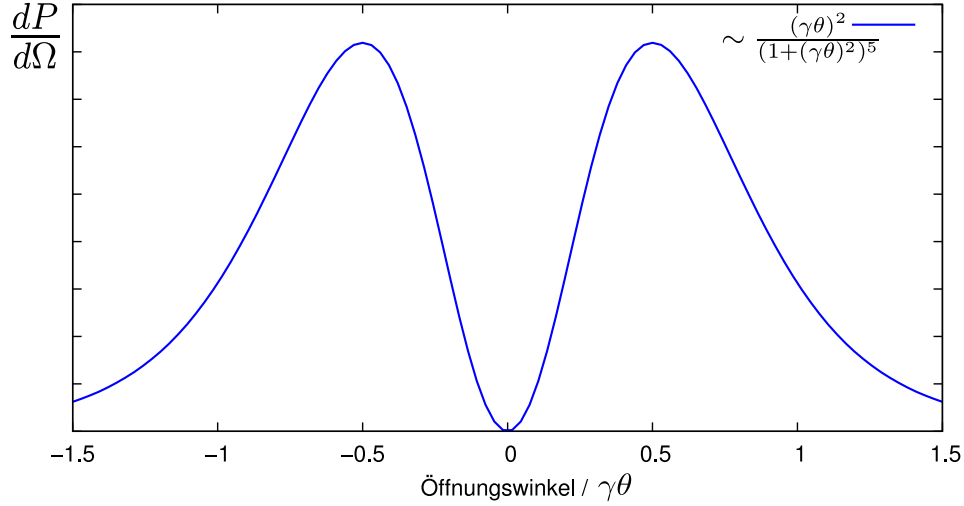


Abbildung 3.2: Abgestrahlte Leistung für eine Beschleunigung entlang der Bewegungsrichtung in Abhängigkeit des Öffnungswinkels.

sionswinkels von der Energie gilt nicht nur für den Fall  $\vec{\beta} \parallel \dot{\vec{\beta}}$ . Im Fall eines Kreisbeschleunigers mit  $\vec{\beta} \perp \dot{\vec{\beta}}$  ist die Winkelverteilung zwar von der in Abbildung 3.2 gezeigten verschieden, allerdings beträgt die Wurzel des mittleren Emissionswinkels ebenfalls  $\langle \theta^2 \rangle^{1/2} = \frac{1}{\gamma}$ . Im Falle des Betriebes an ELSA mit üblichen Energien von 2,3 bis 3,2 GeV entspricht dies einem Öffnungswinkel von 0,2 mrad bis 0,15 mrad. Der Hauptanteil der Leistung wird also in einem sehr schmalen, horizontalen Band emittiert.

Zur Beschreibung der im Kreisbeschleuniger abgestrahlten Leistung wird entlang der Teilchentrajektorie mitbewegtes Koordinatensystem eingeführt (siehe Abbildung 3.3).  $\vec{\beta}$  gibt hierbei den auf die Lichtgeschwindigkeit normierten Geschwindigkeitsvektor an,  $\dot{\vec{\beta}}$  die Richtung der Beschleunigung.  $\theta$  beschreibt den Winkel zwischen  $\vec{\beta}$  und der Ebene von Impuls- und Beschleunigungsvektor. Der Winkel  $\phi$  gibt die Drehung aus der Bewegungsebene um die Achse von  $\vec{\beta}$  an. Im Gegensatz zur einfachen  $\sin^2 \theta$ -Abhängigkeit der Winkelverteilung im nichtrelativistischen Fall hängt die Winkelverteilung im vorhandenen relativistischen Fall sowohl von der Beschleunigung  $\dot{\vec{\beta}}$  wie auch von der Geschwindigkeit  $\vec{\beta}$  ab [29]:

$$\frac{dP(t')}{d\Omega} = \frac{e^2}{16\pi^2\epsilon_0 c^3} \frac{|\dot{\vec{v}}|^2}{(1 - \beta \cos(\theta))^3} \left[ 1 - \frac{\sin^2 \theta \cos^3 \phi}{\gamma^2 (1 - \beta \cos \theta)^2} \right]. \quad (3.8)$$

In Abbildung 3.4 ist die normierte Winkelverteilung für den Fall  $\beta = 0,01$  gezeigt. Sie entspricht der Abstrahlung eines Hertzschen Dipols. Hierbei gibt die Ebene des Beschleunigers die Schwingungsebene vor. Wie in Abbildung 3.5 dargestellt, wird für  $\beta = 0,9$  auf Grund der Lorentz-Transformation der Großteil der Leistung in Richtung des Geschwindigkeitsvektors  $\vec{\beta}$  abgegeben. Das in der Ebene des Beschleunigers emittierte Licht ist vollständig linear polarisiert. Zu größeren vertikalen Öffnungswinkeln hin geht das Licht in eine elliptische Polarisation über.

Alle bisherigen Betrachtungen haben sich auf die abgestrahlte Gesamtleistung bezogen und beinhalten alle Frequenzen der Synchrotronstrahlung. Der Öffnungswinkel der emittierten Synchrotronstrahlung ist jedoch frequenzabhängig. Betrachtet man den frequenzabhängigen Öffnungs-

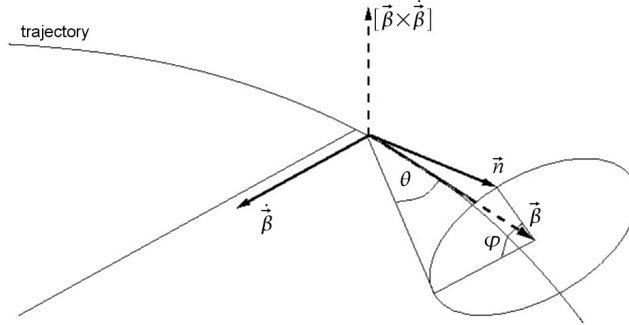


Abbildung 3.3: Mitbewegtes Koordinatensystem.

winkel  $\theta_c$ , ergibt sich für den niederfrequenten Bereich ( $\omega \ll \omega_c$ ) die Näherung [21]:

$$\theta_c = \frac{1}{\gamma} \left( \frac{2\omega_c}{\omega} \right)^{1/3}. \quad (3.9)$$

Hierbei teilt die kritische Frequenz  $\omega_c$  das Spektrum in zwei Anteile gleichgroßer Strahlungsleistung. Somit ergeben sich für den sichtbaren Bereich des Frequenzspektrums ein weitaus größerer Emissionswinkel, als für den hochenergetischen Anteil.

### 3.3 Frequenzspektrum der Synchrotronstrahlung

Synchrotronstrahlung wird in einem sehr großen Frequenzbereich emittiert. Um das Frequenzspektrum der Synchrotronstrahlung zu erhalten, betrachtet man die frequenzabhängige Leistung  $P(\omega)$  pro Raumwinkel  $d\Omega$  [29]:

$$\frac{dP}{d\omega d\Omega} = \frac{3e^2}{16\pi^3 \epsilon_0 c} \gamma^2 \left( \frac{\omega}{\omega_c} \right)^2 (1 + \theta^2 \gamma^2)^2 \left[ K_{2/3}^2(\eta) + \frac{(\theta\gamma)^2}{1 + (\theta\gamma)^2} K_{1/3}^2(\eta) \right]. \quad (3.10)$$

Hier ist  $\eta = \frac{\omega R}{3c} \left( \frac{1}{\gamma^2} + \theta^2 \right)^{\frac{2}{3}}$ .  $K_{2/3}$ ,  $K_{1/3}$  sind die modifizierten Besselfunktionen.  $R$  ist der Bahnradius. Eine Integration über alle Raumwinkel führt zum Intensitätsspektrum der Synchrotronstrahlung. Das Spektrum der Synchrotronstrahlung an ELSA ist in Abbildung 3.6 dargestellt. Der für die Diagnostik relevante Bereich liegt vornehmlich im sichtbaren, infraroten und im nahen ultravioletten Bereich. Für diesen Bereich des Spektrums gilt die Näherung  $\omega \ll \omega_c$ . Die Intensitätsverteilung kann somit durch [21]:

$$\frac{dI}{d\omega} \sim \frac{e^2}{c} \left( \frac{\omega R}{c} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (3.11)$$

beschrieben werden. Wie Gleichung 3.11 zeigt, ist dieser Teil des Spektrums energieunabhängig. Bei einer Diagnose des sichtbaren Anteils des Frequenzspektrums muss somit nur die Intensitätsänderung durch die Variation des Strahlstromes berücksichtigt werden. Bei einer Energiezunahme erhöht sich der hochenergetische Anteil des Intensitätsspektrums und führt so zu einer Verschiebung der kritischen Frequenz zu höheren Frequenzen.

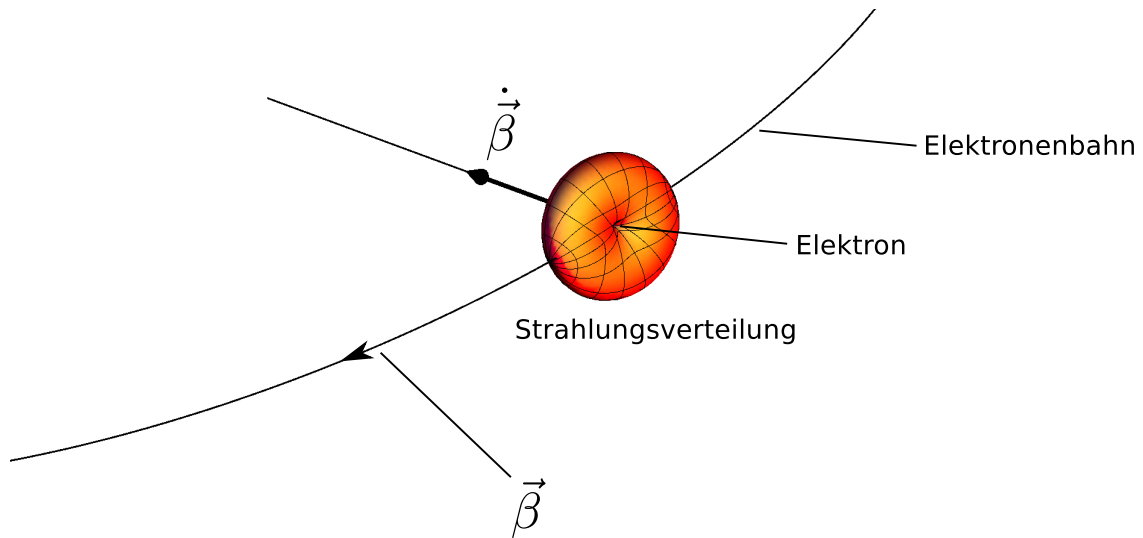


Abbildung 3.4: Normierte Winkelverteilung der abgestrahlten Leistung für  $\beta = 0,01$ .

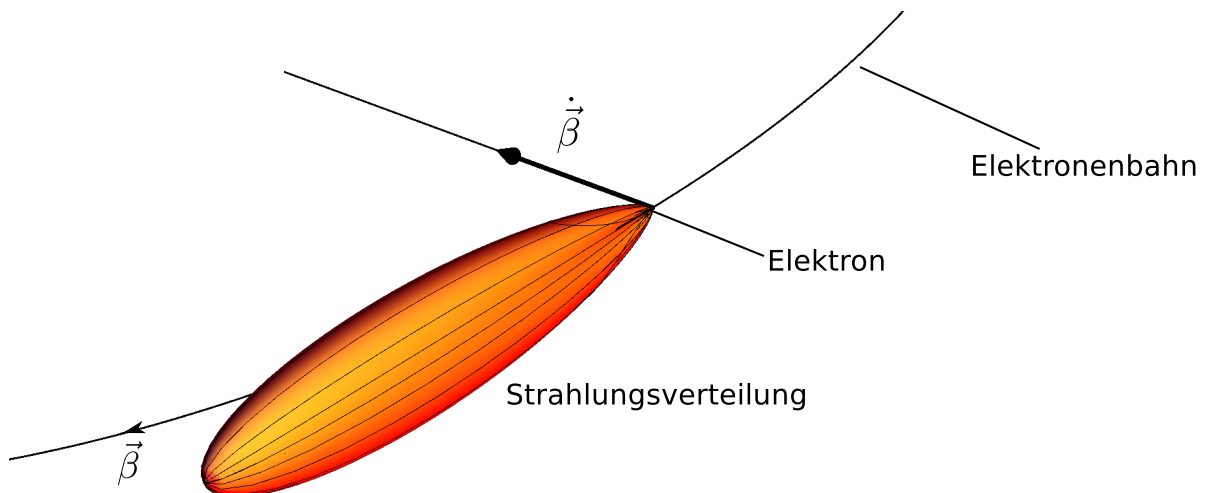


Abbildung 3.5: Normierte Winkelverteilung der abgestrahlten Leistung für  $\beta = 0,9$ .

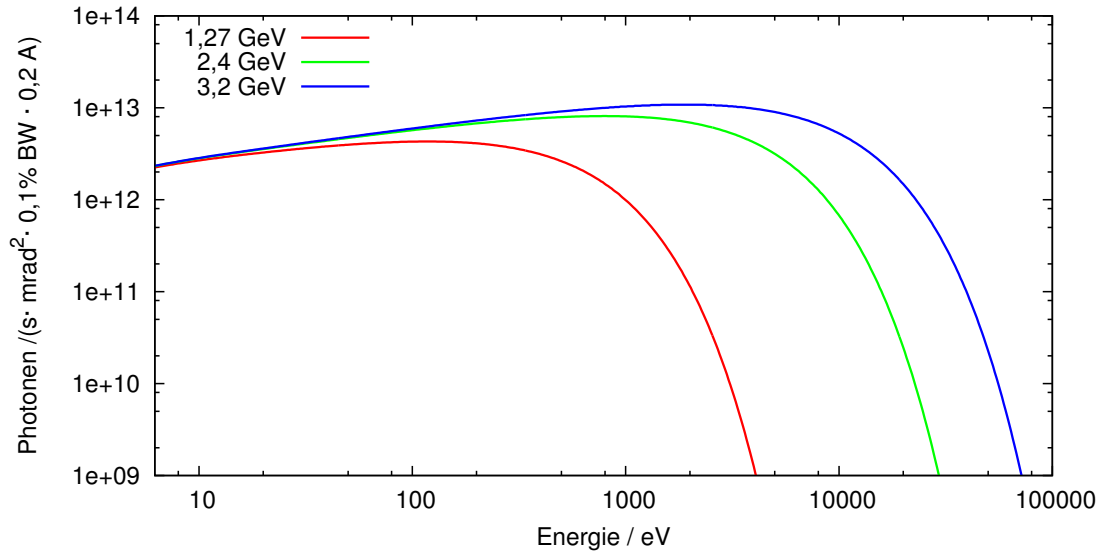


Abbildung 3.6: Frequenzspektrum der Synchrotronstrahlung an ELSA, angegeben in der Anzahl der emittierten Photonen pro Sekunde, Raumwinkel und 0,1 % Energiebandbreite bei einem Strom von 200 mA.

## 4 Strahldiagnose an ELSA

Im Allgemeinen dient die Strahldiagnose der Messung von grundsätzlichen Eigenschaften eines umlaufenden Elektronenstrahls wie der Strahlpositionen, Strahlprofilen, des Strahlstroms und von Strahlverlust. Mit ihrer Hilfe können die korrekte Funktionsweise der Beschleunigerkomponenten und die erwünschten Strahleigenschaften überprüft, sowie die theoretisch berechnete Magneto-optik mit den tatsächlichen Verhältnissen verglichen werden. Hierbei unterscheidet man zwischen strahlzerstörender und strahlerhaltender Diagnose. Für Beschleunigerstrukturen, die einmalig von den Elektronen passiert werden, wie Linearbeschleuniger oder Strahlführungen, die zu Experimenten führen, können Diagnoseelemente direkt in den Strahl gefahren werden, um das Profil oder die Lage der Elektronenverteilung zu ermitteln. In periodisch durchlaufenen Strukturen wie Kreisbeschleunigern ist diese Art der Diagnose ungeeignet, da ein in den Strahl gefahrenes Diagnoseelement zu einem sofortigen Strahlverlust führt und somit jegliche Diagnostik unmöglich macht.

Um die Strahleigenschaften trotzdem messen zu können, muss ein störungsfreier Umlauf der Elektronen während der Diagnose garantiert sein. Zur Strahldiagnose in Kreisbeschleunigern werden die Eigenschaften des umlaufenden Elektronenstrahls selbst ausgenutzt.

Zum einen kann die umlaufende Ladung der Elektronen gemessen werden, sowie zur Lagebestimmung mittels geeignet angeordneter Knopfelektronen kapazitiv an das elektromagnetische Feld gekoppelt werden. Zum anderen kann entlang der Strahlrohre der Verlust der Elektronen detektiert werden, was Rückschlüsse auf Aperturprobleme zulässt. Eine weitere Methode, die insbesondere an Elektronenbeschleunigern zum Einsatz kommt, ist die Diagnose des abgestrahlten Synchrotronlichtes. Wie in Abschnitt 3 erläutert, werden bei der Ablenkung der Elektronen in den Dipolmagneten Photonen tangential emittiert. Die Beschaffenheit des Spektrums der Synchrotronstrahlung erlaubt deren Detektion auch im sichtbaren Bereich, da hier eine für die Messung ausreichende Intensität vorliegt. Diese Art der Diagnose zählt zur sogenannten optischen Strahldiagnose. Hierbei wird versucht, ein optisches Abbild des Strahlprofils zu erhalten. Durch das direkte Abbild des Strahlprofils kann nicht nur die Lage, sondern zudem auch die Ausdehnung des Strahls gemessen werden.

Im Folgenden wird ein Überblick der verschiedenen Diagnoseelemente an ELSA gegeben. Der Schwerpunkt liegt hierbei auf der optischen Strahldiagnose, da sie im Mittelpunkt dieser Arbeit steht. Auf die Strahldiagnose, die an den beiden LINAC-Strukturen und dem Synchrotron genutzt wird, wird nicht weiter eingegangen, da sie im Rahmen dieser Arbeit eine untergeordnete Rolle spielt.

### 4.1 Diagnoseelemente am Stretcherring

Um einen Polarisationsverlust während des Betriebs mit spinpolarisierten Elektronen durch sogenannte depolarisierende Resonanzen zu vermeiden [19] und ein möglichst gutes Tastverhältnis zu erreichen, ist eine schnelle Erhöhung der Energie im Nachbeschleunigermodus von typischerweise 4 GeV/s notwendig. Die Energieerhöhung findet in wenigen 100 ms statt. Ein besonderer Schwerpunkt der Diagnose am Stretcherring liegt auf der Überwachung der Strahleigenschaften während dieser Energieerhöhung. Die genutzte Diagnostik muss also eine geeignete Zeitauflösung besitzen. Der im Stretcherring umlaufende Strom wird in Abhängigkeit der Anforderungen der Experimente von 1 mA bis 160 mA bei Energien von 0,8 GeV bis 3,2 GeV variiert. Die am Stretcherring verwendete Diagnostik muss diesen weiten Messbereich abdecken.

Für den Beschleunigerbetrieb ist die Kenntnis der transversalen Position in den Quadrupolmagneten sehr wichtig, da mit ihrer Hilfe die Abweichung zur Sollbahn ermittelt wird. Diese ist für die Korrektur der Strahllage durch das entsprechende System aus Korrektormagneten unabding-

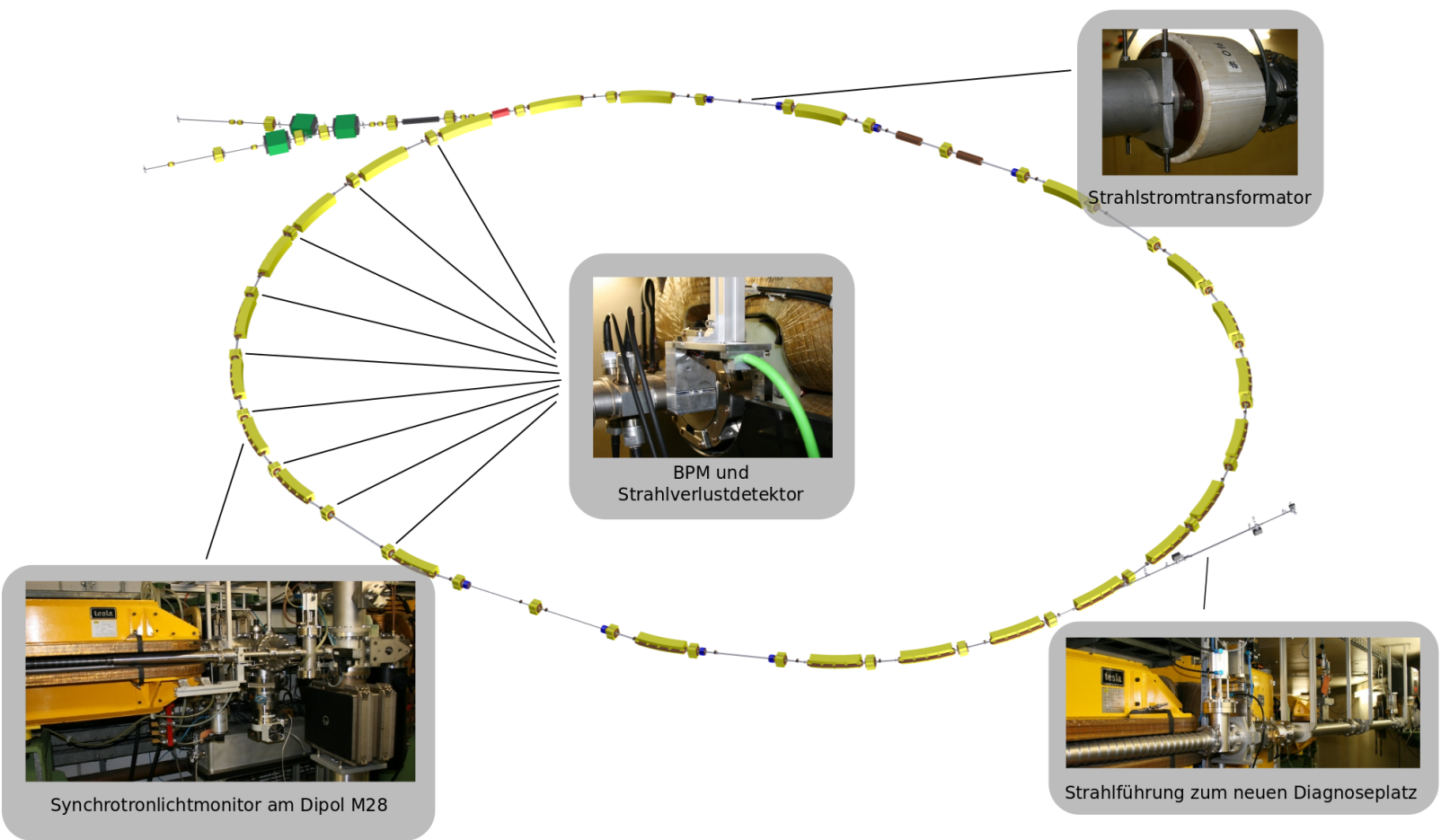


Abbildung 4.1: Übersicht der Diagnoseelemente im Stretcherring.

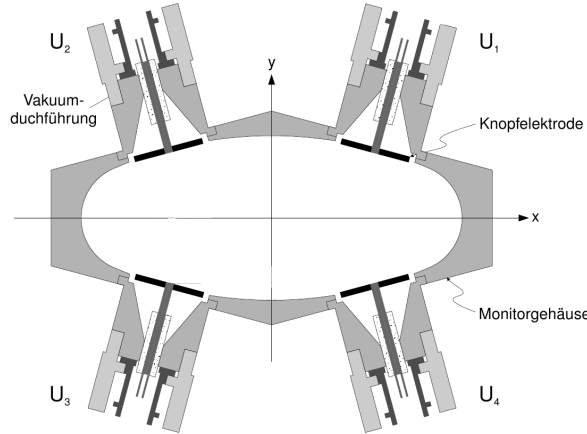


Abbildung 4.2: Prinzipieller Aufbau eines Strahllagemonitors (BPM) anhand des Querschnitts eines früher am Stretcherring eingesetzten Modells [25].

bar ist. Eine zeitaufgelöste Strommessung dient der Überwachung des eingestellten Stromes. Ein Strahlverlustsystem bietet die Möglichkeit die Position sowie den Zeitpunkt eines eventuellen Strahlverlustes zu detektieren. Strahlprofilmessungen geben Auskunft über die Ausdehnungen, sowie die Form des Strahls, was wiederum Rückschlüsse auf die Strahleigenschaften zulässt. Die für diese Messungen notwendigen Systeme werden im Folgenden vorgestellt. Ihre Position im Stretcherring ist in Abbildung 4.1 dargestellt.

#### 4.1.1 Strahllagemonitore im Stretcherring

Die im Stretcherring verwendeten Strahllagemonitore (BPM<sup>7</sup>) bestehen aus vier Knopfelektroden. In Abbildung 4.2 ist der schematische Aufbau eines solchen Monitors gezeigt.

Die vier Elektroden sind symmetrisch um den Mittelpunkt der Strahlkammer verteilt und von der Kammerwand isoliert. Mit diesen Elektroden wird kapazitiv an das elektromagnetische Feld des Strahls gekoppelt. Passiert ein Elektron eine solche Elektrode so wird in Abhängigkeit des Abstandes zwischen dem Strahlschwerpunkt und der Elektrode dort Ladung influenziert. Die Elektroden sind über Koaxialkabel mit einer verarbeitenden Elektronik verbunden, die den resultierenden Spannungspuls  $U_n$  detektiert. Die in Abbildung 4.2 gezeigte symmetrische Anordnung der Elektroden lässt bei geeigneter Differenzbildung der Signale eine Bestimmung des Ladungsschwerpunkts zu. Mit den Monitorkonstanten  $\alpha_1$  und  $\alpha_2$ , die von der genauen Elektroden- und Strahlrohrgeometrie abhängen, kann die Position in beiden Ebenen bestimmt werden:

$$x = \alpha_1 \frac{(U_1 + U_4) - (U_2 + U_3)}{U_1 + U_2 + U_3 + U_4} \quad \text{und} \quad y = \alpha_2 \frac{(U_1 + U_2) - (U_3 + U_4)}{U_1 + U_2 + U_3 + U_4}. \quad (4.1)$$

Durch den Bunchabstand im Stretcherring wird ein periodisches Hochfrequenz-Signal an den Elektroden mit der Frequenz der Beschleunigungsspannung erzeugt. Diese bildet die Grundfrequenz des Signals. Ihre höheren Frequenzanteile werden durch die Bunchstruktur vorgegeben. Am Stretcherring ist in jede Quadrupolvakuunkammer ein solcher Monitor integriert. Somit besteht das Strahllagemonitorsystem aus 32 Monitoren (siehe Abbildung 4.1). Zu jedem Monitor gehört eine Elektronik vor Ort, die die HF-Signale verarbeitet, sie digitalisiert und für die Verarbeitung durch das Kontrollsystem vorbereitet. Es kann eine zyklussynchrone Positionsauslese an allen Monitoren mit einer relativen Genauigkeit im Bereich von wenigen 10  $\mu\text{m}$  und einer Wiederholrate von maximal 1 kHz vorgenommen werden, was eine Positionskontrolle auch während der

<sup>7</sup>Beam Position Monitor

Energieerhöhung des Nachbeschleunigermodus ermöglicht. Mit Hilfe des Kontrollsystems können die Daten mit dieser Wiederholrate ausgelesen werden. Des Weiteren steht eine Echtzeitanzeige zur Verfügung, deren Ausleserate allerdings auf wenige Hertz beschränkt ist. Hauptanwendung dieses Systems ist die Überprüfung der transversalen Position des Ladungsschwerpunktes. Im Rahmen dieser Arbeit wurde es zur Bestimmung der Schwerpunktsverschiebung genutzt, wodurch die Dispersion und die Beta-Funktion im Stretcherring (siehe 6.1, 6.2) bestimmt werden konnten.

#### 4.1.2 Strahlstromtransformator

Mit einem Strahlstromtransformator wird der Strahlstrom durch induktive Kopplung bestimmt. Eine als Toroid geformte Spule ist konzentrisch um das Strahlrohr positioniert. Sie dient als Sekundärspule. An diese koppelt der Elektronenstrahl als Primärwindung. Über einen dazu parallel geschalteten Widerstand kann ein zum Strahlstrom proportionales Spannungssignal abgegriffen werden. Der am Stretcherring installierte Strahlstromtransformator ist in Abbildung 4.1 zu sehen. Das analoge Ausgangssignal wird mittels eines Analog-Digital-Wandlers digitalisiert und mit 100 Hz ausgelesen. Dieser Strahlstromtransformator ist auf einen maximalen Strahlstrom von 250 mA ausgelegt.

#### 4.1.3 Strahlverlustsystem

Das Strahlverlustsystem im Stretcherring ist darauf ausgelegt, die Elektronen zu detektieren, die die Vakuumkammer verlassen. Diese Elektronen erzeugen in der Vakuumkammerwand Sekundärelektronen. Der daraus resultierende Elektronenschauer wird mittels Halbleiterdetektoren an verschiedenen Stellen des Rings gemessen. Die Halbleiterdetektoren bestehen im wesentlichen jeweils aus zwei überlappenden Photodioden, zugehöriger Verstärkerelektronik und einer Koinzidenzschaltung, die ein optimales Signal-zu-Untergrundverhältnis garantiert. Ein Strahlverlustmonitor hat eine Repetitionsrate von 10 MHz. Eine detaillierte Erläuterung des Systems ist in der Diplomarbeit von Dennis Proft [35] zu finden. Um möglichst hohe Ereignisraten zu erlangen, sind die Detektoren an den Positionen größter Strahlausdehnung montiert. Hier ist mit dem größten Strahlverlust zu rechnen. Aufgrund der in den Quadrupolen maximalen Betafunktion sind die horizontal ausgerichteten Strahlverlustmonitore kurz nach den horizontal fokussierenden Quadrupolen und die vertikal ausgerichteten Detektoren entsprechend nach den vertikal fokussierenden Quadrupolen montiert. Um die Strahlenbelastung durch Synchrotronstrahlung zu minimieren, sind die horizontalen Detektoren zur Ringmitte hin ausgerichtet. Die verarbeitende Software ermöglicht eine geografische Darstellung des Strahlverlustes sowie eine genauere Betrachtung jedes einzelnen Strahlverlustmonitors mit einer zyklussynchronen Darstellung.

#### 4.1.4 Synchrotronlichtmonitor am Dipolmagneten M28

Ein Synchrotronlichtmonitor nutzt die Synchrotronstrahlung zur Abbildung des Strahlprofils. Das von den Elektronen emittierte Synchrotronlicht wird mittels eines optischen Systems und einer Kamera erfasst. Um ein Abbild des Strahlprofils zu erhalten, wird das optische System so justiert, dass die Gegenstandsebene mit der Ebene des Quellpunkts des Synchrotronlichts übereinstimmt. Die so erhaltene Abbildung entspricht der transversalen Elektronenverteilung an der Position des Quellpunktes. Zum Zweck der Strahlprofilanalyse befindet sich ein Synchrotronlichtmonitor im Stretcherring, der im sichtbaren Spektralbereich der Synchrotronstrahlung betrieben wird. Dieser Synchrotronlichtmonitor wurde im Rahmen verschiedener Arbeiten aufgebaut [3] und nach dem Austausch von Vakuumkammern erweitert und wieder in Betrieb



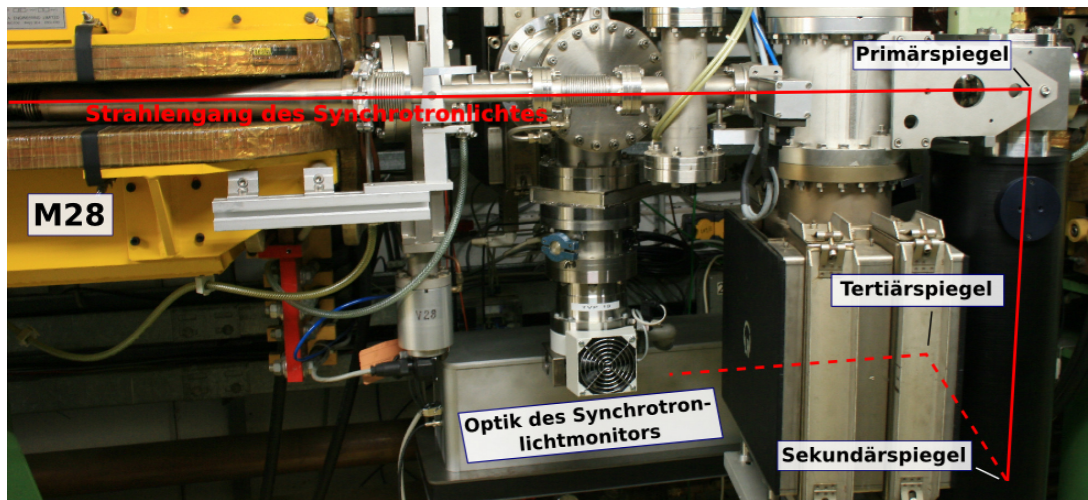


Abbildung 4.3: Strahlengang des Synchrotronlichtmonitors am Dipolmagneten M28.

genommen [53]. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde dieser Aufbau erweitert und optimiert. Wie Abbildung 4.3 zeigt, befindet sich an der Vakuummkammer des Dipolmagneten M28 ein tangential zur Sollbahn orientiertes, zusätzliches Strahlrohr, durch das das Synchrotronlicht aus dem Stretcherring herausgeführt wird. Nach Passieren einer differentiellen Pumpstrecke trifft die Synchrotronlichtstrahlung auf den  $90^\circ$  umlenkenden, wassergekühlten Primärspiegel aus Kupfer. Seine Größe bestimmt den genutzten Raumwinkelbereich des Synchrotronlichts. Seine Reflexionseigenschaften führen zur Auslenkung des optischen Bereichs des Synchrotronlichtspektrums aus der Beschleunigerebene. Gleichzeitig absorbiert der Spiegel den hochenergetischen Anteil der Synchrotronstrahlung und muss, um eine Erwärmung und die damit einhergehende Ausdehnung zu vermeiden, wassergekühlt werden. Im ursprünglichen Aufbau folgte unterhalb des Spiegels ein Austrittsfenster und anschließend daran die optischen Elemente des Monitors, lichtgeschützt durch eine röhrenförmige Verkleidung. Eine detaillierte Beschreibung des ursprünglichen Aufbaus ist in [53] zu finden. Die Optik war in dieser Verkleidung fest verankert. Um eine Justierung der Optik und weitere Strahldiagnostik an diesem Experimentierort zu ermöglichen, wurde im Rahmen dieser Arbeit die Optik des Synchrotronlichtmonitors auf einen separaten optischen Tisch ausgelagert. Hierfür wurde sie aus der röhrenförmigen Verkleidung ausgebaut und stattdessen dort ein Sekundärspiegel installiert, der über ein Rohr das Synchrotronlicht auf den neuinstallierten optischen Tisch umlenkt. Auf dem optischen Tisch wurde die neue Optik des Synchrotronlichtmonitors aufgebaut, siehe Abbildung 4.4. Nach dem Verlassen des Rohres wird das Synchrotronlicht durch einen weiteren Spiegel umgelenkt. Es folgt ein Interferenzfilter, der den Wellenlängenbereich auf  $\lambda = 486 \pm 10$  nm einschränkt, um chromatisch bedingte Abbildungsfehler zu vermeiden. Nach dem Bandpassfilter wird das Synchrotronlicht durch eine Sammellinse mit einer Brennweite von  $f = 500$  mm auf eine CCD-Kamera fokussiert. Da der optische Tisch für weitere Strahldiagnose genutzt werden soll, wird das Synchrotronlicht über zwei weitere Spiegel umgelenkt bis es auf eine CCD-Kamera trifft. So wird die eingenommene Fläche auf dem optischen Tisch minimiert. Zwischen den Spiegeln werden abhängig vom Strahlstrom verschiedene neutrale Dichtefilter mit einer optischen Dichte von  $\tau = 2 - 2,5$  eingesetzt. Durch die Pixelgröße der verwendeten Kamera WATEC 502 [48] von  $9,8 \mu\text{m} \times 6,3 \mu\text{m}$  und den Vergrößerungsfaktor der Optik von  $M = 0,125$  ergibt sich ein theoretischer Wert für den Abbildungsmaßstab. Da sich am Quellpunkt eine kleine Glühbirne in die Vakuummkammer schieben lässt, kann der Abbildungsmaßstab bei bekannter Gegenstandsgröße der Glühwendel auch experimentell bestimmt werden. Die erlangten Werte sind in Tabelle 4.1 dargestellt. Die Feh-

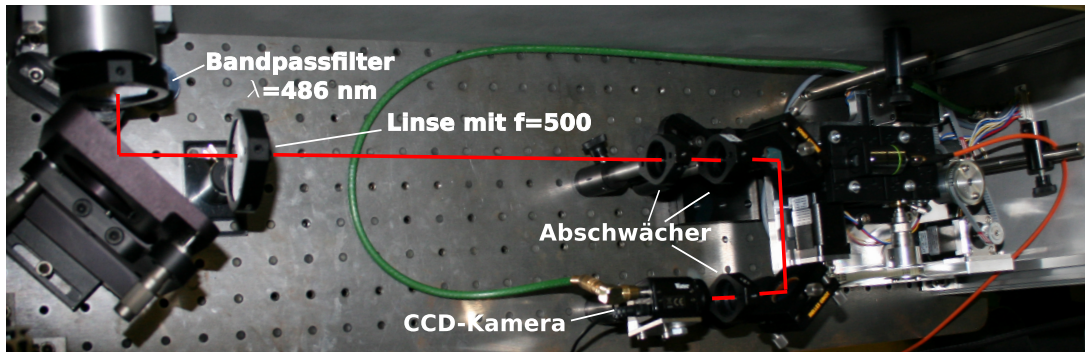


Abbildung 4.4: Optik des Synchrotronlichtmonitor am M28.

Ebene	theoretisch / $\mu\text{m}$ pro Pixel	gemessen / $\mu\text{m}$ pro Pixel
horizontal	$78,4 \pm 3$	$66,0 \pm 5$
vertikal	$50,4 \pm 3$	$39,7 \pm 5$

Tabelle 4.1: Abbildungsmaßstab des Synchrotronlichtmonitors am M28.

ler ergeben sich aus der Ungenauigkeit der Entfernungsbestimmung zwischen Quellpunkt und optischem System. Die experimentell bestimmten Werte weichen von den theoretischen Werten ab. Die Ursache hierfür liegt in der Verkippung der Glühwendel bezüglich der Bildebene des optischen Systems. Hierdurch wird nur die Projektion gemessen und nicht die reale Länge des Glühwendel. Das gesamte Auflösungsvermögen wird neben der Pixelgröße von weiteren Faktoren beeinflusst. Der Wasserdruck, der durch die Wasserkühlung der Primärspiegels erzeugt wird, führt ebenfalls zu einer leichten Wölbung des Spiegels. Diese wurde zwar minimiert, verschlechtert jedoch das Auflösungsvermögen. Ebenso führt die Wahl des Öffnungswinkel, aus dem das Synchrotronlicht abgebildet wird, zu einer Verbreiterung des Abbildes und damit zu einem verringerten Auflösungsvermögen. Das daraus resultierende effektive Auflösungsvermögen liegt in der horizontalen Ebene bei  $\sigma_{\text{hor}} = 189 \mu\text{m}$  und für die vertikale Ebene bei  $\sigma_{\text{ver}} = 96 \mu\text{m}$ . Eine detaillierte Ausführung der einzelnen Einflüsse auf das Auflösungsvermögen wird in [53] gegeben. Der weiterentwickelte Synchrotronlichtmonitor wurde für alle Emittanzmessungen im Stretcherring, die in dieser Arbeit vorgestellt werden, genutzt.

## 4.2 Diagnoseelemente in der externen Strahlführung

Bedingt durch die Verwendung des Prinzips der Resonanzextraktion ist in der externen Strahlführung mit einem Strahlstrom zu rechnen, der sieben bis acht Größenordnungen geringer ist als im Stretcherring. Dies stellt völlig andere Anforderungen an die Diagnostik in diesem Bereich. Sämtliche Diagnostik, deren Signalamplitude sich proportional zum Strahlstrom verhält, muss darauf ausgelegt sein, sehr geringe Signalstärken messen zu können. Zudem ist je nach Einbauort mit einer starken Störung durch den vergleichsweise großen Strahlstrom des nahegelegenen Stretcherrings zu rechnen. Erleichternd kommt allerdings hinzu, dass in diesem Bereich aufgrund der nur einmalig durchlaufenen Strukturen auch strahlzerstörende Diagnostik eingesetzt werden kann. Die Bewältigung der erschwerten Rahmenbedingungen in diesem Bereich ist sehr wichtig, da eine leistungsfähige Strahldiagnose zur Einstellung der Strahlposition an den Experimenten notwendig ist. So ist ELSA mit einem System aus verschiedenen Diagnoseelementen in der externen Strahlführung ausgestattet, die sowohl die Messung der Strahlage als auch die Messung von Strahlprofilen ermöglichen.

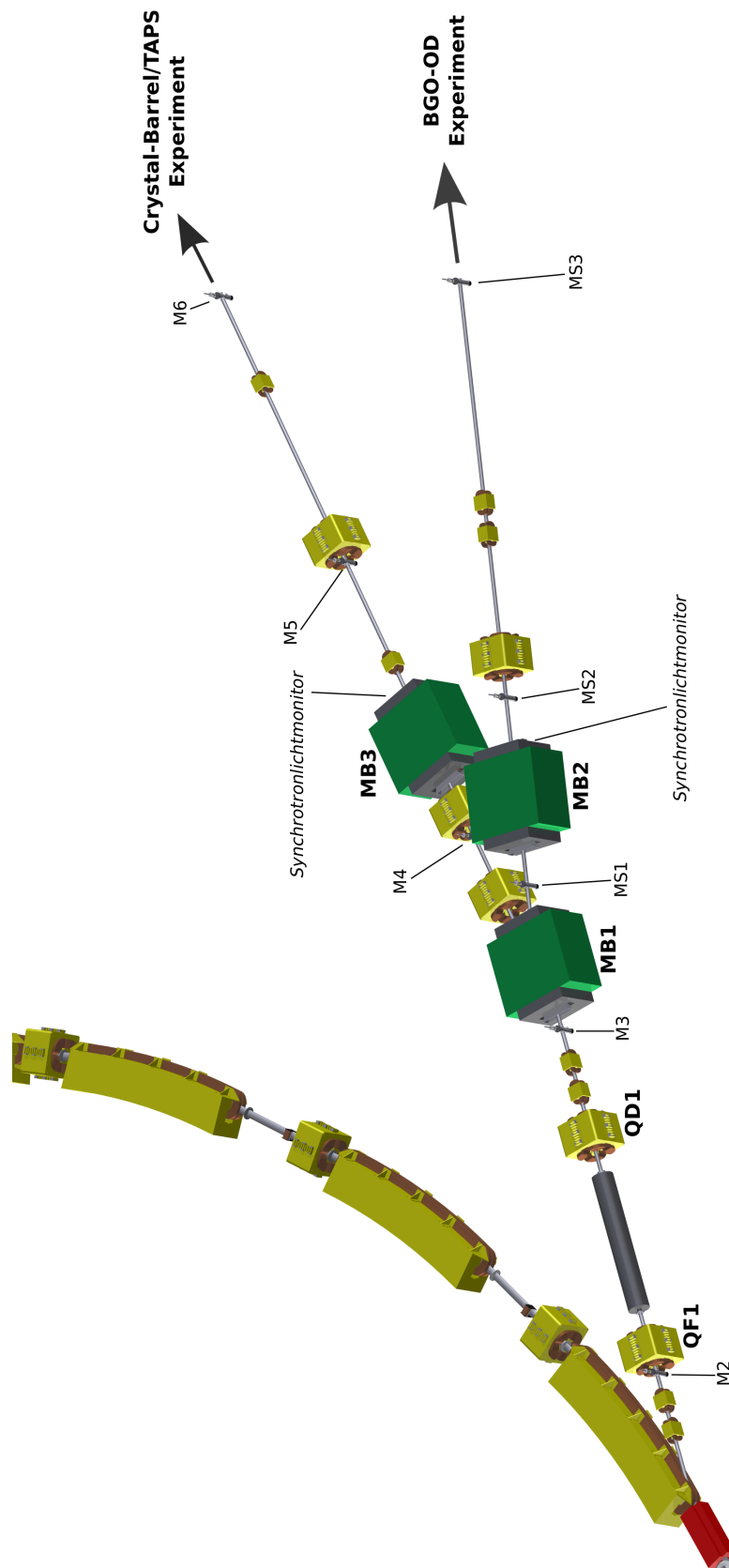


Abbildung 4.5: Diagnoseelemente in der externen Strahlführung.

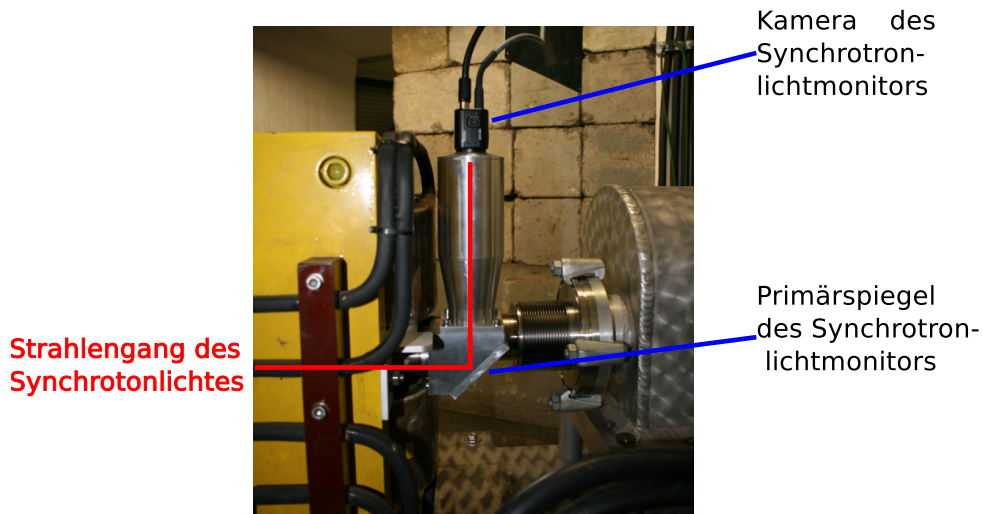


Abbildung 4.6: Synchrontronlichtmonitor am Dipolmagneten MB3.

In Abbildung 4.5 ist ein Überblick der verschiedenen optischen Diagnoseelemente in der externen Strahlführung skizziert. Die Monitore M2 bis M6 bzw. MS1 bis MS3 bezeichnen die Fluoreszenzschirme in den beiden Strahlführungen. Die Vakuumkanern der Dipolmagnete MB2 und MB3 besitzen jeweils ein tangenciales Strahlrohr, an dem Synchrontronlichtmonitore installiert sind. Zwei Lageresonatoren befinden sich direkt vor den jeweiligen Experimenten und sind der Übersichtlichkeit halber in Abbildung 4.5 nicht dargestellt. Im Folgenden werden die verschiedenen Systeme und ihre Funktionsprinzipien vorgestellt.

#### 4.2.1 Synchrontronlichtmonitore

Beide Monitore besitzen den gleichen Aufbau und bestehen aus einer Kamera, die über einen Spiegel mit einer Reflektivität von 99,9 % auf den Quellpunkt des Synchrontronlichtes fokussiert. Die geringe Leistung ermöglicht den Verzicht einer Kühlung des Spiegels und damit eine sehr kompakte Bauweise. Beispielhaft ist in Abbildung 4.6 der Synchrontronlichtmonitor am Dipolmagneten MB3 dargestellt.

Durch die verwendete Extraktionsmethode im Stretcherring beträgt der Strahlstrom nur einige hundert Picoampere. Somit ist auch die Intensität des auf die Kamera treffenden Lichtes vergleichsweise gering. Um auch eine Diagnose bei geringen Strömen zu garantieren, sind Kameras (WAT-502B) mit einer Lichtempfindlichkeit von  $I = 0,003$  Lux installiert. Die CCD-Chips haben ihre höchste Lichtempfindlichkeit bei einer Wellenlänge von 500 nm. Die Chipgröße beträgt 537(horizontal) x 505(vertikal) Pixel mit einer Pixelgröße von 9,6  $\mu\text{m}$ (horizontal) x 7,5  $\mu\text{m}$  (vertikal) [48]. Vor den Einbau der Kameras wurde die Optik auf die Entfernung des Quellpunktes eingestellt und der Abbildungsmaßstab bestimmt. In Tabelle 4.2 ist der jeweilige Abbildungsmaßstab der Monitore angegeben. Die Synchrontronlichtmonitore wurden im Rahmen dieser Arbeit zur Bestimmung der Ablage des Strahlschwerpunkts und zur Bestimmung der Strahlbreite genutzt.

#### 4.2.2 Chromoxschirme

Bei den Chromoxschirmen handelt es sich um senkrecht in den Strahlweg fahrbare Fluoreszenzschirme. Der an ELSA verwendete Aufbau ist in Abbildung 4.7 dargestellt. An der um 45° zur Strahlebene gekippten Fluoreszenzschicht geben die auftreffenden Elektronen Impuls in Form

Monitor	horizontal / $\mu\text{m}$ pro Pixel	vertikal / $\mu\text{m}$ pro Pixel
MB3	284	286
MB2	294	295

Tabelle 4.2: Abbildungsmaßstab der Synchrotronlichtmonitore in der externen Strahlführung.

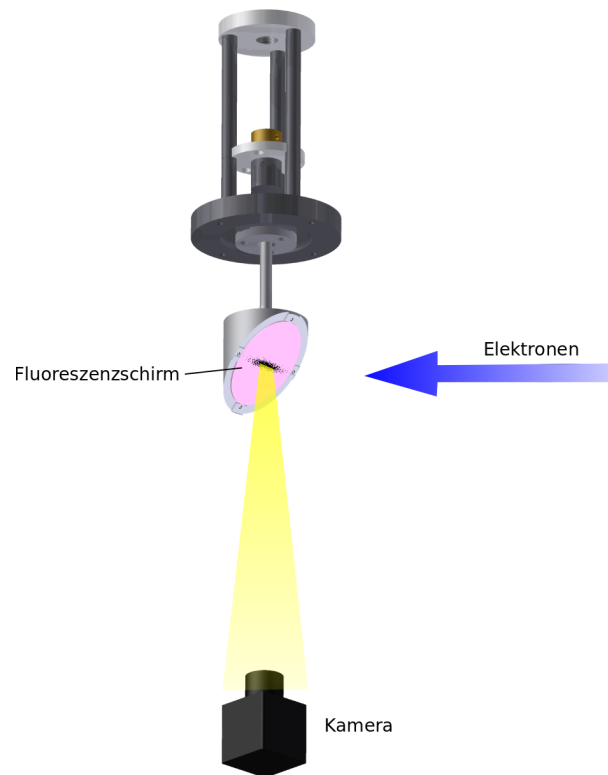


Abbildung 4.7: Schnitt durch einen Chromoxschirm.

eines Photons ab. Dieses wird durch das fluoreszierende Material absorbiert. Bei der späteren Abregung in den Grundzustand wird ein weiteres Photon ausgesandt. Im rechten Winkel zur Flugrichtung der Elektronen ist eine Kamera installiert, die die Projektion des Strahlprofils auf der Fluoreszenzschicht erfasst. Durch die  $45^\circ$ -Verkipfung bezüglich der Strahlebene und der Kameraebene ist das aufgenommene Profil unverzerrt. Die Fluoreszenzschicht emittiert im sichtbaren und infraroten Bereich des Spektrums. Die Abregung im infraroten Bereich des Spektrums findet sehr langsam statt, was zu einem Nachleuchten über mehrere Sekunden führt. Um die zeitliche Auflösung zu verbessern, sind alle Kameras an den Fluoreszenzschirmen mit IR-UV-Sperrfiltern ausgerüstet worden.

Die Position der verschiedenen Fluoreszenzschirme M2 – M6 bzw. MS1 – MST ist in Abbildung 4.5 gezeigt. Der Aufbau ist jeweils identisch und somit auch der jeweilige Abbildungsmaßstab von  $72 \mu\text{m}$  pro Pixel in beiden Ebenen. Im Gegensatz zum Strahl unbeeinflussenden Einsatz der Synchrotronlichtmonitore ist die Nutzung der Fluoreszenzschirme strahlzerstörend. Somit ist ein paralleles Messen der Strahlprofile an verschiedenen Stellen der externen Strahlführung nicht möglich. Im Gegensatz zu den Synchrotronlichtmonitoren können sie allerdings prinzipiell an jeder Stelle der Strahlführung eingebaut werden und sind nicht auf das nur in Dipolmagneten erzeugte Synchrotronlicht angewiesen. Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Chromoxschirme

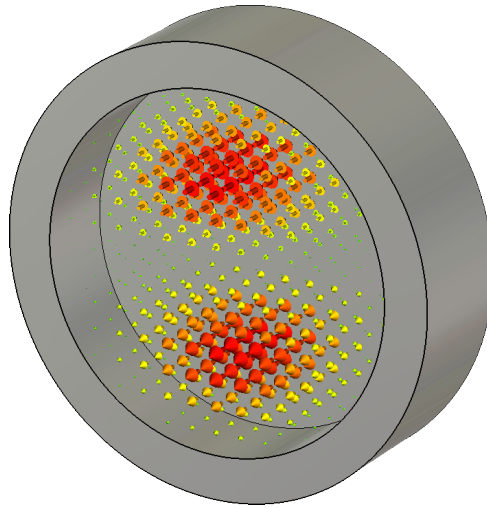


Abbildung 4.8: Konfiguration des elektrischen Feldes der  $TM_{110}$ -Mode.

zur Lage- und Profilbestimmung des Elektronenstrahls in der externen Strahlführung genutzt.

### 4.2.3 Lage-Resonator

Beim sogenannten Lage-Resonator handelt es sich um ein Hohlraumresonatorsystem zur Messung der horizontalen und vertikalen Strahlablage von der Symmetrieachse des Systems. In diesen Hohlraumresonatoren können sich in Abhängigkeit ihrer Geometrie verschiedene Konfigurationen hochfrequenter Wechselfelder ausbilden. Über eine longitudinale elektrische Feldkomponente kann dem Strahl Energie entnommen werden. Wird nun über die Gestaltung der Resonatorgeometrie eine Feldkonfiguration zur Anregung durch den Strahl selektiert, deren elektrisches Feld sich in geeigneter Weise mit der Ablage ändert, kann durch eine Koppelvorrichtung ein lageabhängiges Signal ausgekoppelt werden.

In den an ELSA verwendeten Resonatoren wird die transversal magnetische  $TM_{110}$ -Mode zur Strahllagemessung genutzt [36]. Ihre Feldverteilung ist in Abbildung 4.8 zu sehen. Sie weist eine radiale Abhängigkeit des elektrischen Feldes auf, die für zwei Azimutalwinkel maximal wird. In der Ebene dieser Maxima ist das zur Ablage proportionale Signal am größten und eignet sich zur Lagebestimmung. Somit wird für die Bestimmung der Lage in jeder Raumebene jeweils ein Hohlraumresonator benötigt. Der radiale Feldverlauf ist durch die Besselfunktion 1. Ordnung gegeben, die für kleine Ablagen nahezu linear verläuft. Um die Richtung der Ablage zu bestimmen, wird die Phase, also das Vorzeichen des Feldvektors ermittelt. Da die entzogene Energie relativ zur Gesamtenergie der Elektronen vernachlässigt werden kann, kann der Lage-Resonator ohne störenden Einfluss auf den Elektronenstrahl betrieben werden.

An ELSA steht vor jedem Experimentierplatz ein System aus Lage-Resonatoren zum Zweck der vertikalen und horizontalen Lagemessung zur Verfügung. Die beiden baugleichen Systeme erlauben die Lagemessung mit einer relativen Genauigkeit von  $50\ \mu\text{m}$  und einer zeitlichen Auflösung von  $9\ \text{Hz}$ . Der Einsatz von einem schmalbandigen Detektionskonzept auf der Grundlage von digitalen Lock-In Verstärkern ermöglicht eine Lagemessung bei Strahlströmen von unter  $100\ \text{pA}$  [37]. Im Rahmen dieser Arbeit bot dieses System eine zusätzliche Positionsinformation direkt vor den Experimentierplätzen.

## 5 Untersuchung der Resonanzextraktion

Für die hadronenphysikalischen Experimente an ELSA ist es von besonderer Wichtigkeit, die Zeit in der dem Experiment pro Beschleunigerzyklus Elektronen zur Verfügung stehen, zu maximieren. Das sogenannte Tastverhältnis setzt diese Zeitdauer der Elektronenverfügbarkeit ins Verhältnis zur Zeitdauer des gesamten Beschleunigerzyklus. Um ein möglichst hohes Tastverhältnis zu erreichen, wird an ELSA eine langsame Extraktionsmethode mittels einer drittelzahligen optischen Resonanz genutzt. So kann den Experimenten nach der Phase der Energieerhöhung im Stretcherring über mehrere Sekunden ein quasi kontinuierlicher Elektronenstrahl bereitgestellt werden. Die Resonanzextraktion ist maßgeblich für die Strahlqualität in der externen Strahlführung zu den Experimenten verantwortlich. Um die Abhängigkeit der Strahlqualität von den Einstellungen der Resonanzextraktion zu untersuchen, wurden im Rahmen dieser Arbeit Messungen der Strahleigenschaften in der externen Strahlführung, insbesondere der Emittanz, in Abhängigkeit von verschiedenen Extraktionsparametern durchgeführt. In diesem Abschnitt sollen die wichtigsten Begriffe zur Beschreibung der Strahlqualität sowie die generelle Funktionsweise der Resonanzextraktion erklärt werden. Insbesondere soll auf die Umsetzung dieser Extraktionsmethode an ELSA eingegangen werden. Anschließend werden die verschiedenen Messmethoden zur Untersuchung der Strahlqualität in der externen Strahlführung in Abhängigkeit der Resonanzextraktion vorgestellt und ihre Ergebnisse präsentiert.

### 5.1 Beschreibung der Teilchenbahn

Um eine Größe zur Beschreibung der Strahlqualität, insbesondere der Strahldivergenz und der Strahlausdehnung zu definieren, muss zunächst ein Koordinatensystem eingeführt werden, in dem die Bewegungen der Teilchen möglichst einfach beschrieben werden können. Hierzu wird zunächst ein Sollteilchen definiert, das mit einer Sollenergie auf einer genau zentrischen Sollbahn ohne Winkelablage alle Beschleunigerelemente passiert. Dieses Sollteilchen definiert den Ursprung eines rechtshändigen, mitbewegten Koordinatensystems. Hierbei wird die Koordinate entlang der Sollbahn  $l$  genannt, die Koordinate in der Beschleunigerebene  $x$  und vertikal zu dieser  $z$ . Zur vollständigen Beschreibung der Teilchen im Phasenraum werden die horizontale Winkelablage  $x'$  und die vertikale Winkelablage  $z'$  sowie die normierte Impulsabweichung  $\frac{\Delta p}{p}$  genutzt. Somit ist ein Teilchen vollständig beschrieben durch:

$$\vec{X}_0 = (x, x', z, z', l, \Delta p/p). \quad (5.1)$$

In diesem Koordinatensystem können die Bewegungsgleichungen in Abhängigkeit von der Position  $s$  entlang der Sollbahn in folgender Form dargestellt werden:

$$\text{horizontal: } x''(s) + \left( \frac{1}{R^2(s)} - k(s) \right) x(s) = \frac{1}{R(s)} \frac{\Delta p}{p}. \quad (5.2)$$

$$\text{vertikal: } z''(s) + k(s)z(s) = 0 \quad (5.3)$$

Die Bewegung der Teilchen hängt von der Quadrupolstärke  $k$  und dem Krümmungsradius  $R$  ab. Diese Form der sogenannten Hillschen Differentialgleichungen erhält man unter den Annahmen  $x \ll R, z \ll R$  und  $\frac{\Delta p}{p} \ll 1$ . Es handelt sich hierbei um eine lineare Näherung und beschreibt die lineare Strahloptik. Zusätzlich wird vorausgesetzt, dass keine Kopplung des horizontalen und vertikalen Phasenraums vorliegt.

Im Falle der beschriebenen linearen Näherung kann eine Transformation des Teilchenvektors  $\vec{X}_0$

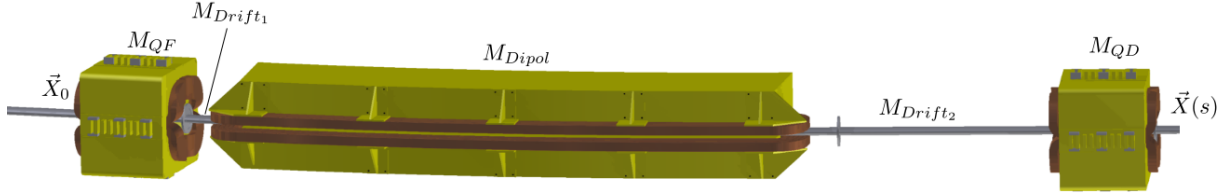


Abbildung 5.1: Typische Magnetstruktur im Stretcherring bestehend aus einem horizontal fokussierenden Quadrupolmagneten ( $QF$ ) einem Dipolmagneten und einem horizontal defokussierenden Quadrupolmagneten ( $QD$ ).

in Form einer  $6 \times 6$ -dimensionalen Matrix  $M$  geschrieben werden [18]:

$$\begin{pmatrix} x(s) \\ x'(s) \\ z(s) \\ z'(s) \\ l \\ \frac{\Delta p(s)}{p} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} & 0 & 0 & 0 & m_{16} \\ m_{21} & m_{22} & 0 & 0 & 0 & m_{26} \\ 0 & 0 & m_{33} & m_{34} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & m_{43} & m_{44} & 0 & 0 \\ m_{51} & m_{52} & 0 & 0 & 1 & m_{56} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \\ z_0 \\ z'_0 \\ s_0 \\ \frac{\Delta p_0}{p} \end{pmatrix}. \quad (5.4)$$

Diese Art der Matrix wird häufig als Transport- oder Transfermatrix  $M$  bezeichnet. Ihre Einträge  $m_{ln}$  werden durch die magnetoptischen Elemente zwischen dem ursprünglichen Teilchenvektor  $\vec{X}_0$  und dem aus der Transformation resultierenden Teilchenvektor  $\vec{X}(s)$  bestimmt. Die Werte für  $k$ ,  $R$  und die Länge der Elemente  $l$  legen hierbei die Einträge der Transportmatrix  $m_{ln}$  fest. Zur Beschreibung der Teilchenbewegung mit den Startparametern  $\vec{X}_0$  entlang mehrerer Elemente werden die dazugehörigen Transfermatrizen multipliziert:

$$\vec{X}(s) = M_{QD} \cdot M_{Drift2} \cdot M_{Dipol} \cdot M_{Drift1} \cdot M_{QF} \cdot \vec{X}_0 \quad (5.5)$$

Als Beispiel ist hier ein typisches Segment aus dem Stretcherring gewählt (siehe Abbildung 5.1). Durch die Entkopplung von horizontaler und vertikaler Bewegung, können die Bewegungen in beiden Ebenen getrennt betrachtet werden. Sie werden durch die Untermatrizen  $M_x$  und  $M_z$  repräsentiert:

$$M_x = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix} \quad M_z = \begin{pmatrix} m_{33} & m_{34} \\ m_{43} & m_{44} \end{pmatrix}. \quad (5.6)$$

Mit diesem Matrixformalismus kann nicht nur der Teilchenvektor  $\vec{X}(s)$  transformiert werden, sondern auch die Dispersion  $D(s)$ . Sie gibt die Ablage  $\Delta x$  in Abhängigkeit von der Impulsabweichung  $\frac{\Delta p}{p}$  an:

$$\Delta x(s) = D(s) \frac{\Delta p}{p}. \quad (5.7)$$

Diese impulsabhängige Ablage wird nur bei der Ablenkung in Dipolmagneten erzeugt. Unter der Einschränkung auf horizontal ablenkende Dipolfelder und der Vernachlässigung der Kopplung der beiden Phasenräume tritt sie nur in der horizontalen Ebene auf. Betrachtet man die Dispersion  $D_0$  am Ort  $s_0$  mit der Änderung der Dispersion  $D'_0$ , kann die Transformation folgendermaßen geschrieben werden:

$$\begin{pmatrix} D(s) \\ D'(s) \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} & m_{16} \\ m_{21} & m_{22} & m_{26} \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} D_0 \\ D'_0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (5.8)$$



Die Einträge der Untermatrix  $M_x$  beschreiben hierbei die Transformation einer schon bestehenden Dispersion  $D_0$  und ihrer Änderung  $D'_0$ . Die an der Position  $s$  aufgrund der Impulsabweichung erzeugte Orts- und Winkelabweichung wird durch die Einträge  $m_{16}$  und  $m_{26}$  repräsentiert. Im weiteren Verlauf dieses Abschnitts wird die Berechnung der Dispersion  $D(s)$  anhand einer ursprünglichen Dispersion  $D_0$  und ihrer Änderung  $D'_0$  genutzt. Mit Gleichung 5.8 folgt daraus die sogenannte Dispersionsfunktion:

$$D(s) = D_0 m(s)_{11} + D'_0 m(s)_{12} + m(s)_{16}. \quad (5.9)$$

## 5.2 Betafunktion und Emittanz

Um die allgemeine Lösung der Hillschen Differentialgleichungen zu erhalten, wird nun  $\frac{\Delta p}{p} = 0$  und  $K(s) = \frac{1}{R^2(s)} - k(s)$  vorausgesetzt. Dadurch ergibt sich [52]:

$$x''(s) - K(s)x(s) = 0. \quad (5.10)$$

Gleichung 5.10 wird durch den Ansatz

$$x(s) = \sqrt{\epsilon} \sqrt{\beta(s)} \cos[\phi(s) + \Psi] \quad (5.11)$$

mit

$$\phi(s) = \int_0^s \frac{d\tilde{s}}{\beta(\tilde{s})} \quad (5.12)$$

gelöst. Hierbei sind  $\epsilon$  und  $\Psi$  Integrationskonstanten, die durch die Anfangsbedingungen festgelegt werden. Ein Teilchen auf der durch die Funktion  $x(s)$  beschriebenen Bahnkurve führt eine Schwingung um die Sollbahn  $s$  mit der Phase  $\phi(s)$  aus. Diese transversale Schwingung um die Sollbahn wird Betatronschwingung genannt. Die Amplitude dieser Funktion, die die Ablage von der Sollbahn  $s$  beschreibt, setzt sich aus einem konstanten Anteil  $\sqrt{\epsilon}$  mit der sogenannten Einzelteilchenemittanz  $\epsilon$  und einem ortsabhängigen Anteil  $\sqrt{\beta(s)}$  zusammen. Die sogenannte Betafunktion  $\beta(s)$  wird durch die Magnetoptik des Beschleunigers festgelegt und ist ein Maß für die Ablage des Teilchens an der Stelle  $s$ .

Mit Gleichung 5.11 und deren Ableitung nach  $s$  ist es möglich, die Einzelteilchenemittanz  $\epsilon$  durch eine Ellipsengleichung auszudrücken:

$$\gamma(s)x^2(s) + 2\alpha(s)x(s)x'(s) + \beta(s)x'^2(s) = \epsilon. \quad (5.13)$$

Dabei werden folgende Definitionen verwendet:

$$\alpha(s) := -\frac{\beta'(s)}{2} \quad \text{und} \quad \gamma(s) := \frac{1 + \alpha^2(s)}{\beta(s)}. \quad (5.14)$$

Die durch 5.13 definierte Ellipse im Phasenraum  $(x, x')$  beschreibt die Teilchenbewegung am Ort  $s$  und ist in Abbildung 5.2 schematisch dargestellt. Betrachtet man ein Teilchen über mehrere Umläufe, wird es sich zu jedem Zeitpunkt auf dieser Ellipse befinden. Die genaue Position hängt von der Betatronschwingung ab. Die Form und Orientierung der Ellipse ist hierbei von  $s$  abhängig und wird durch die Magnetoptik bestimmt.

Die so definierte Einzelteilchenemittanz beschreibt die Bewegung eines umlaufenden Teilchens im Phasenraum. Analog dazu soll nun eine Größe definiert werden, die die Phasenraumfläche eines Teilchenensembles beschreibt. Hierzu wird ein Koordinatensystem eingeführt, dessen Ur-

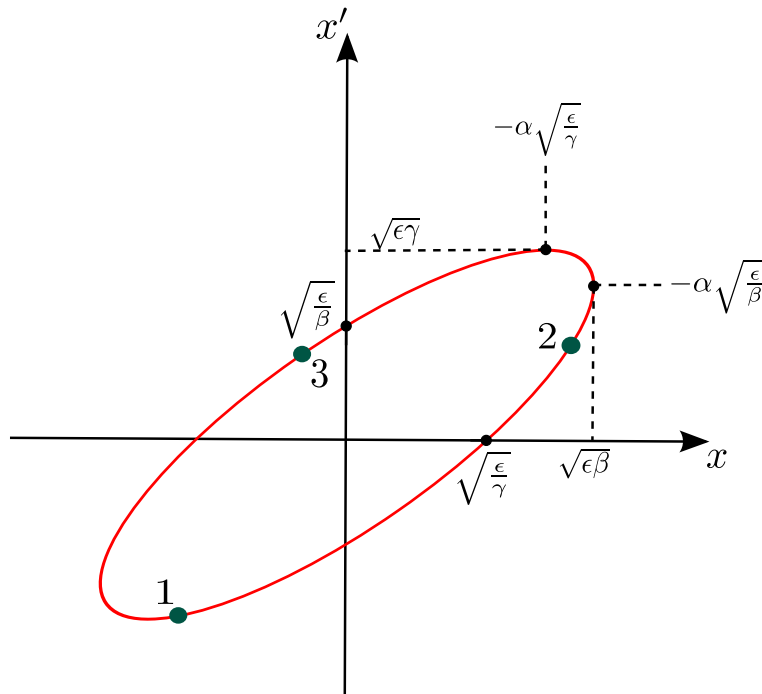


Abbildung 5.2: Die Emittanzellipse im Phasenraum und ihr Bezug zu  $\alpha$ ,  $\beta$  und  $\gamma$ . Mit 1, 2, und 3 sind beispielhaft die Wertepaare eines Einzelteilchens über drei Umläufe gekennzeichnet.

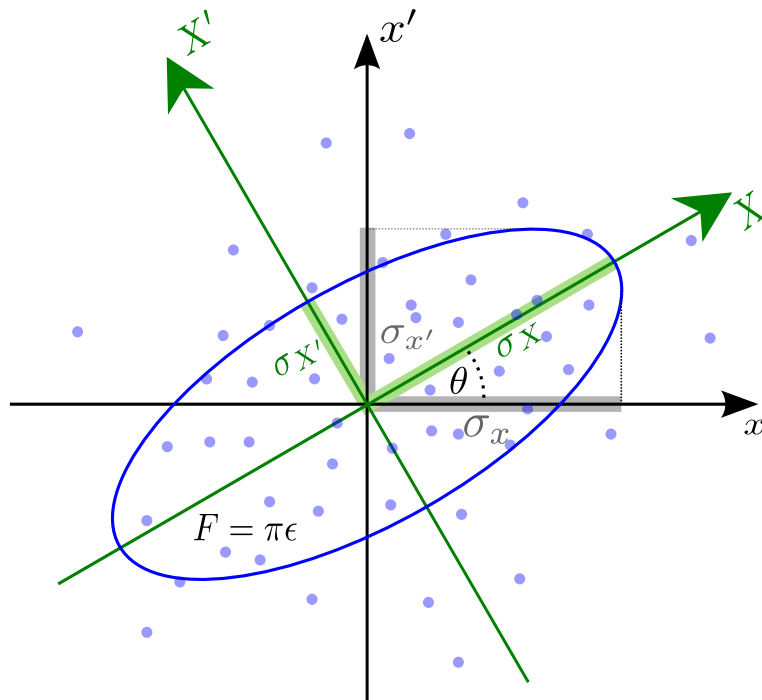


Abbildung 5.3: Das Koordinatensystem des ursprünglichen Phasenraums  $(x, x')$  und das dazu gedrehte Koordinatensystem  $(X, X')$  mit den Standardabweichungen  $\sigma_x, \sigma_{x'}$  und  $\sigma_X, \sigma_{X'}$  in beiden Koordinatensystemen.

sprung im Schwerpunkt des statistisch verteilten Teilchenensembles liegt. Es kann ein zum ursprünglichen Koordinatensystem  $(x, x')$  gedrehtes Koordinatensystem  $(X, X')$  mit dem Drehwinkel  $\theta$  gefunden werden, in dem die Varianzen  $\sigma_X^2$  und  $\sigma_{X'}^2$  minimal bzw. maximal werden [47]:

$$\frac{\partial}{\partial \theta} \sigma_X^2 = \frac{\partial}{\partial \theta} \sigma_{X'}^2 = 0 \quad (5.15)$$

mit

$$\sigma_X^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N X_i^2 \quad \text{und} \quad \sigma_{X'}^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N X_i'^2. \quad (5.16)$$

In Abbildung 5.3 ist das gedrehte Koordinatensystem mit den dazugehörigen Standardabweichungen dargestellt. Durch die daraus resultierenden Standardabweichungen  $\sigma_X$  und  $\sigma_{X'}$  kann die Emittanz des Ensembles  $\epsilon$  als Maß für die Ausdehnung dieser Verteilung eingeführt werden:

$$\epsilon = \sigma_X \sigma_{X'}. \quad (5.17)$$

Die Fläche  $F$  der Enveloppenellipse mit den Halbachsen  $\sigma_X$  und  $\sigma_{X'}$  ist gegeben durch:

$$F = \pi \sigma_X \sigma_{X'} = \pi \epsilon. \quad (5.18)$$

Die Emittanz beschreibt zwar die Fläche der Ellipse, allerdings nicht ihre Orientierung und die Größe der Halbachsen. Hierfür muss die dazugehörige Ellipsengleichung aufgestellt werden. Diese Ellipsengleichung besitzt die gleiche Form, wie die eingeführte Gleichung der Einzelteilchenemittanz 5.13. Die durch die Ellipsengleichung definierten Größen  $\alpha(s)$ ,  $\beta(s)$  und  $\gamma(s)$  (vgl. Gleichung 5.14) werden Twissparameter genannt und haben folgende Bedeutung:

- $\alpha(s)$  ist Maß für die Korrelation zwischen  $x$  und  $x'$
- $\sqrt{\beta(s)}$  entspricht der Standardabweichung  $\sigma_x$  der Strahleinhüllenden normiert auf  $\sqrt{\epsilon}$
- $\sqrt{\gamma(s)}$  entspricht der Standardabweichung  $\sigma_{x'}$  der Strahldivergenz normiert auf  $\sqrt{\epsilon}$

Die Standardabweichungen  $\sigma_x$  und  $\sigma_{x'}$  sind hierbei die Standardabweichungen im ursprünglichen Koordinatensystem  $(x, x')$  und beschreiben die Strahlausdehnung und -divergenz.

Mit der Bestimmung der Twissparameter  $\alpha(s)$ ,  $\beta(s)$  und  $\gamma(s)$  und der Emittanz  $\epsilon$  sind die Strahleigenschaften eindeutig bestimmt. Wie für die Teilchenkoordinaten  $\vec{X}_0$  kann auch für die Twissparameter  $\alpha_0$ ,  $\beta_0$  und  $\gamma_0$  ein Matrixformalismus zur Berechnung der Twissparameter an der Stelle  $\alpha(s)$ ,  $\beta(s)$  und  $\gamma(s)$  eingeführt werden. Betrachtet man die Ellipsengleichung 5.13 kann diese geschrieben werden als:

$$\epsilon = \underbrace{(x_0, x'_0)}_{\vec{X}_0^T} \underbrace{\begin{pmatrix} \gamma_0 & \alpha_0 \\ \alpha_0 & \beta_0 \end{pmatrix}}_{B_0^{-1}} \underbrace{\begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \end{pmatrix}}_{\vec{X}_0} \quad (5.19)$$

Hierbei bezeichnet man

$$B = \begin{pmatrix} \beta_0 & -\alpha_0 \\ -\alpha_0 & \gamma_0 \end{pmatrix} \quad (5.20)$$

als Beta-Matrix. Die Matrix  $B_0$  kann von der Position  $s_0$  zur Position  $s$  überführt werden:

$$B_1 = M \cdot B_0 \cdot M^T. \quad (5.21)$$

Hierbei ist die Matrix  $M$  die in Abschnitt 5.1 eingeführte Transfermatrix des jeweiligen Phasenraums.

Im Folgenden bezieht sich der Begriff der Emittanz und der Ellipsengleichung immer auf das Teilchenensemble. Bisher wurde eine statistische Verteilung der Teilchen angenommen und die Emittanz über deren Varianz definiert. Häufig handelt es sich an Beschleunigern um ein Teilchenensemble mit einer Gaußverteilung. In diesem Fall kann die Emittanz durch das Produkt der  $1\sigma$ -Breiten der Gaußverteilung definiert werden. Die Emittanz  $\epsilon$  kann über die Strahlbreite  $\sigma$  und die Betafunktion  $\beta(s)$  ausgedrückt werden als:

$$\sigma(s) = \sqrt{\epsilon\beta(s)}. \quad (5.22)$$

Die Fläche der Phasenraumellipse und damit auch die Emittanz ist nach der Aussage des Liouville'schen Satzes bei konstanter Energie eine Erhaltungsgröße [52]. So ändert sich nur die Form der Emittanzellipse entlang des Beschleunigers, während die Fläche erhalten bleibt.

Im Folgenden soll betrachtet werden, wovon die Emittanz in einem Beschleuniger abhängt. Für einen Elektronenkreisbeschleuniger wie den Stretcherring wird der Wert der Emittanz von der Abstrahlcharakteristik des Synchrotronlichts bestimmt. Wie in Abschnitt 3 erläutert, werden die Photonen in einem mittleren Öffnungswinkel von  $\theta = \frac{1}{\gamma}$  emittiert. Im Falle des Stretcherrings kann bei einem  $\gamma \approx 2000$  bis  $7000$  von hochrelativistischen Elektronen ausgegangen werden. Somit werden die Photonen nahezu in Flugrichtung der Elektronen emittiert. Durch die Betatronschwingungen der Elektronen um die Sollbahn erhalten die abgestrahlten Photonen einen transversalen Impulsbeitrag.

Die durch Synchrotronstrahlung verlorene Energie wird den Elektronen in den Hohlraumresonatoren wieder hinzugefügt. Die hier vollführte Beschleunigung geschieht aber nur in der Longitudinalen, somit wird der transversale Impulsverlust der Elektronen nicht ausgeglichen und es kommt zu einer Dämpfung der Betatronschwingung.

Dem wirkt entgegen, dass die Impulsänderung  $\delta p$ , verursacht durch ein abgestrahltes Photon, in einer dispersiven Strecke mit der Dispersion  $D(s)$  zu einer Änderung der Gleichgewichtsbahn, um  $\delta x = D \frac{\delta p}{p}$  und des Winkels um  $\delta x' = D' \frac{\delta p}{p}$  führt. Betrachtet man nun das Sollteilchen, dessen Einzelteilchenemittanz  $\epsilon_i = 0$  beträgt, bewegt sich das Elektron nach der Abstrahlung eines Photons auf einer anderen Phasenraumellipse und erhält eine neue Einzelteilchenemittanz  $\epsilon_i$  in Abhängigkeit der Dispersion und des abgestrahlten Impulses:

$$\epsilon_i = \left( \frac{\delta p}{p} \right)^2 (\gamma D(s)^2 + 2\alpha D(s)D'(s) + \beta D(s)^2) \quad (5.23)$$

$$H(s) := \gamma D(s)^2 + 2\alpha D(s)D'(s) + \beta D(s)^2 \quad (5.24)$$

$$\Rightarrow \epsilon_i = \left( \frac{\delta p}{p} \right)^2 H(s). \quad (5.25)$$

Die Abbildung 5.4 zeigt die Änderung einer Phasenraumellipse durch das Abstrahlen eines Photons. Das Elektron mit der Einzelteilchenemittanz  $\epsilon_i = 0$  befindet sich genau auf dem Koordinatenursprung. Strahlt dieses Elektron ein Photon ab, ergibt sich, durch den Impulsverlust des Elektrons, eine neue Sollbahn, um die das Elektron nun schwingt. Durch diese Verschiebung kann sich auch die Größe der Emittanzellipse aufgrund der geänderten Schwingungsamplitude von der vorherigen unterscheiden. Durch die Energieänderung ist eine zusätzliche Ellipsendrehung möglich. Wie sich die Änderung für jedes einzelne Elektron auswirkt, hängt vom Impuls und der Richtung des abgestrahlten Photons ab.

Um die Auswirkung auf die Emittanz des Teilchenstrahls zu berechnen, muss über alle Emissionswahrscheinlichkeiten und Photonenenergien integriert werden. Als Ausdruck für die horizontale

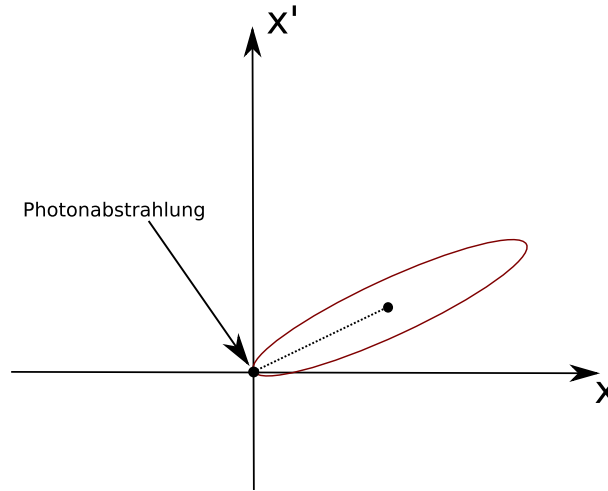


Abbildung 5.4: Emittanzellipse nach der Abstrahlung (rot) eines Photons. Die schwarzen Punkte markieren die Sollbahn vor der Abstrahlung und die aus der Energieänderung des Elektrons resultierende Dispersionsbahn.

Gleichgewichtsemittanz  $\epsilon_x$ , auch natürliche Emittanz genannt, des Gesamtstrahls erhält man [41]:

$$\epsilon_x = \frac{55}{32\sqrt{3}} \frac{\hbar}{mc} \gamma^2 \frac{\langle \frac{1}{R^3} H(s) \rangle}{J_x \langle \frac{1}{R^2} \rangle}. \quad (5.26)$$

Hierbei wird die Funktion  $H(s)$  über die Ablenkmagnete gemittelt. Sie wird durch die Dispersion des Beschleunigers bestimmt, wobei diese wiederum durch die Magneto-optik vorgegeben wird.  $J_x$  wird Dämpfungszahl genannt und kann als Konstante des Beschleunigers betrachtet werden. Die sich einstellende Emittanz eines Ringbeschleunigers hängt also vom Ablenkradius  $R$  und der Magneto-optik ab. Die Emittanz  $\epsilon_x$  ändert sich dabei quadratisch mit der Energie. In Abbildung 5.5 ist die natürliche Emittanz für den Stretcherring in Abhängigkeit von der Energie aufgetragen. Berechnet wurde diese mit dem Programm MAD-X.

### 5.3 Arbeitspunkt und Resonanzen

Wie in Abschnitt 5.2 beschrieben, führen die Elektronen Schwingungen um die Sollbahn durch. Die Anzahl der Schwingungen pro Umlauf im Beschleuniger wird Arbeitspunkt genannt. Betrachtet man Abbildung 5.2, bedeutet ein ganzzahliger Arbeitspunkt, dass das Elektron sich nach einem Umlauf an der gleichen Stelle im Phasenraum befindet. Falls der Arbeitspunkt einen nicht ganzzahligen Anteil besitzt, legt dieser die Rotation des Teilchens im Phasenraum fest.

Analog zum harmonischen Oszillator kann es zur Anregung einer Resonanz kommen, falls eine periodische Störung mit der Frequenz der Betatronschwingung auftritt. In einem Kreisbeschleuniger werden diese Störungen zumeist von Feldfehlern der Magnete verursacht.

Bei einem ganzzahligen Arbeitspunkt wirkt ein Dipolfeldfehler bei jedem Umlauf anregend auf die Schwingung der Elektronen. Es kommt zu einem starken Amplitudenwachstum und somit zum Strahlverlust. Bei einem halbzahligen Arbeitspunkt wird die Anregung einer Resonanz von Quadrupolfeldfehler verursacht. Diese beiden Resonanzen werden als lineare Resonanzen bezeichnet. Sie regen die Schwingung aller Elektronen an und führen zu einem kompletten Strahlverlust.

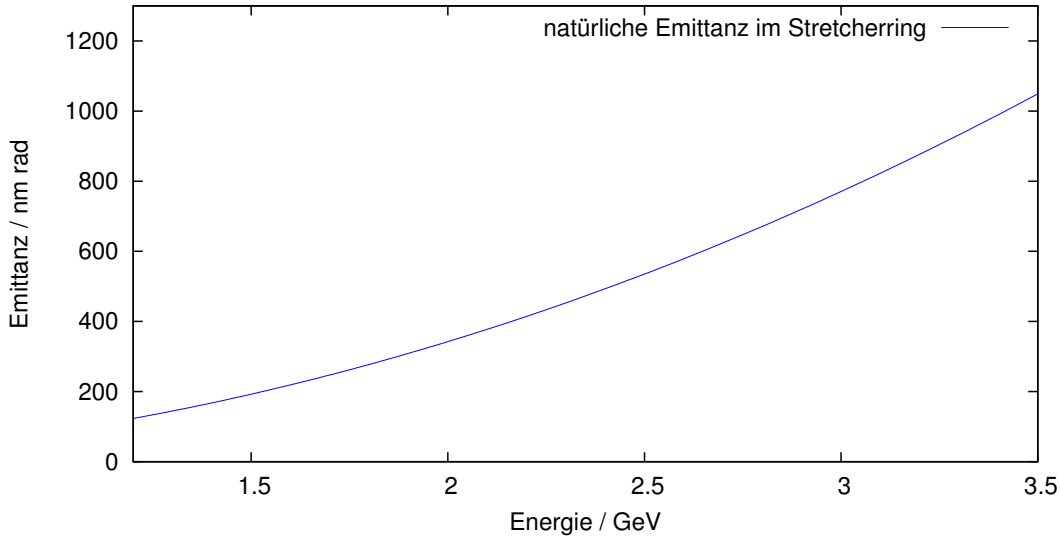


Abbildung 5.5: Energieabhängige natürliche Emittanz im Stretcherring [34]

#### 5.4 Drittelzahlige Resonanzen

Drittelzahlige Resonanzen werden durch Sextupolfelder angeregt. Das Magnetfeld eines Sextupolmagneten  $B_x$  und  $B_z$  an der Position  $s$  mit der Sextupolstärke  $S(s)$  ist gegeben durch [52]:

$$B_x(x, z) = S(s)xz \quad , \quad B_z(x, z) = -\frac{1}{2}S(s)(x^2 - z^2). \quad (5.27)$$

Durch die Sextupolfelder erhalten die in Abschnitt 5.2 eingeführten Hillschen Bewegungsgleichungen jeweils einen zusätzlichen Störterm [29]:

$$x'' + K_x(s)x = -\frac{1}{2}S(s)(x^2 - z^2) \quad z'' + K_z(s)z = S(s)xz. \quad (5.28)$$

Die Bewegung kann in diesem Fall nicht mehr allein durch eine lineare Transformation beschrieben werden. Zusätzlich kommt es zu einer Kopplung der beiden transversalen Phasenräume. Eine Möglichkeit der Beschreibung des Einflusses von Sextupolfeldern auf die Magnetoptik ist die Unterteilung in Bereiche linearer Magnetoptik und die separate Betrachtung der Sextupolfelder. Die lineare Magnetoptik kann weiterhin durch eine lineare Transformation dargestellt werden. Anschließend wird die durch die Sextupolfelder erzeugte Winkeländerung separat betrachtet. Dieses Verfahren wird im Folgenden vorgestellt.

Zur Transformation eines Bahnvektors  $\vec{X}_0$ :

$$\vec{X}_0 = \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \\ z_0 \\ z'_0 \end{pmatrix} \quad (5.29)$$

entlang eines Bereichs des Beschleunigers, der Sextupolmagnete enthält, wird zunächst die lineare Transformation mit der Transfermatrix  $M_1$  bis vor den Sextupol in der Weise, wie sie in Abschnitt 5.1 erläutert wurde, durchgeführt:

$$\vec{X}_1 = \begin{pmatrix} x_1 \\ x'_1 \\ z_1 \\ z'_1 \end{pmatrix} = M_1 \cdot \vec{X}_0. \quad (5.30)$$

Die Transportmatrix, ausgedrückt über die Twissparameter  $\alpha_0, \beta_0$  an der Position des Bahnvektors  $\vec{X}_0$  und der Position von  $\vec{X}_1$  mit den Twissparametern  $\alpha, \beta$  und dem Phasenverschiebung  $\phi$  zwischen diesen Positionen, hat folgende Form [18]:

$$M_1 = \begin{pmatrix} \sqrt{\frac{\beta}{\beta_0}}(\cos \phi + \alpha_0 \sin \phi) & \sqrt{\beta_0 \beta} \sin \phi \\ \frac{\alpha_0 - \alpha}{\sqrt{\beta \beta_0}} \cos \phi + \frac{1 + \alpha \alpha_0}{\sqrt{\beta \beta_0}} \sin \phi & \sqrt{\frac{\beta_0}{\beta}}(\cos \phi - \alpha \sin \phi) \end{pmatrix}. \quad (5.31)$$

Die durch das Sextupolfeld hervorgerufene Winkeländerung der Teilchenbahn in beiden Ebenen lautet:

$$\Delta x' = -\frac{1}{2} \bar{S}(x_1^2 - z_1^2) \quad \Delta z' = \bar{S} x_1 z_1. \quad (5.32)$$

Hierbei beschreibt  $\bar{S} = \int S(s) ds$  die integrierte Sextupolstärke. Die resultierende Winkeländerung wird anschließend zum Bahnvektor  $\vec{X}_1$  addiert:

$$\vec{X}_{\text{final}} = \begin{pmatrix} x_1 \\ x_1' + \Delta x_1' \\ z_1 \\ z_1' + \Delta z_1' \end{pmatrix}. \quad (5.33)$$

Mit diesem Formalismus ist die Bewegung der Teilchen im horizontalen Phasenraum numerisch berechnet worden. Im Stretcherring sind vier Sextupolmagnete zur Anregung der drittelzahligen Resonanz eingebaut. Wie in Abbildung 5.6 dargestellt, wurde der Transfer über einen Umlauf in die jeweiligen Teilstücke zwischen den Sextupolmagneten und die Winkeländerungen der Sextupolmagnete unterteilt.

Hierbei wurde eine für den Betrieb an ELSA typische Sextupolstärke von  $S(s) = 4m^{-3}$  bei einer Länge des Sextupolmagneten von  $l = 28,7$  cm angenommen. Der horizontale Arbeitspunkt beträgt in diesem Fall  $Q_x = 4,6585$ . Es wurde die Bewegung im Phasenraum für fünf verschiedene Teilchen berechnet, die sich in der horizontalen Ablage zu Beginn des sogenannten Trackings unterscheiden. Auf eine Winkelablage wurde hierbei verzichtet. In Abbildung 5.7 ist die Bewegung im horizontalen Phasenraum an der Position des ersten Sextupolmagneten MSE 22 über 2000 Umläufe dargestellt. Für kleine Ablagen bewegen sich die Teilchen stabil auf ihrer Phasenraumellipse. Für größere Ablagen nimmt der Einfluss der Sextupolfelder zu und die Teilchenbahn im Phasenraum entwickelt eine dreieckige Form. Für Teilchen mit sehr großer Ablage existiert keine geschlossene Bahn im Phasenraum und ihre Schwingungsamplitude erhöht sich immer weiter bis zum Verlust des Teilchens.

Der Bereich des Phasenraums, in dem ein stabiler Umlauf der Teilchens möglich ist, wird durch eine dreieckige Separatrix vom instabilen Bereich getrennt. Die drei Eckpunkte der Separatrix werden instabile Fixpunkte genannt. Teilchen, die sich exakt an einem solchen Punkt befinden, erfahren kein Amplitudenwachstum. Teilchen, die sich außerhalb des stabilen Bereichs des Phasenraums befinden, bewegen sich entlang der sogenannten Separatrixäste. Sie werden durch die Verlängerungen der Grundseiten des Dreiecks der Separatrix gebildet. Hierbei nimmt das Amplitudenwachstum quadratisch mit dem Abstand vom instabilen Fixpunkt dieses Separatrixastes zu [51]. Die in Abbildung 5.7 dargestellte Bewegung ist idealisiert und berücksichtigt nicht die Abstrahlung von Synchrotronlicht und die dadurch verursachte stochastische Bewegung im Phasenraum.

Zum Vergleich ist in Abbildung 5.8 die Verteilung im Phasenraum an derselben Stelle, simuliert mit dem Programm MAD-X, dargestellt. Das mit MAD-X durchgeführte Tracking beruht auf dem Hamiltonformalismus [10]. Die Ergebnisse beider Rechnungen zeigen eine sehr gute Übereinstimmung. Sowohl die Form der Separatrix als auch die Größe bei gleicher Anregungsstärke ist sehr ähnlich.

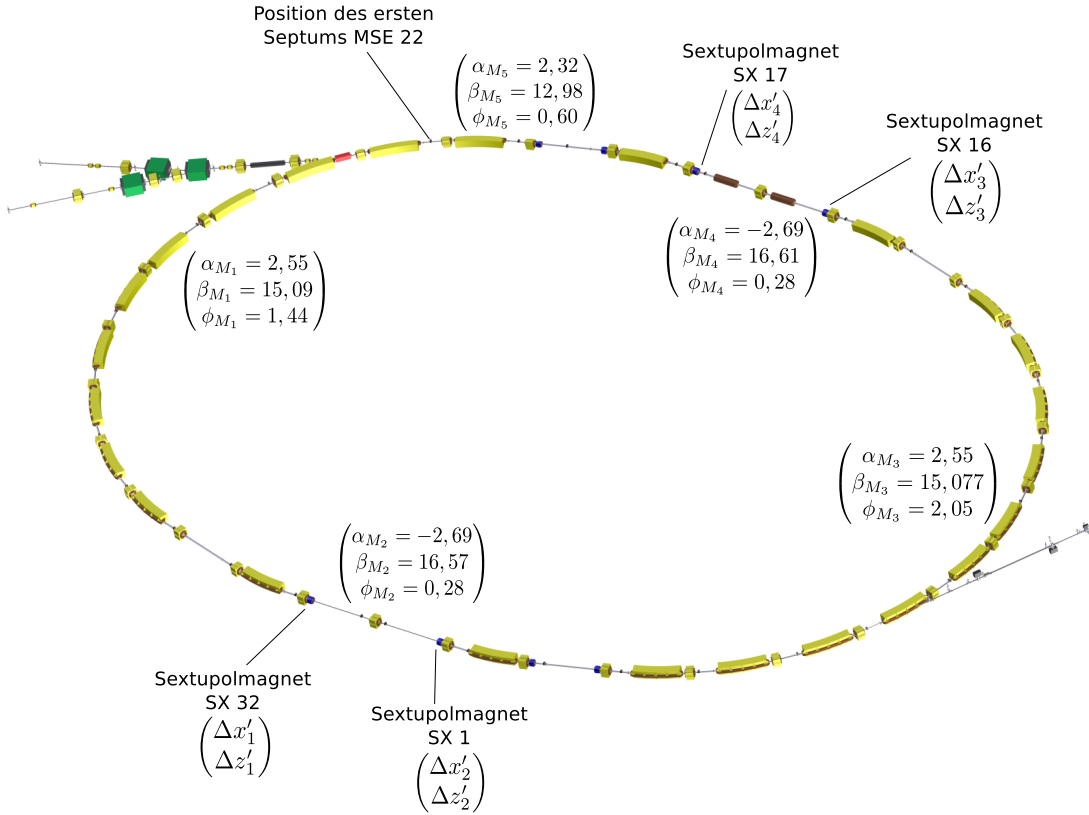


Abbildung 5.6: Aufteilung des Stretcherrings in lineare Transformationen und Winkeländerungen hervorgerufen durch die Sextupolfelder zur Berechnung des horizontalen Phasenraums.

Beide Berechnungen zeigen deutlich, dass eine drittelzahlige Resonanz im Gegensatz zu einer linearen Resonanz nicht auf alle Teilchen gleich wirkt. Dadurch ist es möglich einen Teil der Teilchen stabil im Beschleuniger umlaufen zu lassen, während die Teilchen im instabilen Bereich des Phasenraums extrahiert werden können.

## 5.5 Resonanzextraktion an ELSA

An ELSA wird bewusst eine der in Abschnitt 5.4 beschriebenen drittelzahligen Resonanzen ange regt, um den Experimenten über einen möglichst langen Zeitraum kontrolliert kleine, konstante Ströme zur Verfügung zu stellen. Um zu erreichen, dass der Strom über mehrere hundert Picoampere variabel einstellbar ist, wird der horizontale Arbeitspunkt nahe einer drittelzahligen Resonanz gewählt. An ELSA liegt dieser Arbeitspunkt nach Injektion typischerweise bei  $Q_x = 4,612$ . Zur Anregung der Resonanz werden Sextupolmagnete genutzt. Die in Abbildung 5.6 markierten Sextupolmagnete sind so positioniert, dass sie den Phasenraum am Ort des Septummagneten wie in der in Abbildung 5.7 und 5.8 gezeigten Form verändern. Sogenannte Septummagnete werden zur Separation des umlaufenden und des extrahierten Strahls genutzt. Diese Dipolmagnete besitzen eine dünne Schneide, die den Bereich des Feldes innerhalb des Magneten vom feldfreien Bereich außerhalb trennt. Der umlaufende Strahl passiert den Septummagneten auf der feldfreien Seite der Schneide, während der zu extrahierende Anteil der Elektronen durch das Magnetfeld auf der anderen Seite der Septumschneide abgelenkt und extrahiert wird. An ELSA wird ein Vorseptummagnet mit fahrbarer Septumschneide genutzt, der Ablenkwinkel beträgt hier nur ca. 5 mrad. Die Septumschneide ist mit 1 mm sehr schmal, um den Stromverlust auf-



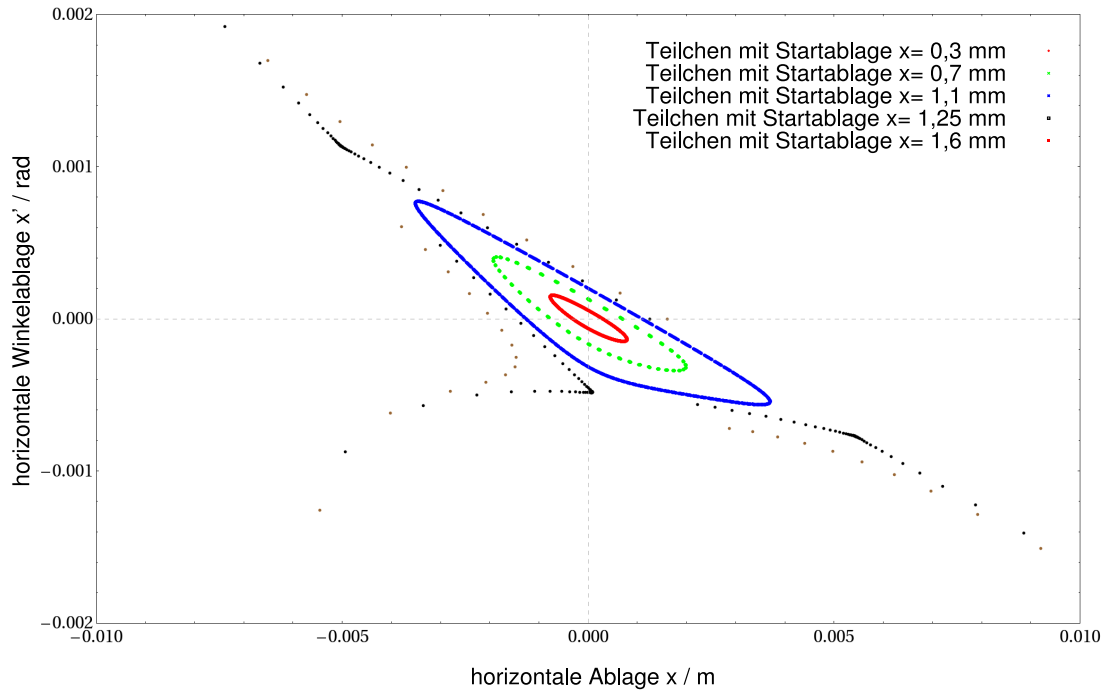


Abbildung 5.7: Teilchenbewegung im horizontalen Phasenraum nahe einer drittelzahligen Resonanz, berechnet durch das Separieren der linearen Strahloptik und der durch die Sextupolmagnete verursachten Winkeländerungen.

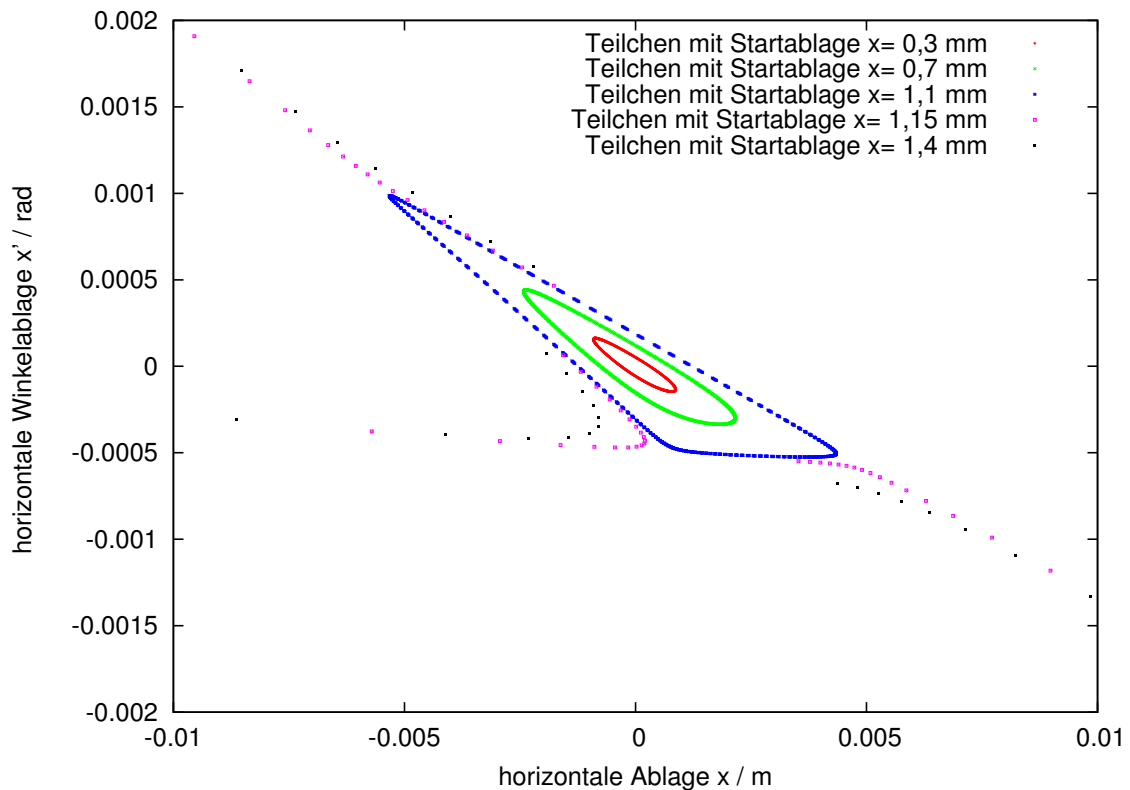


Abbildung 5.8: Teilchenbewegung im horizontalen Phasenraum nahe einer drittelzahligen Resonanz, berechnet mit Hilfe des Programms MAD-X basierend auf dem Hamiltonformalismus.

grund von Elektronen, die auf die Septumschneide treffen, möglichst gering zu halten. Einige Meter entfernt liegt der Hauptseptummagnet, welcher eine unbewegliche, 20,5 mm dicke Septumschneide aufweist und mit etwa 81 mrad für den Großteil der Ablenkung sorgt [11].

Um eine Extraktion der Elektronen zu gewährleisten, müssen sie vom stabilen Bereich des Phasenraums in den instabilen Bereich überführt werden. Dies kann durch Synchrotronlichtabstrahlung hervorgerufen werden. Durch die Abstrahlung eines Photons kommt es zu einer Impulsänderung des Elektrons und damit zu einer Verschiebung im Phasenraum. Führt diese Verschiebung aus der Separatrix, wird das Elektron extrahiert. Hierbei wird der äußere Teil des stabilen Phasenraums als erstes geleert. Je mehr Teilchen extrahiert worden sind, um so unwahrscheinlicher wird die weitere Extraktion von Elektronen, was zu einem Abfall des Stroms in der externen Strahlführung führt. Diese Methode ist also ungeeignet, um den Experimenten einen konstanten Strom zur Verfügung zu stellen.

Um einen kontrollierten Übergang der Elektronen vom stabilen zum instabilen Bereich des Phasenraums zu garantieren, wird die Größe der Separatrix variiert.

Zur verständlicheren Darstellung wird zunächst eine Koordinatentransformation durchgeführt. Durch sie wird die in Abschnitt 5.2 eingeführte Emittanzellipse mittels einer linearen Transformation in die Form eines Kreises überführt. Hierbei wird die Position  $s$  durch den Betatronphasenvorschub  $\phi(s)$  ersetzt [18]:

$$s \leftrightarrow \phi(s) \quad \text{mit} \quad \frac{d\phi}{ds} = \frac{1}{\beta(s)}. \quad (5.34)$$

Die Koordinaten  $(x(s), x'(s))$  eines transversalen Phasenraums werden wie folgt transformiert:

$$x(s) \leftrightarrow \eta(\phi) \quad \text{mit} \quad \eta = \frac{x}{\sqrt{\beta}} \quad (5.35)$$

$$x'(s) \leftrightarrow \frac{d\eta}{d\phi} = \alpha \frac{x}{\sqrt{\beta}} + \sqrt{\beta} x'. \quad (5.36)$$

In Matrixform lässt sich dies schreiben als:

$$\begin{pmatrix} \eta \\ \frac{d\eta}{d\phi} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \beta^{-1/2} & 0 \\ \alpha\beta^{-1/2} & \beta^{1/2} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x \\ x' \end{pmatrix}. \quad (5.37)$$

In diesen Koordinaten wird die in Abbildung 5.8 dargestellte dreieckige Separatrix in ein gleichseitiges Dreieck überführt. Der Mittelpunkt des Dreiecks liegt im Koordinatenursprung. In dieser Darstellung kann die Größe der Separatrix durch den Abstand der instabilen Fixpunkte zum Ursprung des Koordinatensystems  $a_{\text{Fix}}$  ausgedrückt werden. Die Größe dieser Separatrix hängt zum einen von der Sextupolstärke  $S(s)$ , zum anderen vom Abstand  $\Delta Q$  des Arbeitspunktes vom resonanten Wert ab [47]:

$$a_{\text{Fix}} \approx \frac{\Delta Q}{S(s)}. \quad (5.38)$$

Die Größe der Separatrix kann also durch Variation der Sextupolstärke  $S(s)$  oder die Verschiebung des Arbeitspunktes  $Q_x$  verändert werden.

Um einen konstanten Strom zu erhalten, muss die Separatrix kontinuierlich über die Extraktionsphase verkleinert werden. An ELSA ist dies durch eine Verschiebung des horizontalen Arbeitspunktes  $Q_x$  dichter an die Resonanz  $4\frac{2}{3}$  umgesetzt. Sobald die Resonanz erreicht ist, schrumpft der stabile Bereich im Phasenraum auf den Koordinatenursprung zusammen. Der Arbeitspunkt  $Q_x$  wird mittels zweier Luftquadrupole mit der Länge  $l$  und dem Quadrupolstärkenhub  $\Delta k$  verändert:

$$\Delta Q_x = \int_{s_0}^{s_0+l} \Delta k \beta_x(s) ds. \quad (5.39)$$

Die Luftquadrupole sind an Positionen mit großer horizontaler Betafunktion  $\beta_x$  und kleiner vertikaler Betafunktion  $\beta_y$  aufgestellt, um einen möglichst geringen Einfluss auf den vertikalen Arbeitspunkt  $Q_z$  zu haben. Befinden sich die Elektronen im instabilen Bereich des Phasenraums, so bewegen sie sich entlang der Separatrixäste wie in Abbildung 5.7 und 5.8 gezeigt. Durch eine geeignete Optik wird der Separatrixast, der zur Extraktion genutzt werden soll, möglichst parallel zur x-Achse positioniert, damit ein Amplitudenwachstum direkt zu einer möglichst großen Ablage führt. Dadurch, dass der Arbeitspunkt mit Hilfe der Luftquadrupole über den Beschleunigerzyklus geändert wird, kommt es jedoch zu einer leichten Drehung der Separatrix über den Extraktionszeitraum, was zu einer Verschiebung des Separatrixastes führt. Somit ist eine vollständige parallele Ausrichtung des Separatrixastes zur x-Achse nicht möglich.

Zur Extraktion der Elektronen muss die Septumschneide so positioniert werden, dass sie auf diesem Separatrixast liegt. Hierbei muss das Amplitudenwachstum über drei Umläufe mindestens der Dicke der Septumschneide im Phasenraum entsprechen (siehe Abbildung 5.9), um eine Extraktion der Elektronen zu ermöglichen. Die Strahlbreite  $\sigma_x$  in der externen Strahlführung ist also durch das Amplitudenwachstum  $\Delta a$  an der Septumschneide, der sogenannten Sprungweite, und deren Dicke der Schneide  $d$  definiert:

$$\sigma_x = \Delta a - d. \quad (5.40)$$

Wie in Abschnitt 5.4 erwähnt, wächst die Amplitude quadratisch mit dem Abstand zum instabilen Fixpunkt. Somit bestimmt der Abstand zwischen instabilem Fixpunkt und Septumschneide die Sprungweite und damit die Strahlbreite am Extraktionspunkt. In Abbildung 5.9 ist dies schematisch dargestellt.

Mit einer Änderung des Abstandes zwischen instabilem Fixpunkt und Septumschneide kann also die Strahlbreite des extrahierten Strahls variiert werden. Die Änderung kann durch die Variation der Sextupolstärke, des Arbeitspunktes oder durch das Verschieben der Septumschneide erreicht werden. Die Strahlbreite hängt über Gleichung 5.22 mit der Emittanz zusammen. Unter der Annahme, dass die Betafunktion am Extraktionspunkt zeitlich konstant ist, kann durch Variation der Separatrix oder der Septumposition die Emittanz des extrahierten Elektronenstrahls verändert werden. Im Abschnitt 5.8.3 werden Messungen vorgestellt, die die Abhängigkeit der Emittanz von den eben aufgeführten Größen untersuchen. Hierzu wurde die Emittanz in der externen Strahlführung für verschiedene Extraktionseinstellungen bestimmt.

## 5.6 Messverfahren für Strahlage- und Strahlbreitenbestimmung

Die folgenden Untersuchungen der Dispersion und der Emittanz basieren auf der Messung von Strahlbreiten und Strahlage. In diesem Abschnitt wird das angewandte Messverfahren erläutert, mit dem diese Werte im Rahmen dieser Arbeit ermittelt wurden. Im ersten Schritt des Messverfahrens werden mit Hilfe von Fluoreszenzschirmen oder Synchrotronlichtmonitoren (siehe Abschnitt 4) transversale Abbilder des Elektronenstrahls aufgenommen. Diese Bilder werden mittels eines Framegrabbers digitalisiert. Eine Analysesoftware ermittelt hieraus die Strahlprofile und passt an diese eine Gaußfunktion an. Deren Schwerpunkt wurde als Lage des Elektronenstrahls definiert. Die  $1\sigma$ -Breite der Gaußfunktion gibt die Breite des Elektronenstrahls an (siehe Abbildung 5.10). Diese Berechnung wird für jedes von der jeweiligen Kamera gelieferte Bild durchgeführt. Innerhalb des Kontrollsystems werden die Mittelwerte über einen Beschleunigerzyklus berechnet und die Standardabweichung dazu angegeben. Die meisten Messungen wurden mit der in Abschnitt 5.9 vorgestellten automatisierten Messmethode durchgeführt. Im Fall der automatisierten Messmethode werden die über einen Beschleunigerzyklus ermittelten Werte wiederum über 5 Beschleunigerzyklen gemittelt und die dazugehörigen Standardabweichungen bestimmt.

Die Quellen systematischer Fehler des Messverfahrens sind:

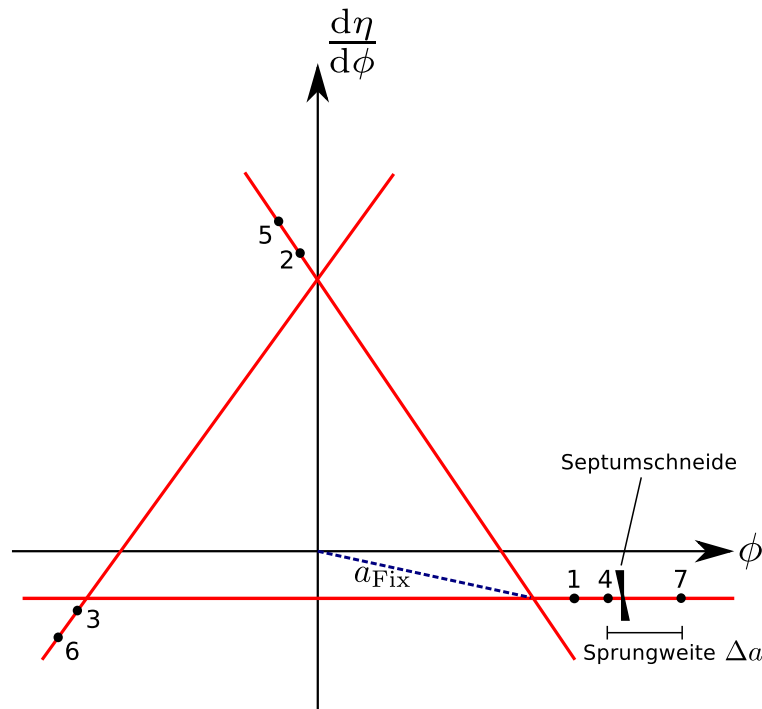


Abbildung 5.9: Bewegung eines Elektrons während der Extraktion über sieben Umläufe bei Anregung einer drittelzahligen Resonanz.

- Die begrenzte Genauigkeit bei der Bestimmung des Abbildungsmaßstab.
- Die Begrenzung des Auflösungsvermögen durch die Pixelgröße.
- Die Helligkeits- und Kontrasteinstellungen.
- Die Abweichung der realen Verteilung von einer Gaußverteilung.

Um das Nachleuchten der Fluoreszenzschirme zu minimieren sind die Kameras mit IR-UV-Sperrfiltern ausgestattet worden. Bei den Synchrotronlichtmonitoren muss die Verbreiterung durch die Wahl des Öffnungswinkels berücksichtigt werden (siehe Abschnitt 8.2.1). Aufgrund des konstanten Öffnungswinkels wird die resultierende Verbreiterung berechnet und von der gemessenen Breite abgezogen.

Die Abweichung der gemessenen Intensitätsverteilung von der angepassten Gaußverteilung wird mittels eines  $\chi^2$ -Tests überprüft. Für die horizontalen Strahlprofile in der externen Strahlführung ist aufgrund der Extraktionsmethode eine Abweichung von einer Normalverteilung zu erwarten. Die Überprüfung zeigt, dass die beobachteten Abweichungen vernachlässigbar sind. Der systematische Fehler wird durch die Einstellungen von Helligkeit und Kontrast dominiert. Hierbei kann eine Änderung der resultierenden Strahlbreite von bis zu 10% auftreten. Die Änderungen variieren von Monitor zu Monitor und unterscheiden sich für verschiedene Beschleunigereinstellungen. Die geeignete Einstellung muss hierbei über die Kontrolle des Bildes selbst erfolgen.

## 5.7 Dispersionsmessung in der externen Strahlführung

Wie in Abschnitt 5.5 erwähnt, soll die Emittanz für verschiedene Einstellungen der Extraktionsparameter bestimmt werden. Als mittelbar zu ihrer Bestimmung nutzbare Größe werden die transversalen Strahlprofile aufgenommen. Die gemessenen Strahlprofile ergeben sich allerdings

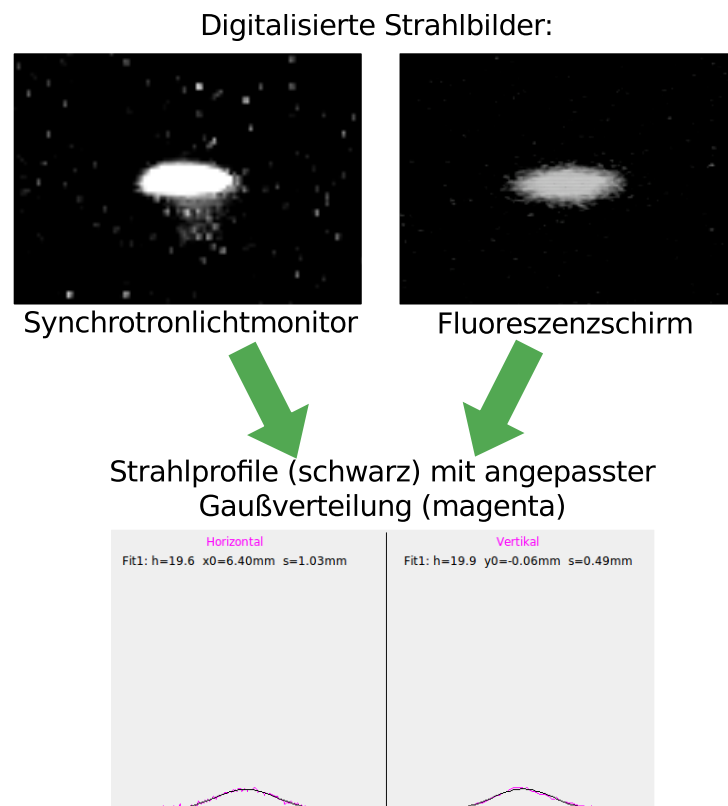


Abbildung 5.10: Strahlbilder mit Synchrotronlichtmonitor und Fluoreszenzschirm und die daraus resultierenden Strahlprofile mit approximierter Gaußverteilung.

nicht nur aus dem durch die Betafunktion und die Emittanz bestimmten Anteil, sondern werden zusätzlich durch die Dispersion verbreitert. Die Dispersion beschreibt die impulsabhängige Verschiebung der Teilchenbahn in einem homogenen Magnetfeld.

Betrachtet man geladene Teilchen, die auf der Sollbahn mit einer Impulsunschärfe  $\frac{\Delta p}{p}$  in ein Dipolfeld eintreten, so erfahren die Teilchen verschiedene Ablenkungen gemäß der Impulsabhängigkeit der Lorentzkraft und treten mit der Ablage  $\Delta x(s)$  von der Sollbahn aus dem Dipolfeld aus. Die Dispersion  $D(s)$  ist definiert durch:

$$\Delta x(s) = D(s) \frac{\Delta p}{p}. \quad (5.41)$$

Die Dispersion ist somit eine ortsabhängige Größe, die insbesondere durch Dipolfelder beeinflusst wird.

Durch die Impulsunschärfe  $\frac{\Delta p}{p}$  der Elektronen kommt es in Abhängigkeit der Dispersion zu einer Verbreiterung des Strahls. Die Strahlbreite ist gegeben durch:

$$\sigma(s) = \sqrt{\beta(s)\epsilon + \left(D(s) \frac{\Delta p}{p}\right)^2}. \quad (5.42)$$

Es ist also notwendig, die Dispersion am Ort der Strahlprofilmessungen zu kennen, wenn die Emittanz in der externen Strahlführung bestimmt werden soll. Die Dispersion ist hierbei nicht nur ortsabhängig, sondern wird zusätzlich von der Magnetoptik in der externen Strahlführung beeinflusst. Um die Dispersion für beliebige Magnetoptiken zu berechnen, wird die Dispersionsfunktion, wie in Abschnitt 5.1 vorgestellt, bestimmt:

$$D(s) = D_0 m(s)_{11} + D'_0 m(s)_{12} + m(s)_{16} \quad (5.43)$$

Hierbei ist  $D_0$  die Dispersion und  $D'_0$  die Änderung der Dispersion am Startpunkt der Magnetoptik. Die Matrixeinträge  $m_{ln}$  beschreiben die Magnetoptik zwischen Startpunkt und der Position  $s$ . Die Transformation wird gemäß des in Abschnitt 5.1 beschriebenen Matrixformalismus durchgeführt. Für die Bestimmung der Dispersionsfunktion wurden zwei verschiedene Verfahren angewendet. Zum Einen wurde die Magnetoptik durch Variation der Quadrupolstärke  $k$  eines Quadrupols in der externen Strahlführung bewusst verändert und  $D(k)$  an einer festen Position in Abhängigkeit von der Quadrupolstärke  $k$  gemessen. Der Fit der Dispersionsfunktion an diese Daten führte dann zu den Parametern  $D_0$  und  $D'_0$ .

Zum Anderen wurde die Dispersion an verschiedenen Stellen der externen Strahlführung bei fester Magnetoptik gemessen. Aus diesen Messungen ergab sich ein überbestimmtes Gleichungssystem, dessen Lösung ebenfalls zu  $D_0$  und  $D'_0$  führte. Die beiden Messmethoden und ihre Ergebnisse werden im nächsten Abschnitt vorgestellt.

### 5.7.1 Prinzip der Dispersionsmessung

Zur Messung der Dispersion wird eine Änderung des Sollimpulses  $\Delta p$  im Stretcherring erzeugt und die dadurch verursachte Ablage des Schwerpunktes  $\Delta x$  des Elektronenstrahls gemessen. Die Änderung des Impulses wird durch eine Variation der Hochfrequenz  $\nu_{\text{HF}}$  in der Beschleunigerstruktur des Stretcherring verursacht. Die Länge der Sollbahn entspricht immer einem Vielfachen der Wellenlänge des beschleunigenden Wechselfeldes in den Hohlraumresonatoren. Somit führt eine Hochfrequenzänderung  $\Delta \nu_{\text{HF}}$  zu einer Bahnlängenänderung  $\Delta L$ :

$$\frac{\Delta L}{L} = -\frac{\Delta \nu_{\text{HF}}}{\nu_{\text{HF}}}. \quad (5.44)$$

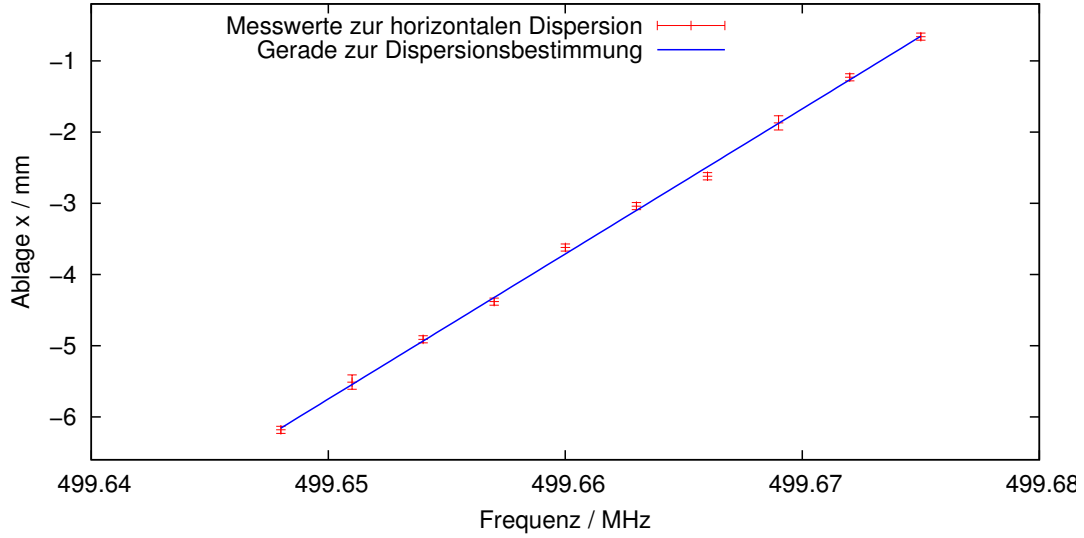


Abbildung 5.11: Messung der Strahlverschiebung am Dipolmagneten MB3 in Abhängigkeit der Hochfrequenzänderung

Der Zusammenhang zwischen der Bahnlängenänderung und der Impulsänderung ist durch die Wahl der Magnetoptik festgelegt und wird durch den sogenannten Momentum-Compaction-Factor  $\alpha$  ausgedrückt:

$$\alpha = \frac{\frac{\Delta L}{L}}{\frac{\Delta p}{p}}. \quad (5.45)$$

Damit ergibt sich ein linearer Zusammenhang zwischen Verschiebung des Strahlschwerpunkts und der Hochfrequenzänderung, aus der sich die Dispersion bestimmen lässt:

$$\Delta x = -\frac{D(s)}{\alpha} \frac{\Delta \nu_{\text{HF}}}{\nu_{\text{HF}}}. \quad (5.46)$$

In Abbildung 5.11 ist eine typische Messung der Dispersion an der Stelle des Synchrotronlichtmonitors am Dipolmagneten MB3 (vgl. Abbildung 4.5) zu sehen. Zur Minimierung der Fehler wurde die Strahlverschiebung für jede eingestellte Frequenz über fünf Beschleunigerzyklen gemittelt. Die Fehlerbalken entsprechen der Standardabweichung über diese fünf Beschleunigerzyklen. Es ist deutlich der nach Gleichung 5.46 erwartete lineare Zusammenhang zwischen Ablage und Frequenzverschiebung zu erkennen. Aus der Steigung der angepassten Geraden kann die Dispersion  $D(s)$  an der Position  $s$  für die eingestellte Optik ermittelt werden. Die Bestimmung von  $D(s)$  ist in beiden Verfahren zur Ermittlung der Dispersionsfunktion angewendet worden.

### 5.7.2 Messung der Dispersionsfunktion

Im Folgenden werden nun die beiden Verfahren zur Ermittlung der Dispersionsfunktion und die jeweiligen Ergebnisse vorgestellt. Um konstante Bedingungen zu gewährleisten, wurden alle folgenden Messungen bei einer Energie von 2,35 GeV durchgeführt.

Die Dispersionsfunktion kann durch die Messung der Dispersion an einer festen Position  $s$  für verschiedene Magnetoptikeinstellungen ermittelt werden. Zu diesem Zweck wurde die Dispersion am Synchrotronlichtmonitor des Dipolmagneten MB3, wie in Abschnitt 5.11 erläutert, bestimmt und für verschiedene Quadrupolstärken  $k$  des Quadrupolmagneten QF1 wiederholt. Gleiches wurde für den Synchrotronlichtmonitor am Dipolmagneten MB2 durchgeführt. Die in Gleichung 5.9

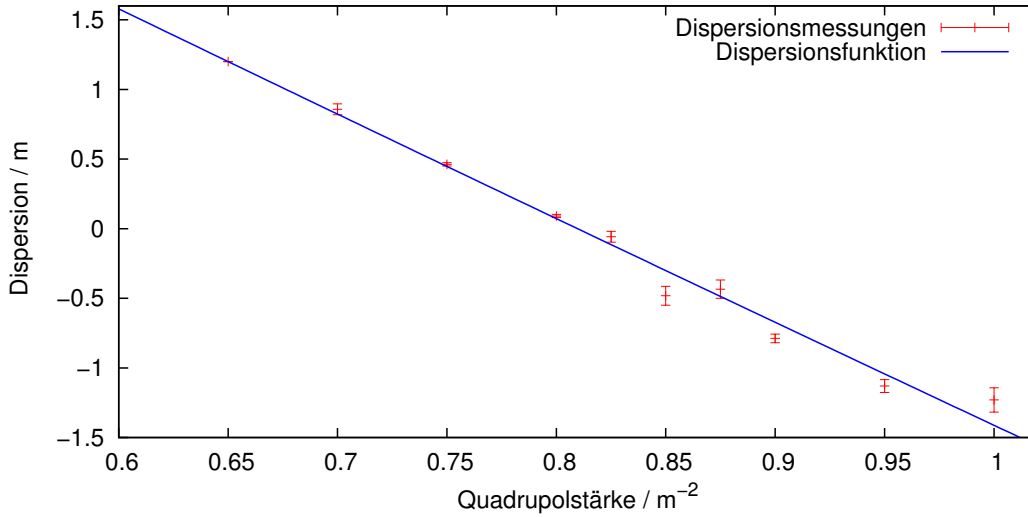


Abbildung 5.12: Die Dispersion am Dipolmagneten MB3 in Abhängigkeit der Quadrupolstärke des Quadrupolmagneten QF1.

Monitor	$D_0$	$D'_0$
MB3	$1,837 \pm 0,027$ m	$0,461 \pm 0,005$
MB2	$2,713 \pm 0,072$ m	$0,812 \pm 0,024$

Tabelle 5.1: Ergebnisse der Dispersionsfunktionsmessung mittels Variation der Quadrupolstärke  $k$  des Quadrupolmagneten QF1.

auftretenden Matrixelemente sind die Einträge aus der Transportmatrix der Magneto-optik zwischen dem jeweiligen Synchrotronlichtmonitor und der Position von  $D_0$  und  $D'_0$ . Dieser Punkt wurde an die Vorderseite des Quadrupolmagneten QF1 gelegt. Es wäre sicherlich wünschenswert die Dispersionsparameter direkt am Ursprung der Extraktion zu berechnen, allerdings führt das Strahlrohr am Beginn der externen Strahlführung über mehr als einen Meter durch das Streufeld eines Dipols. Dieses Feld ist nicht genau messbar. Damit ist die zugehörige Transportmatrix unbekannt, weswegen für die Berechnungen ein Punkt näher an den Experimenten gewählt wurde. Die Transportmatrix besteht eigentlich aus einer Matrixmultiplikation aus dem konstanten Teil der Magneto-optik und der Matrix für Quadrupolmagneten QF1, welche von seiner Quadrupolstärke  $k$  abhängt. Bei bekannter Magneto-optik kann so die Dispersionsfunktion an diese Daten angepasst werden. Die am Synchrotronlichtmonitor des Dipolmagneten MB3 gemessenen Dispersionsparameter und die dazugehörige Dispersionsfunktion sind in Abbildung 5.12 zu sehen. In Abbildung 5.13 ist die Messung am Synchrotronlichtmonitor des Dipolmagneten MB2 zu sehen. Aus dieser Approximation der Dispersionsfunktion an die Messwerte erhält man die Dispersionsparameter  $D_0$ ,  $D'_0$ , wobei diese die Dispersion und ihre Änderung vor dem Quadrupolmagneten QF1 angeben. Tabelle 5.1 zeigt zum Vergleich  $D_0$  und  $D'_0$  aus den Messungen an beiden externen Strahlführungen. Es wird deutlich, dass die Ergebnisse im Rahmen ihrer Fehler nicht übereinstimmen. Aufgrund der aufwendigen Justierung der Magneto-optik in der externen Strahlführung werden diese Messungen mit Strahlzeiten an dem jeweiligen Experimentierplatz kombiniert. Hierdurch liegen größere Zeiträume zwischen den Messungen. Diese erschweren die exakte Rekonstruktion der gleichen Strahleigenschaften. Dieser Umstand führt zu der beobachteten Diskrepanz zwischen den Messungen. Dieser Effekt wurde minimiert, indem alle folgenden Messungen mit dem



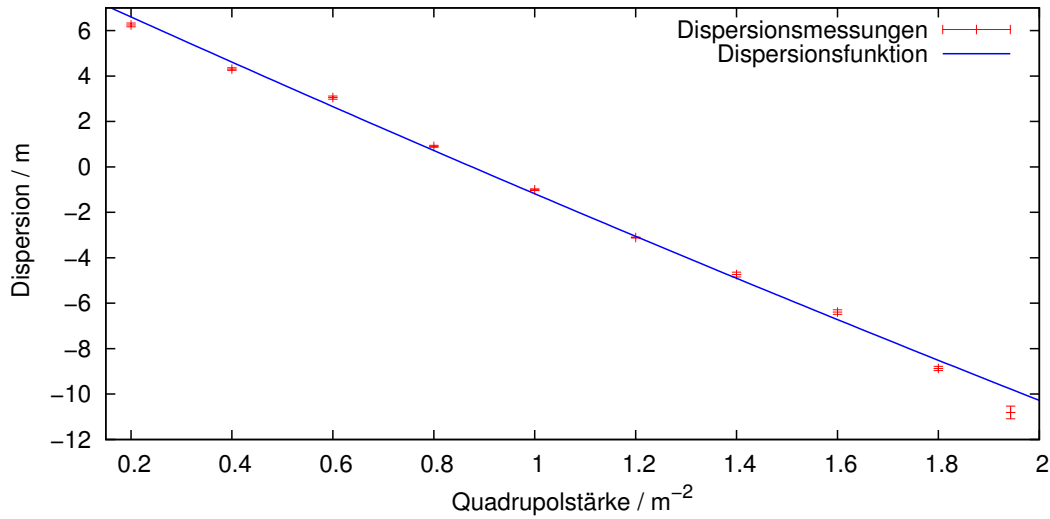


Abbildung 5.13: Die Dispersion am Dipolmagneten MB2 in Abhängigkeit der Quadrupolstärke des Quadrupolmagneten QF1.

selben Datensatz für die Beschleunigereinstellungen mit möglichst geringem zeitlichem Abstand durchgeführt wurden. So sind die Bedingungen für alle Messungen identisch und die Messergebnisse vergleichbar. Die in Abbildung 5.12 angegebenen Fehler ergeben sich aus der Anpassung der Geradenfunktion an die ursprünglich gemessenen Strahlpositionen, wie es in Abbildung 5.11 beispielhaft gezeigt ist.

Ein Ansatz zur Messung der Dispersionsfunktion ohne Änderung der Magneto-optik, ist die Messung der Dispersion an verschiedenen Stellen der externen Strahlführung. Auch hier müssen die Transportmatrizen zwischen den verwendeten Monitoren bekannt sein. Für diese Messung wurden alle zur Verfügung stehenden Monitore in den jeweiligen Strahlführungen genutzt. Für die Strahlführung zum Crystal-Barrel/TAPS-Experiment sind dies die Chromoxschirme M2 bis M6, der Synchrotronlichtmonitor am Dipolmagneten MB3 und der Lage-Resonator. Für die Strahlführung zum BGO-OD-Experiment wurden der M2, M3, MS1-MS3, MST sowie der Synchrotronlichtmonitor am Dipolmagneten MB2 verwendet. Für beide Strahlführungen wurde an der Position von jedem Monitor ein Wert für die Dispersion ermittelt. Diese Werte sind nach dem Prinzip aus Abschnitt 5.7.1 gemessen worden. Die Fehler ergeben sich aus dem linearen Fit an der jeweiligen Position. Bei bekannten Transportmatrizen zwischen den Monitoren kann mit Hilfe von Gleichung 5.9 ein überbestimmtes Gleichungssystem erstellt werden, was mit Hilfe des in Anhang A erläuterten Verfahrens gelöst werden kann. Mit diesem Verfahren können die Dispersionsparameter  $D_0$  und  $D'_0$  für beide Strahlführungen bestimmt werden.

Die daraus mit dem Programm MAD-X berechnete Dispersionsfunktion entlang der Strahlführung und die Messwerte sind in Abbildung 5.14 zu sehen. Diese Messung wurde bei ausgeschalteten Quadrupolmagneten durchgeführt, um zu verhindern, dass eine Fehlstellung der Quadrupolmagnete, die nicht in den Transportmatrizen berücksichtigt ist, die Messung verfälscht. Durch die daraus resultierende, fehlende Fokussierung kommt es zu einem stetigen Zuwachs der Dispersion. Die resultierenden Werte für die Dispersionsfunktion am Beginn des Quadrupolmagneten QF1 sind in Tabelle 5.2 aufgeführt. Die hier gezeigten Werte sind jeweils mit dem gleichen Datensatz an Beschleunigerparametern durchgeführt worden und sollten dementsprechend identisch sein. Im Rahmen der zu erwartenden Genauigkeit der gemessenen Werte, bedingt durch die Ungenauigkeit der Dispersionsfunktionsmessung und der Reproduzierbarkeit der gleichen Beschleunigereinstellungen, stimmen die Ergebnisse aus den beiden externen Strahlführungen

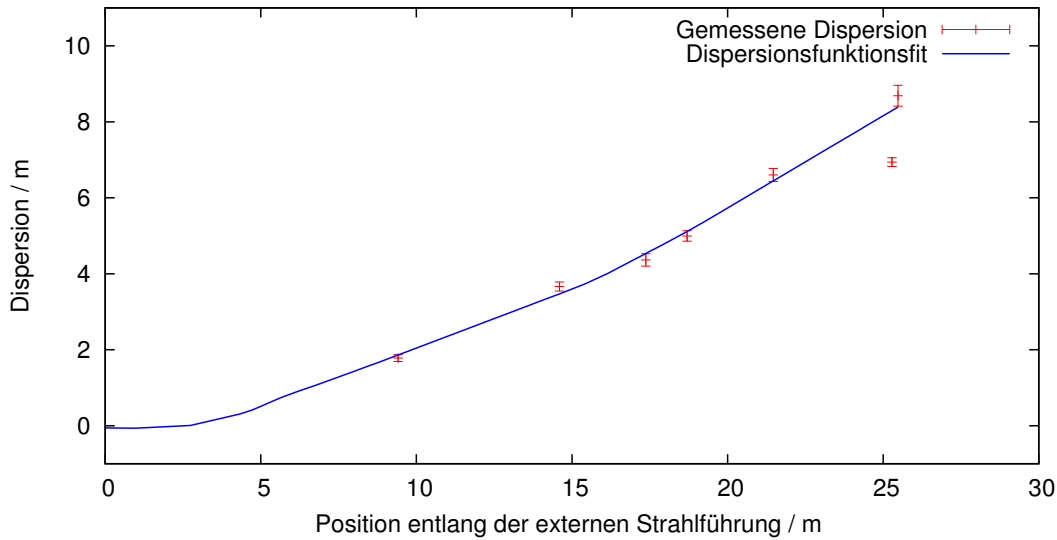


Abbildung 5.14: Die Messwerte der Dispersion entlang der Strahlführung zum Crystal-Barrel/TAPS-Experiment und die aus den Ergebnissen resultierende Dispersionsfunktion.

Monitor	$D_0$	$D'_0$
MB3	$1,920 \pm 0,133$ m	$0,209 \pm 0,097$
MB2	$1,991 \pm 0,154$ m	$0,388 \pm 0,115$

Tabelle 5.2: Ergebnisse der Dispersionsfunktionsmessung durch Messung der Dispersion an verschiedenen Positionen  $s$  entlang der externen Strahlführung.

überein. Im Vergleich mit der Messung durch Variation der Quadrupolstärke (siehe Tabelle 5.1) ist eine Übereinstimmung mit der Messung am Dipolmagneten MB3 zu erkennen. Lediglich die am MB2 ermittelten Werte für die Messung durch Variation der Quadrupolstärke weichen stark ab, was aber, wie weiter oben bereits erläutert, durch den großen zeitlichen Abstand zwischen dieser Messung und den übrigen liegen kann. Allgemein ist zu empfehlen, die Bestimmung der Dispersionsfunktion direkt vor der jeweiligen Emittanzmessung durchzuführen, da es kaum möglich ist, die Beschleunigereinstellungen jeweils exakt zu reproduzieren.

## 5.8 Emittanzmessungen in der externen Strahlführung

Um eine genaue Untersuchung der Strahlqualität in der externen Strahlführung zu ermöglichen, ist die Messung der Emittanz als wichtigste Kenngröße des Strahls unabdingbar. Als Diagnoseelemente stehen die in Abschnitt 4.2 beschriebenen Monitore zur Verfügung. Mit diesen Monitoren ist eine direkte Messung der Strahlbreite, nicht aber die Messung der Divergenz des Elektronenstrahls möglich. Um aus dem Strahlprofil eine Information über die Fläche im Phasenraum zu erhalten, wurden zwei verschiedene Methoden angewandt, die in diesem Abschnitt erläutert werden. Bei der Bestimmung der horizontalen Emittanz muss die gemäß Gleichung 5.42 verursachte dispersive Verbreiterung berücksichtigt werden. Diese kann mit den Ergebnissen aus Abschnitt 5.7 und der Energiebreite  $\sigma_E/E$  der Elektronen berechnet werden. Die Energiebreite

berechnet sich für einen Elektronenbeschleuniger nach [29]:

$$\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)^2 = \frac{55}{32\sqrt{3}} \frac{\hbar c \gamma^2}{J_s m_0 c^2} \frac{1}{R}. \quad (5.47)$$

Der Bahnradius  $R$  und die Dämpfungszahl  $J_s$  sind Konstanten des Beschleunigers. Die Energiebreite  $\sigma_E/E$  hängt quadratisch von der Energie der Elektronen ab. Aufgrund der hochrelativistischen Elektronen kann die Energiebreite direkt in die Impulsbreite  $\Delta p/p$  überführt werden. Damit kann aus der Impulsbreite  $\Delta p/p$  und der Dispersion die Verbreiterung berechnet und von den gemessenen Strahlprofilen abgezogen werden. Dies ermöglicht die Bestimmung der Emittanz über die im Folgenden beschriebenen Verfahren. Für die Bestimmung der vertikalen Emittanz kann die Dispersion aufgrund der fehlenden vertikalen Dipolfelder und der geringen Kopplung vernachlässigt werden.

### 5.8.1 Quadrupolscan

Beim Quadrupolscan wird die Quadrupolstärke  $k$  eines fokussierenden Quadrupolmagneten variiert und die Strahlbreite an einem nachfolgenden Monitor gemessen. Der Monitor sollte so gewählt werden, dass es möglich ist, die Quadrupolstärke so zu variieren, dass der Fokus sowohl vor, hinter wie auch genau auf der Ebene des Schirms liegen kann. Mit bekannter Magnetoptik zwischen Quadrupol und Schirm können hieraus sowohl die Emittanz wie auch die Twissparameter bestimmt werden. Hierfür betrachtet man den Formalismus zur Transformation der Twissparameter, wie in Abschnitt 5.2 beschrieben. Die Twissparameter können wie folgt transformiert werden:

$$B_1 = M \cdot B_0 \cdot M^T \quad \text{mit} \quad M = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix}. \quad (5.48)$$

Betrachtet man nur die Transformation der Betafunktion  $\beta(s, k)$  so ergibt sich mit Gleichung 5.48:

$$\beta(s, k) = m_{11}(s, k)^2 \beta_0 - 2m_{11}(s, k)m_{12}(s, k)\alpha_0 + m_{12}(s, k)^2 \gamma_0^2. \quad (5.49)$$

Durch Multiplikation von  $\epsilon$  erhält man eine Abhängigkeit der Strahlbreite  $\sigma(s, k)$  am Ort  $s$  von den Twissparametern am Ursprungsort und der Emittanz:

$$\sigma^2(s, k) = m_{11}(s, k)^2 (\epsilon \beta_0) - 2m_{11}(s, k)m_{12}(s, k) (\epsilon \alpha_0) + m_{12}(s, k)^2 (\epsilon \gamma_0). \quad (5.50)$$

Die Einträge der Transportmatrix  $m_{11}(s, k)$  und  $m_{12}(s, k)$  hängen von der Quadrupolstärke  $k$  des zu variierenden Quadrupolmagneten und der Magnetoptik zwischen dem Quadrupolmagneten und dem Monitor am Ort  $s$  ab. Misst man die Strahlbreite  $\sigma(s, k)$  an der Position  $s$  für verschiedene Quadrupolstärken  $k$  bei bekannter Transportmatrix, kann Gleichung 5.50 als dreiparametrischer Fit an die Messwerte angepasst werden und man erhält  $\epsilon \beta_0$ ,  $\epsilon \alpha_0$  und  $\epsilon \gamma_0$ . In Abbildung 5.15 ist eine solche Messung und der zugehörige Fit exemplarisch dargestellt. Es gibt nun zwei Möglichkeiten, die Emittanz zu bestimmen.

Zum einen kann ausgenutzt werden, dass die Determinante der Beta-Matrix eins ist und somit gilt:

$$|B| = \beta\gamma - \alpha^2 = 1 \Leftrightarrow (\epsilon\beta)(\epsilon\gamma) - (\epsilon\alpha)^2 = \epsilon^2 \quad (5.51)$$

Dieser Lösungsweg bedingt aber, dass der Fehler der Emittanz sich ausschließlich aus den Fehlern der Fitparameter zusammensetzt. Dies hat sich als die ungenauere Methode herausgestellt. Befindet sich die Strahltaile im Messbereich, so kann man sich die Transformation der Gammafunktion  $\gamma(s)$  zu nutze machen:

$$\gamma(s, k) = m_{21}(s, k)^2 \beta_0 - 2m_{21}(s, k)m_{22}(s, k)\alpha_0 + m_{22}(s, k)^2 \gamma_0. \quad (5.52)$$

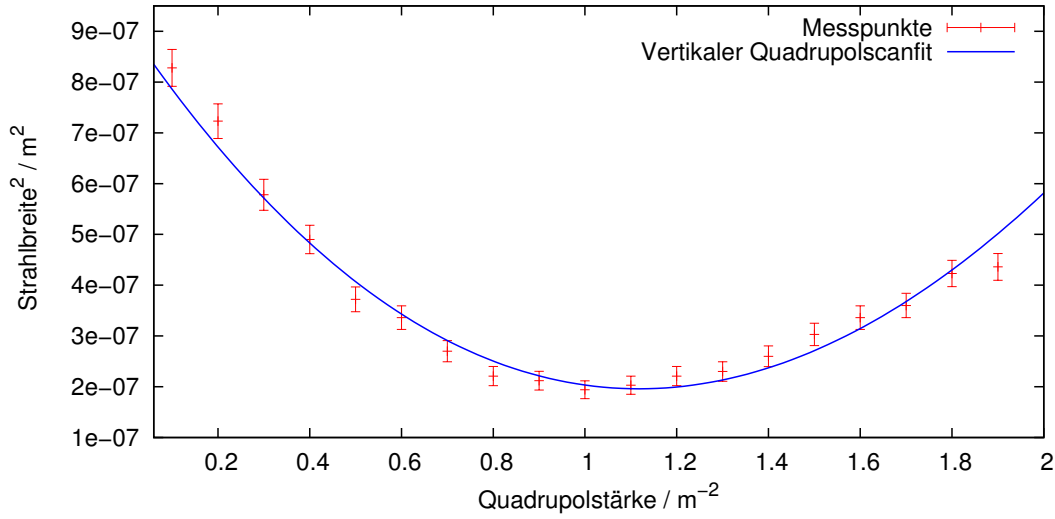


Abbildung 5.15: Vertikaler Quadrupolscan bei 2,35 GeV mit angepasster Gleichung 5.50.

Monitor	$\epsilon$ / nm rad	$\Delta\epsilon$ / nm rad
MB2	37	13
MB3	38	3

Tabelle 5.3: Vertikale Emittanz in der externen Strahlführung, ermittelt durch einen Quadrupolscan bei 2,35 GeV.

Für die Strahltaile gilt die Relation  $\gamma_t = \frac{1}{\beta_t}$ . Nach einer Multiplikation mit  $\epsilon$  kann der Ausdruck folgendermaßen umgeformt werden:

$$\epsilon^2 = \sigma_t^2 \left( m_{21}(s, k_t)^2 (\epsilon\beta_0) - 2m_{21}(s, k_t)m_{22}(s, k_t)(\epsilon\alpha_0) + m_{22}(s, k_t)^2 (\epsilon\gamma_0) \right). \quad (5.53)$$

Nach Bestimmung der minimalen Strahlbreite  $\sigma_t$  kann mit den aus der Anpassung von Gleichung 5.50 gewonnenen Parametern die Emittanz eindeutig bestimmt werden. Die Ergebnisse sind Tabelle 5.3 angegeben. Die hier verwendeten Strahlbreiten sind über fünf Beschleunigerzyklen gemittelt, als jeweiliger Fehler ist die Standardabweichung der gemessenen Strahlbreiten angegeben. Der Fehler der bestimmten Emittanz ergibt sich aus der Anpassung der Funktion 5.50 an die gemessenen Strahlbreiten. Die Bestimmung der vertikalen Emittanz ist für beide Synchrotronlichtmonitore durchgeführt worden. Im Rahmen der Fehler stimmen die Werte der verschiedenen Strahlführungen überein.

Die Messungen der horizontalen Emittanz sind, wie in Abschnitt 5.5 beschrieben, maßgeblich von den Extraktionsparametern abhängig. Ihre Untersuchung und die zugehörigen Messungen sind in Abschnitt 5.8.3 aufgeführt.

### 5.8.2 Multischirmmethode

Die Emittanz kann bei konstanter Optik durch das Messen der Strahlbreite an verschiedenen Positionen der Strahlführung ermittelt werden. Hierfür werden allerdings mindestens drei Monitore benötigt [5]. Zur Bestimmung der Emittanz wird Gleichung 5.50 herangezogen. Bei dieser Methode werden die Strahlbreiten  $\sigma_i$  an verschiedenen Orten  $s_i$  gemessen. Man erhält dadurch

Monitor	$\sigma_y$ / mm	$\Delta\sigma_y$ / mm
M2	0,47	0,02
M3	0,46	0,03
M4	0,51	0,02
SyLi-Mo. MB3	0,98	0,10
M5	0,95	0,10
M6	1,02	0,05

Tabelle 5.4: Strahlbreiten zur vertikalen Multischirmmethode in der Strahlführung zum Crystal-Barrel/TAPS-Experiment bei 2,35 GeV.

für jede gemessene Strahlbreite  $\sigma_i$  bei bekannten Transportmatrizen  $M_i$  eine Gleichung der Art

$$\sigma_i^2(s_i) = m_{11}^i(s_i)^2(\epsilon\beta_0) - 2m_{11}^i(s_i)m_{12}^i(s_i)(\epsilon\alpha_0) + m_{12}^i(s_i)^2(\epsilon\gamma_0). \quad (5.54)$$

Somit erhält man ein Gleichungssystem, welches für drei Monitore eindeutig lösbar ist. Im Falle der externen Strahlführung wurde mit 6 Monitoren gemessen, was zu einem überbestimmten Gleichungssystem führt. Dieses Gleichungssystem wird mit der in Anhang A erklärten Methode gelöst. Als Ergebnis dieses Gleichungssystems erhält man  $\epsilon\beta_0$ ,  $\epsilon\alpha_0$  und  $\epsilon\gamma_0$ . Zur Bestimmung der Emittanz wird Gleichung 5.51 angewandt. Die hier beschriebene Methode konnte nur für die Bestimmung der vertikalen Emittanz genutzt werden, da im Horizontalen der dispersive Anteil der Strahlbreite an manchen Stellen so dominant ist, dass keine sinnvolle Bestimmung des emittanzbedingten Anteils möglich ist.

Die gemessenen Strahlbreiten, die zur Emittanzbestimmung genutzt wurden, sind in Tabellen 5.4 und 5.5 in der Reihenfolge der Monitore entlang der Strahlführung angegeben. Die aufgeführten Werte sind Mittelwerte über mehrere Messungen ihre Fehler entsprechen der Standardabweichung vom jeweiligen Mittelwert. Wie in Abschnitt 5.6 erläutert, wird der systematische Fehler der Strahlbreitenmessung von den Helligkeits- und Kontrasteinstellungen der Monitore dominiert. Es wurde darauf geachtet, dass die Einstellungen für die Fluoreszenzmonitore für alle Monitore beibehalten wurden und somit eine Vergleichbarkeit der Monitore besteht. Diese Einstellungen sind nicht auf die Synchrotronlichtmonitore übertragbar.

Da die fokussierenden Elemente für diese Messung ausgeschaltet worden sind, würde man einen linearen Anstieg der vertikalen Strahlbreite entlang der externen Strahlführung vermuten. Nur die Kantenfokussierung der Dipolmagnete wirkt dieser Divergenz entgegen. Die Entwicklung der Strahlbreiten entlang der Strahlführungen zeigen, dass die mit den Synchrotronlichtmonitoren (SyLi-Mo. MB3 und SyLi-Mo. MB2) gemessenen Strahlbreiten im Vergleich zu den Strahlbreiten, die an den benachbarten Fluoreszenzmonitoren gemessen wurden, etwas größer als erwartet sind. Diese Diskrepanz ist auf die nicht übertragbaren Einstellungen von Helligkeits- und Kontrasteinstellungen zurückzuführen.

Aus den gemessenen Strahlbreiten ergibt sich die in Tabelle 5.6 angegebene vertikale Emittanz.

Die Ergebnisse stimmen mit den Resultaten des vertikalen Quadrupolscans im Rahmen der Fehler überein.

### 5.8.3 Horizontale Emittanzmessungen in Abhängigkeit der Extraktionsparameter

Wie in Abschnitt 5.5 beschrieben, ist die horizontale Emittanz in der externen Strahlführung stark von den Extraktionsparametern abhängig. Nach Gleichung 5.38 hängt die Größe der Separatrix vom Abstand  $\Delta Q$  des gewählten Arbeitspunktes zur nächsten drittelzahligen Resonanz ab. Durch die Größe der Separatrix wird der Abstand zwischen instabilem Fixpunkt und Septum

Monitor	$\sigma_y / \text{mm}$	$\Delta\sigma_y / \text{mm}$
M2	0,42	0,02
M3	0,39	0,02
MS1	0,81	0,03
SyLi-Mo. MB3	0,97	0,03
MS2	0,85	0,02
MS3	1,95	0,04

Tabelle 5.5: Strahlbreiten zur vertikalen Multischirmmethode in der Strahlführung zum BGO-OD-Experiment bei 2,35 GeV.

Monitor	$\epsilon / \text{nm rad}$	$\Delta\epsilon / \text{nm rad}$
MB2	36,3	4,6
MB3	39,4	2,6

Tabelle 5.6: Vertikale Emittanz in der externen Strahlführung, ermittelt durch die Multischirmmethode bei 2,35 GeV.

verändert. Da dieser Abstand quadratisch in die Sprungweite und damit in die Strahlbreite am Beginn der externen Strahlführung eingeht, wurde der Einfluss des gewählten Arbeitspunktes auf die Emittanz in der externen Strahlführung untersucht.

Hierfür wurde zuerst, wie in Abschnitt 5.7.2 erläutert, die Dispersionsfunktion bestimmt. Darauf folgend wurde ein Quadrupolscan durchgeführt und nach Abzug des dispersiven Anteils der Strahlbreite der dreiparametrische Fit zur Bestimmung der Emittanz und der Twissparameter angewendet. Die Fehler ergeben sich aus der Unsicherheit der angepassten Funktion (siehe Abschnitt 5.8.1). Aufgrund des dispersiven Anteils der Strahlbreite wurde auch der Fehler der ermittelten Dispersionsfunktion berücksichtigt.

Der Quadrupolscan wurde für verschiedene Arbeitspunkte wiederholt. Für alle Emittanzmessungen wurden die gleichen Maschinenparameter genutzt. Insbesondere wurden die Extraktionsparameter konstant gehalten. Die in Abbildung 5.16 gezeigten Messwerte in rot sind der automatisierten Messung (siehe Abschnitt 5.9) entnommen. Die gemessenen Strahlbreiten wurden über fünf Zyklen gemittelt. Vergleicht man sie mit der ursprünglichen, ungemittelten Messung in blau, so wird die Verbesserung der Messgenauigkeit durch die automatisierte Messmethode gegenüber der ungemittelten Messmethode deutlich. Die Mittelung über fünf Zyklen führt zu einer geringeren Abweichung der gemessenen Strahlbreiten von der angepassten Funktion, was zu einer geringeren Unsicherheit der resultierenden Emittanz führt.

Die sogenannte Luftquadrupolrampe, also das bewusste Verändern des Arbeitspunktes durch zusätzliche Quadrupole, wurde deaktiviert. Sie soll im Nutzerbetrieb einen konstanten Strom in der externen Strahlführung sicherstellen. Da bei der Untersuchung der Abhängigkeit der Emittanz vom gewählten Arbeitspunkt ein zusätzlicher Arbeitspunkthub unerwünscht ist, wurde der Luftquadrupolstrom über die Extraktionszeit konstant gehalten. Somit wurden nur die durch Synchrotronstrahlung in den instabilen Bereich des Phasenraums gebrachten Elektronen extrahiert. Hierdurch nimmt der Strom über die Extraktionszeit in der externen Strahlführung ab. Es wurde sichergestellt, dass diese Stromabnahme keinen nennenswerten Einfluss auf die gemessene Strahlbreite über den Extraktionszyklus hat. In Abbildung 5.16 ist die Abhängigkeit der Emittanz vom horizontalen Arbeitspunkt aufgetragen. Die Messung zeigt einen starken Anstieg der Emittanz für Arbeitspunkte nahe des drittelzahligen Arbeitspunktes, wie er nach Abschnitt 5.5

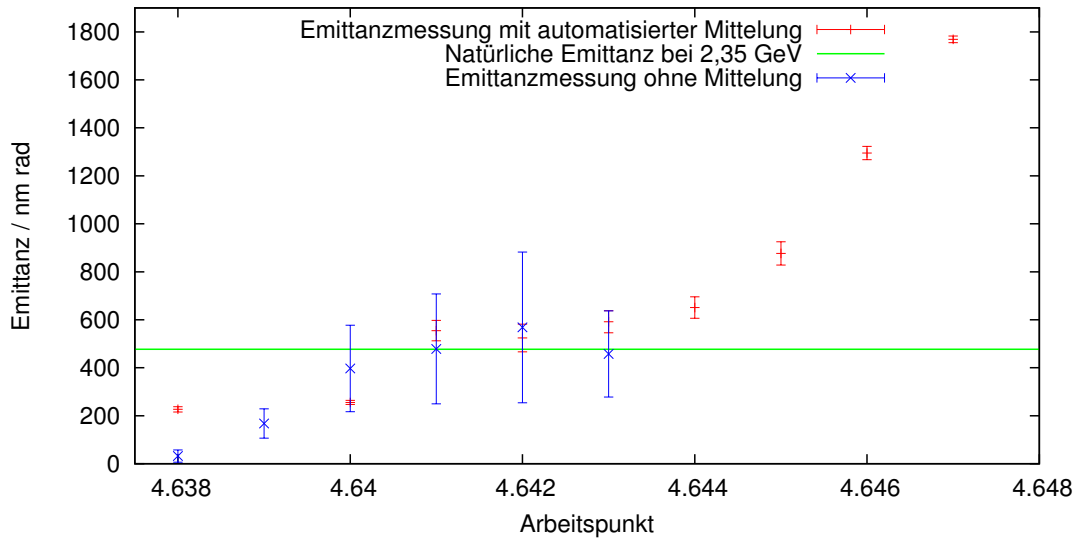


Abbildung 5.16: Arbeitspunktabhängige Messung des horizontalen Emittanz bei 2,35 GeV.

zu erwarten ist. Die Minderung der Arbeitspunktdifferenz zur nächsten Resonanz führt zu einer Verkleinerung des stabilen Phasenraums und damit zu einer Abstandsvergrößerung zwischen Fixpunkt und Septumschneide. Dies hat eine größere Sprungweite der Elektronen an der Position des Septummagneten zur Folge und damit eine größere Emittanz in der externen Strahlführung. Dies ist in Abbildung 5.16 zu erkennen. Dieser Anstieg kann weit über die natürliche Emittanz im Stretcherring hinausführen. Es wird deutlich, dass für Arbeitspunkte, die weit entfernt von der drittelzahligen Resonanz liegen, eine Verkleinerung der Emittanz bezüglich der Emittanz im Stretcherring möglich ist. Hierbei muss allerdings eine geringere Extraktionseffizienz akzeptiert werden, da durch die geringere Sprungweite ein größerer Anteil der Elektronen auf die Schneide trifft.

In einer weiteren Messung wurde die Emittanz in Abhängigkeit der Sextupolstärke gemessen. Hierbei wurden ebenfalls alle Maschinenparameter und die Werte der Luftquadrupole über die Messungen der Emittanzen hinweg konstant gehalten. Die Sextupolstärke geht nach Gleichung 5.38 reziprok in die Größe der Separatrix ein. Damit sollte eine kleinere Sextupolstärke eine kleinere Sprungweite und damit eine kleinere Emittanz zur Folge haben. In Abbildung 5.17 sind die Emittanzmessungen in Abhängigkeit der Sextupolstärke aufgetragen. Auch hier wird die Präzision durch das neue, gemittelte Messverfahren deutlich. Für kleinere Sextupolstärken ist die Abnahme der Emittanz aus der Messreihe der automatisierten Messung (rot) deutlich erkennbar. Der Messpunkt bei einer Sextupolstärke von  $S = 3,8\text{m}^{-3}$  bildet die untere Grenze der messbaren Intensität. Oberhalb einer Sextupolstärke von  $S = 4,6\text{m}^{-3}$  werden die Elektronen so stark angeregt, dass es zu einer sofortigen Extraktion aller Elektronen kommt. Innerhalb dieses Bereichs kann die Emittanz etwa über eine Größenordnung variiert werden. Die Ungenauigkeit der ungemittelten Messungen (blau) verhindert eine genauere Analyse dieser Daten.

Wie in Abschnitt 5.5 beschrieben, beeinflusst die Position der Septumschneide bezüglich der Separatrix die Emittanz. Dieser Zusammenhang wird im Folgenden untersucht.

Der im Stretcherring eingebaute Vorseptummagnet ist horizontal verfahrbar. So kann der Abstand zwischen instabilem Fixpunkt und Septummagnet auch durch die Septumposition beeinflusst werden. Eine herausgefahrne Septumschneide sollte zu einer größeren Sprungweite der Elektronen und damit zu einer größeren Emittanz führen. Eine Messung der Emittanz in Abhängigkeit der Septumposition ist in Abbildung 5.18 gezeigt.

Wie erwartet führt hier eine weit in den Septummagneten gefahrene Schneide zu einer geringen

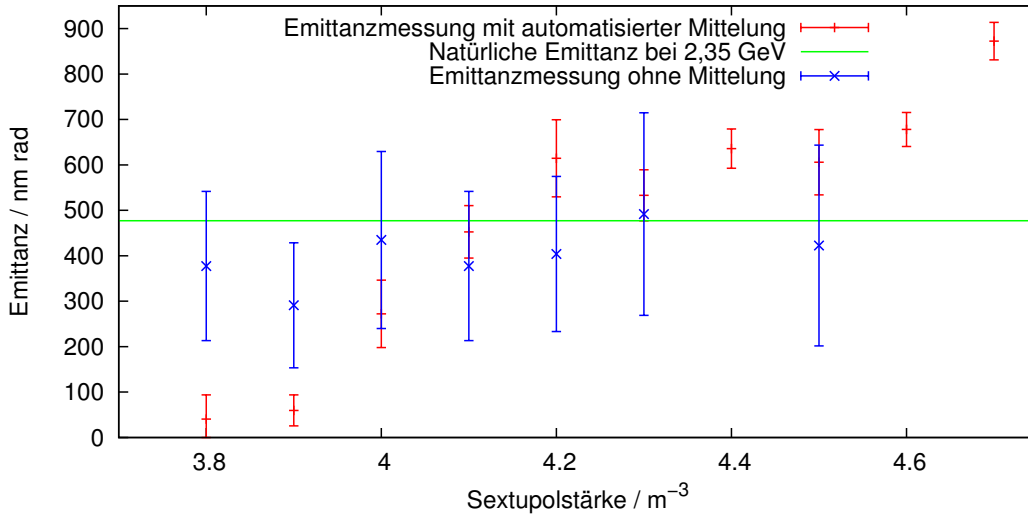


Abbildung 5.17: Horizontale Emittanzmessung in Abhängigkeit der Sextupolstärke bei 2,35 GeV

Sprungweite und damit zu einer geringen Emittanz. Mit weiter herausgefahrener Septumschneide erhöht sich die Sprungweite und somit auch die horizontale Emittanz. Für eine sehr weit ausgefahrene Septumschneide sinkt die Emittanz wieder ab. Damit einhergehend ist eine abnehmende Intensität des Strahlprofils zu beobachten. Dies ist darauf zurückzuführen, dass zwar die Position der Septumschneide, aber nicht der Stellwinkel der Septumschneide geändert wurde. Berücksichtigt man, dass der zur Resonanzextraktion genutzte Separatrixast im Phasenraum-Diagramm nicht exakt parallel zur  $x$ -Achse liegt, so ist eine Ablage immer mit einer Winkeländerung verbunden. Bei großen  $x$ -Ablagen führt dies auch zu großen Winkelablagen. Da dieser Winkel nicht mit der Winkeleinstellung der Septumschneide korrigiert wird, kommt es zu einer Kollimation durch die Septumschneide, was zu einer Verringerung des stabilen Bereichs des Phasenraums führt. Durch die Messungen der Emittanz in Abhängigkeit der Extraktionsparameter konnte gezeigt werden, dass die Extraktionsparameter einen starken Einfluss auf die horizontale Emittanz in der externen Strahlführung haben. Durch eine geeignete Wahl dieser Parameter kann die Emittanz in der externen Strahlführung eingestellt werden. Insbesondere ist es möglich die Emittanz bezüglich der natürlichen Emittanz des Stretcherringes zu verringern. Allerdings tritt damit eine Verringerung der Extraktionseffizienz auf.

## 5.9 Automatisierung der Emittanzmessung

Wie in Abschnitt 5.7.1 und 5.8.3 beschrieben, ist zur Bestimmung der Emittanz in der externen Strahlführung bisher eine aufwendige Routine notwendig. Zunächst wurde die Dispersionsfunktion nach Abschnitt 5.7.2 bestimmt. Ein darauffolgender Quadrupolscan, aus dessen gemessenen Strahlbreiten im Nachhinein der disperse Anteil herausgerechnet werden musste, führte mit Hilfe der optischen Transportmatrizen zur Emittanz.

Aufgabe dieser Arbeit war es unter Anderem dieses aufwendige und zeitintensive Verfahren durch ein geeignetes Programm zu ersetzen und somit eine effiziente Untersuchung über eine Vielzahl an Emittanzmessungen zu ermöglichen. Im einer im Rahmen dieser Arbeit betreuten Bachelorarbeit [31] wurde ein MATLAB-Skript geschrieben, das den Ablauf der Emittanzmessung automatisiert. Das Skript besteht im Wesentlichen aus einem Teil zur Dispersionsbestimmung und einem Teil zur Messung der Emittanz. Das Skript zur Dispersionsbestimmung kann im Rechnersystem der Beschleunigeranlage über



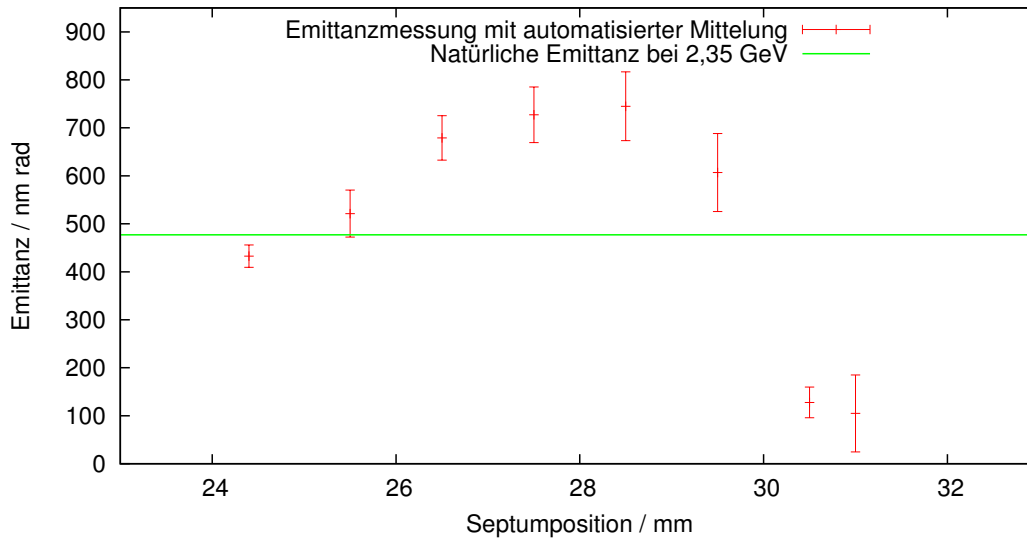


Abbildung 5.18: Messung der horizontalen Emittanz in Abhängigkeit der Septumsposition bei 2,35 GeV

```
/sgt/elsa/matlab/emittanz Extr/Dispersion/Dispensionsmessung.m
```

geöffnet werden. Nach Starten des Programms hat der Nutzer die Möglichkeit, die minimale und maximale Quadrupolstärke  $k$  sowie die Schrittweite  $\Delta k$  festzulegen. Anschließend kann sowohl der Hochfrequenzbereich, in dem die Variation stattfinden soll, wie auch die Schrittweite festgelegt werden. Das Skript beginnt mit der Messung, in dem es den minimalen Wert für die Quadrupolstärke einstellt und die Hochfrequenz auf den kleinsten Wert setzt. Nach einem Zyklus Wartezeit wird die Messung der Schwerpunktsverschiebung gestartet. Über fünf Zyklen wird die Ablage am Synchrotronlichtmonitor gemessen, daraus wird der Mittelwert und die Standardabweichung gebildet. Nach der Aufzeichnung dieser Daten wird die Frequenz entsprechend der gewählten Schrittweite erhöht und die dazugehörige Ablage bestimmt. Nach dem bei einer bestimmten Quadrupolstärke die Schwerpunktsverschiebungen für alle Frequenzen gemessen worden sind, wird gemäß Gleichung 5.46 durch einen Geradenfit die Dispersion bestimmt. Danach wird die Quadrupolstärke um die eingestellte Schrittweite erhöht und die frequenzabhängige Messung der Schwerpunktsverschiebung wiederholt, bis die maximale Quadrupolstärke erreicht ist. Zu jeder eingestellten Quadrupolstärke  $k$  wurde durch dieses Verfahren die Dispersion bestimmt. Mit Gleichung 5.9 werden  $D_0$  und  $D'_0$  vor dem Quadrupol QF1 berechnet. Die hierfür notwendigen Einträge der Transfermatrizen werden aus den Parametern des Kontrollsystem berechnet. Die ermittelten Fitparameter zu  $D_0$  und  $D'_0$ , sowie die Datei, in der alle Messwerte aufgelistet sind, werden abgespeichert werden. Neben den Messwerten werden die Einstellung aller relevanten Elemente der externen Strahlführung vermerkt, so dass auch eine spätere, manuelle Auswertung möglich ist.

Die eigentliche Emittanzmessung wird über

```
/sgt/elsa/matlab/emittanz Extr/Emittanz/Emittanzmessung.m
```

geöffnet. Im ersten Schritt werden hierfür  $D_0$  und  $D'_0$  vor dem Quadrupolmagneten QF1 abgefragt. Hier können die Werte aus der automatischen Dispensionsmessung direkt übernommen werden. Diese werden genutzt, um den dispersiven Anteil der Strahlbreiten zu ermitteln. Danach muss festgelegt werden, ob die Emittanz in Abhängigkeit der Sextupolstärke oder des Arbeitspunktes bestimmt werden soll. Dementsprechend muss der Messbereich von Sextupolstärke oder

Arbeitspunkt gewählt werden. Nach der Festlegung des Bereichs, in dem die Quadrupolstärke variiert werden soll, startet das Skript die Messung. Es wird je nach Messung der jeweils niedrigste Wert für die Sextupolfeldstärke oder den Arbeitspunkt eingestellt. Nach einem Zyklus Wartezeit wird die Strahlbreite für die minimale Quadrupolstärke über fünf Zyklen gemittelt und die Standardabweichung berechnet. Nach Erhöhung der Quadrupolstärke wird die Messung wiederholt, bis die maximale Quadrupolstärke erreicht ist. Die Parameter  $\epsilon\beta_0$ ,  $\epsilon\alpha_0$  und  $\epsilon\gamma_0$  werden durch einen Fit nach Gleichung 5.50 bestimmt. Die notwendigen Matrixelemente werden aus den Parameterwerten im Kontrollsystem berechnet. Durch Bestimmung des Minimums dieser Funktion wird die Emittanz berechnet. Die graphische Darstellung der Messwerte und der angepassten Funktion wird ausgegeben und kann abgespeichert werden. In der Datei der Messwerte befinden sich die gemessenen Strahlbreiten, die Einstellungen der Elemente der externen Strahlführung sowie die bestimmten Parameter  $\epsilon\beta_0$ ,  $\epsilon\alpha_0$  und  $\epsilon\gamma_0$ . Diese Routine wird für alle Arbeitspunkte bzw. Sextupolstärken wiederholt. Abschließend wird ein Graphen erstellt, der die Emittanz in Abhängigkeit der Sextupolstärke bzw. des Arbeitspunkts darstellt.

Vor der Automatisierung war zur Bestimmung der Dispersion und der Emittanz für verschiedene Einstellungen der Extraktionsparameter ein Messprogramm von 8-12 Stunden Dauer erforderlich. Zusätzlich war eine langwierige Auswertung notwendig. Die Dispersionsmessung dauert nun je nach eingestelltem Bereich der Quadrupolstärke und der Hochfrequenz zwischen 15 Minuten und einer Stunde. Die Durchführung des automatisierten Quadrupolscans verlangt in Abhängigkeit von der Anzahl der Messpunkte nochmal eine Zeitspanne von 10 Minuten bis zu 1 Stunde. Somit konnte eine deutliche Zeitersparnis erreicht werden. Zusätzlich hat die implementierte Mittelung über fünf Zyklen die Genauigkeit der Messung stark verbessert.

## 6 Zeitaufgelöste Emittanzmessungen

Alle bisherigen Emittanzmessungen, die im Stretcherring oder der externen Strahlführung durchgeführt wurden, beruhen, bedingt durch das jeweilige Messverfahren, auf der Mittelung über einen oder mehrere Beschleunigerzyklen. Zur genauen Analyse ist es wichtig, das Verhalten der Emittanz über einen einzelnen Zyklus beobachten zu können. Um den Einfluss der Resonanzextraktion auf die Emittanz beurteilen zu können, ist zudem eine simultane Messung im Stretcherring und in der externen Strahlführung notwendig.

In diesem Kapitel werden die Umsetzung sowie die ersten Ergebnisse einer zeitaufgelösten Emittanzmessung präsentiert. Um eine zeitaufgelöste Messung zu realisieren, müssen mehrere Strahlprofilmessungen über die Dauer eines Zyklus durchgeführt werden. Daher dürfen die genutzten Diagnoseelemente den umlaufenden Strahl nicht beeinflussen und müssen ein ausreichendes zeitliches Auflösungsvermögen haben, um genügend Messpunkte über einen Zyklus aufnehmen zu können.

Wie in Abschnitt 4 und 7 beschrieben, wurden die Synchrotronlichtmonitore und deren Ausleseverfahren so optimiert, dass sie beide Kriterien erfüllen. Deshalb wurden für die zeitaufgelösten Messungen der Synchrotronlichtmonitor am Dipolmagneten M28 im Stretcherring (siehe Abschnitt 4.1.4) und der Synchrotronlichtmonitor am Dipolmagneten MB3 (siehe Abschnitt 4.2.1) genutzt. Mit diesen Diagnoseelementen können Strahlprofilmessungen mit einer Wiederholrate von 25 Hz durchgeführt werden. Die Frequenz der genutzten Kameras limitiert das zeitliche Auflösungsvermögen auf 40 ms. Für beide Monitore muss eine gemessene Strahlbreite direkt in eine Emittanz umgerechnet werden können. Hierfür müssen nach Gleichung 5.42 die Impulsunschärfe, die Betafunktion und die Dispersion am Ort des jeweiligen Monitors bekannt sein. In den folgenden Abschnitten wird die Bestimmung dieser Größen für beide Monitore erläutert. Anschließend werden die Ergebnisse der ersten Emittanzmessungen präsentiert.

### 6.1 Messung der Betafunktion im Stretcherring

Die Betafunktion im Stretcherring kann entweder aufgrund der gewählten Magnetoptik simuliert oder durch eine Messung ermittelt werden. Beide Möglichkeiten werden in diesem Abschnitt vorgestellt.

Zur theoretischen Bestimmung der Betafunktion wurde das Programm SIMLIB benutzt [50]. Es ist dem Kontrollsystem des Beschleunigers angegliedert und kann relevante Kenngrößen des Beschleunigers in Abhängigkeit der eingestellten Parameter berechnen. Die Betafunktion kann auf Grundlage der eingestellten Dipol- und Quadrupolstärken errechnet werden. Bei bekannter Position des Synchrotronlichtmonitors kann die Betafunktion für beide Ebenen direkt ermittelt werden.

Dabei ist zu beachten, dass bei der Berechnung der optischen Funktionen durch SIMLIB nur die Strahloptik in linearer Näherung berücksichtigt wird. An ELSA werden allerdings auch drei Sextupolfamilien zum Chromatizitätsausgleich und zur Anregung der drittelzahligen Resonanz betrieben. Ihr Einfluss auf die Betafunktion wird bei der theoretischen Berechnung vernachlässigt. Um den Einfluss dieser Elemente auf die Betafunktion zu untersuchen, wurde diese gemessen. Zur Messung der Betafunktion  $\beta(s)$  betrachtet man die Änderung der Stärke eines Quadrupols um  $\Delta k$  in einem Ringbeschleuniger. Diese führt zu der in Gleichung 5.39 dargestellten Arbeitspunktverschiebung  $\Delta Q$  (vgl. [52]). Hierbei wird das Integral über die Länge eines Quadrupolmagneten  $l$  ausgeführt. Da die Betafunktion innerhalb der Quadrupolmagnete ihre Extremwerte annimmt, ist die Änderung über den jeweiligen Quadrupol gering und man kann in guter Näherung den Mittelwert  $\langle \beta \rangle$  und eine konstante Quadrupolstärke  $k$  über den Quadrupol

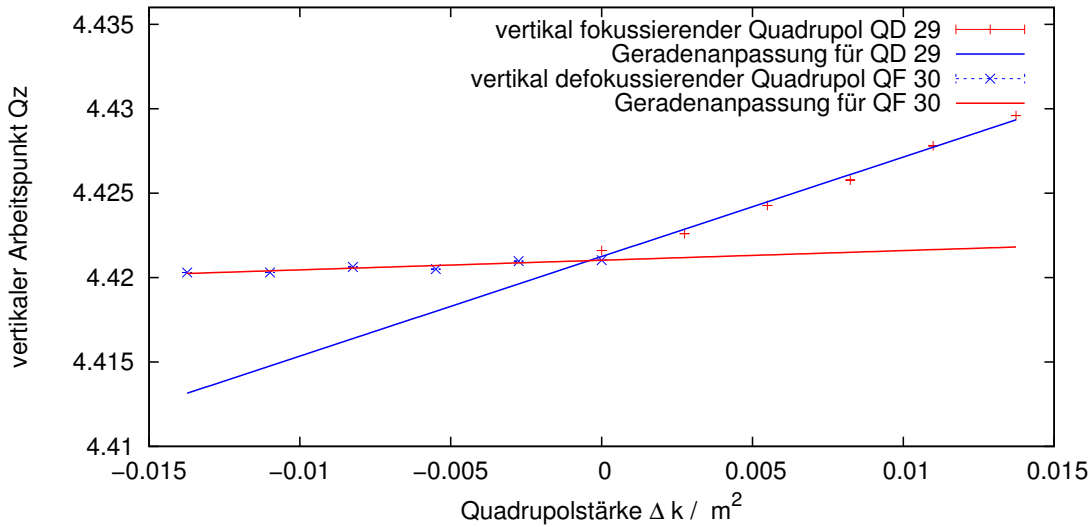


Abbildung 6.1: Arbeitspunktverschiebung in Abhängigkeit der Quadrupolstärke.

annehmen:

$$\Delta Q \approx \frac{\Delta k}{4\pi} \langle \beta \rangle l \quad . \quad (6.1)$$

Ändert man also die Quadrupolstärke um  $\Delta k$  und misst die Arbeitspunktverschiebung  $\Delta Q$  so kann die Betafunktion an der Stelle des Quadrupols bestimmt werden.

An ELSA besteht die Möglichkeit, jeden einzelnen Quadrupol mit einem Zusatzstrom zu versorgen, so dass für leicht unterschiedliche Quadrupolstärken der jeweilige transversale Arbeitspunkt mittels des Feedbacksystem gemessen werden konnte. In Abbildung 6.1 ist eine solche Messung exemplarisch dargestellt. Diese Messungen wurden für beide Ebenen an allen Quadrupolen durchgeführt. Zudem wurde die Messung mit eingeschalteter Extraktion wiederholt, um vergleichbare Bedingungen zur folgenden simultanen zeitaufgelösten Emittanzmessung zu haben.

Die Ergebnisse sind in Abbildung 6.2 für die vertikale Messung und in Abbildung 6.3 für die horizontale Messung dargestellt. Für die horizontale Ebene stimmen Simulation und Messung gut überein. Für die vertikale Ebene gibt es an verschiedenen Positionen Abweichungen zwischen den berechneten und gemessenen Werten. Allerdings ist diese Differenz an der Position des Monitors vernachlässigbar gering. In beiden Ebenen wird deutlich, dass die Sextupolstärke keinen nennenswerten Einfluss auf die Betafunktion hat. Aufgrund der guten Übereinstimmung zwischen berechneten und gemessenen Werten an der Position des Monitors und der leichten Zugänglichkeit der mit SIMLIB berechneten Werte werden diese zur Bestimmung der folgenden Emittanzmessungen genutzt.

## 6.2 Messung der Dispersion im Stretcherring

Wie die Betafunktion wurde auch die Dispersion sowohl simuliert als auch gemessen. Die Berechnung wurde ebenfalls mit dem Programm SIMLIB vorgenommen. Wie oben erwähnt wird die nichtlineare Strahloptik bei dieser Berechnung vernachlässigt. Zur Überprüfung der linearen Näherung wurde die horizontale Dispersion im Stretcherring mit und ohne eingeschaltete Sextupole gemessen. Hierbei wurde das in Abschnitt 5.7.1 vorgestellte Messverfahren angewandt. Für jeden eingestellten Wert der Hochfrequenz wurde der Ladungsschwerpunkt an allen Strahllage-monitoren gemessen. Aus den verschiedenen, frequenzabhängigen Ablagen an den Positionen der Strahllage-monitore wurde die Dispersion ermittelt. Die horizontale Dispersion für alle Positionen

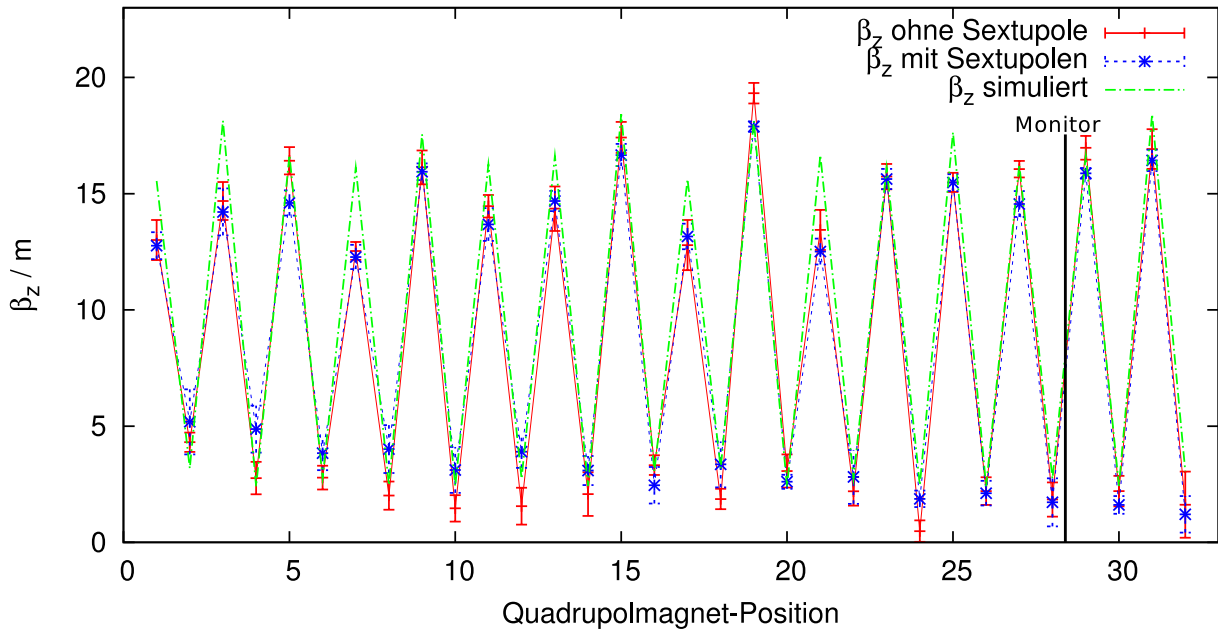


Abbildung 6.2: Vertikale Betafunktion im Stretcherring.

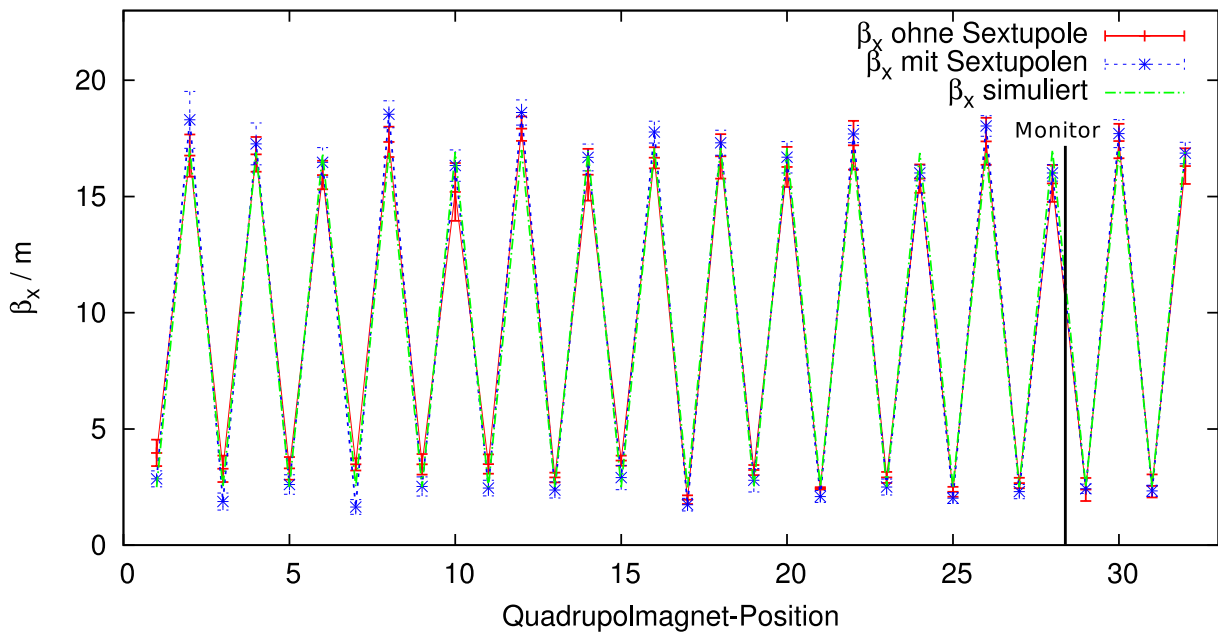


Abbildung 6.3: Horizontale Betafunktion im Stretcherring.

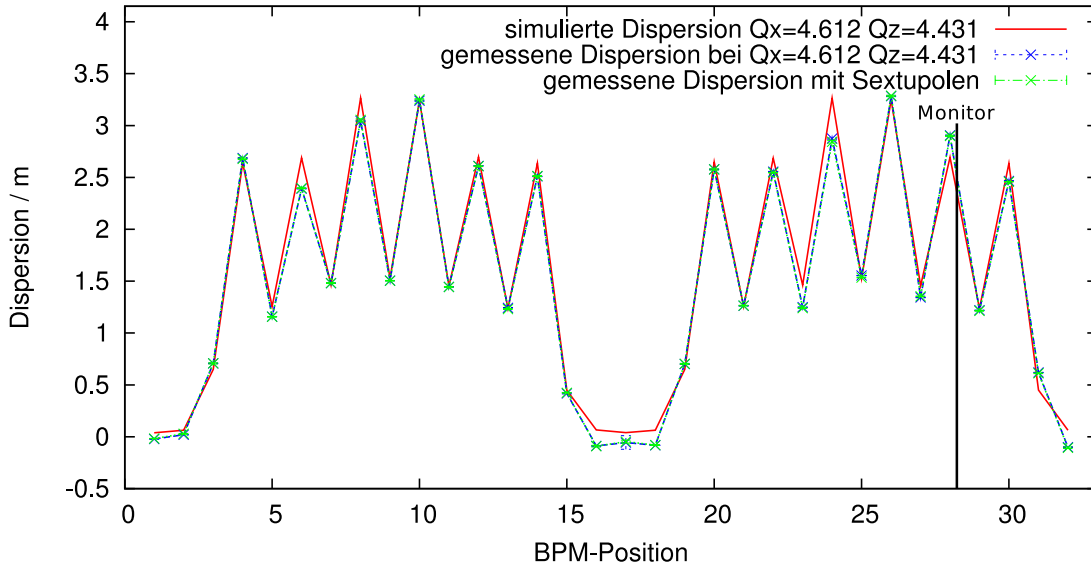


Abbildung 6.4: Horizontale Dispersion im Stretcherring.

der Strahlstrommonitore ist in Abbildung 6.4 gezeigt. Insbesondere an der Stelle des Monitors entspricht die gemessene der simulierten Dispersion. Sie bleibt für verschiedene Einstellungen der Sextupolstärke im Rahmen der Messgenauigkeit identisch. Somit kann auch für die Dispersion auf die simulierten Werte an der Stelle des Synchrotronlichtmonitors zurückgegriffen werden.

### 6.3 Energieabhängige Emittanzmessung im Stretcherring

Wie in Abschnitt 5.2 erläutert, ist die Emittanz in einem Kreisbeschleuniger energieabhängig. Um den in Abbildung 5.5 dargestellten Verlauf zu überprüfen, ist für verschiedene Energien im Stretcherring die horizontale Emittanz über einen Zyklus zeitaufgelöst bestimmt worden. Hierbei wurde der Strom konstant bei 12 mA gehalten. Die Ergebnisse sind in den Abbildungen 6.5, 6.6 und 6.7 gezeigt. Der systematische Fehler (blau) wird hier durch die gemessene Dispersion, die Betafunktion sowie die Kontrasteinstellungen des Synchrotronlichtmonitors bestimmt. Die Änderung dieser Beiträge würde zu einer Verschiebung der gesamten Messkurve führen, wohingegen die statistische Abweichung zwischen den Messpunkten gering ist. In Abbildung 6.5 ist die Emittanz für einen Beschleunigerzyklus bei 1,6 GeV abgebildet. Hierbei fällt die höhere Emittanz zu Beginn des Zyklus auf. Die Elektronen werden mit der Phasenraumverteilung des Booster-Synchrotron in den Stretcherring injiziert. Die dementsprechende Emittanz ist aufgrund der combined-function-Bauweise der Dipolmagnete sehr viel größer als im Stretcherring. Durch die oben beschriebenen Prozesse von Anregung und Dämpfung des Elektronenstrahls aufgrund der Synchrotronstrahlung stellt sich ein neues Strahlungsgleichgewicht ein. Die Zeit, nach der sich das Gleichgewicht eingestellt hat, wird durch die Dämpfungszeit  $\tau$  beschrieben. Diese ist über die zeitliche Entwicklung der Amplitude  $A_i(t)$  der Betatron- und Synchrotronoschwingung mit der Anfangsamplitude  $A_{0,i}$  definiert [51]:

$$A_i(t) = A_{0,i} e^{-\frac{t}{\tau_i}} \quad \text{mit} \quad \tau_i = \frac{1}{a_i} \quad (6.2)$$

Im Weiteren wird der horizontale Fall mit der Dämpfungskonstante  $a_x = \frac{W_0}{2T_0 E} J_x$  betrachtet. Hierbei ist  $W_0$  die abgestrahlte Leistung in der Zeit eines Umlaufes  $T_0$  bei der Teilchenenergie  $E$ . Die horizontale Dämpfungszahl  $J_x$  ist eine Konstante des Beschleunigers. Für ELSA liegt die Dämpfungszeit bei einer Injektionsenergie von 1,2 GeV bei 91 ms. So ist über die ersten

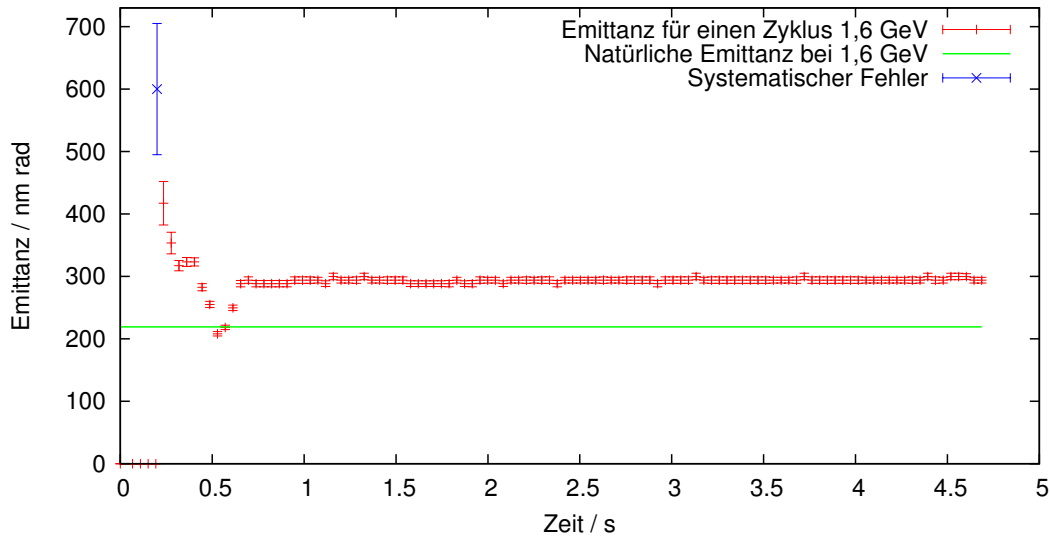


Abbildung 6.5: Messung der Emittanz im Stretcherring bei 1,6 GeV (rot). In grün ist die berechnete Emittanz zu dieser Energie dargestellt. Blau gibt den systematischen Fehler an.

aufgenommenen Messwerte die Emittanz aus dem Booster-Synchrotron dominant, erst langsam stellt sich das Strahlungsgleichgewicht ein. Nach einer halben Sekunde wird mit der Energieerhöhung begonnen, in diesem Fall von 1,2 auf 1,6 GeV. Hierbei erhöht sich die Emittanz gemäß der oben beschriebenen Energieabhängigkeit. Die zur Extraktion benötigten Elemente waren in diesem Fall ausgeschaltet und die Elektronen wurden für den restlichen Zyklus im Stretcherring gespeichert. Die Emittanz wird nach Beendigung der Energieerhöhung nur durch das Strahlungsgleichgewicht definiert und bleibt über den restlichen Beschleunigerzyklus konstant. Die gemessenen Werte entsprechen im Rahmen des systematischen Fehlers der mit MAD-X berechneten Emittanz. Die Messung für 2,35 GeV aus Abbildung 6.6 zeigt einen ähnlichen Verlauf. Auch hier ist am Beginn des Zyklus die dämpfende Wirkung des Stretcherrings auf die Elektronenverteilung aus dem Synchrotron sichtbar. Nach der Dämpfungsphase hat sich wieder die natürliche Emittanz bei einer Energie von 1,2 GeV eingestellt. Während der darauf folgenden Energieerhöhung ist der einhergehende Emittanzanstieg gut zu beobachten. Auch hier ist die Emittanz über den übrigen Teil des Zyklus konstant und entspricht im Rahmen des systematischen Fehlers der theoretisch erwarteten Emittanz. Für die in Abbildung 6.7 gezeigte Messung ist der gleiche Verlauf sichtbar. Allerdings ist der Anstieg der Emittanz gemäß der höheren Energie steiler und die maximale Emittanz größer. Auffällig sind hier die geringen Werte, welche in der Phase der Injektion und der Dämpfungsphase auftreten. Auch die Messwerte nach der Energieerhöhung liegen unter den theoretisch erwarteten Werten. Da mit der gleichen Dispersion und Betafunktion wie bei den vorangegangenen Messungen gerechnet wurde, ist anzunehmen, dass eine andere Kontrast- und die Helligkeitseinstellung des Synchrotronlichtmonitors die Ursache der Abweichung ist. Dies kann zu dunkleren Strahlprofilen und dadurch zu einer verringerten gemessenen Strahlbreite führen.

#### 6.4 Messung der Betafunktion in der externen Strahlführung

Zur zeitaufgelösten Emittanzmessung in der externen Strahlführung wird der Synchrotronlichtmonitor am Dipolmagneten MB3 verwendet. Analog zur Vorgehensweise der zeitaufgelösten Messung im Stretcherring muss die Betafunktion und die Dispersion am Ort der Messung bekannt sein. Um die Betafunktion an der Position des Synchrotronlichtmonitors in der externen

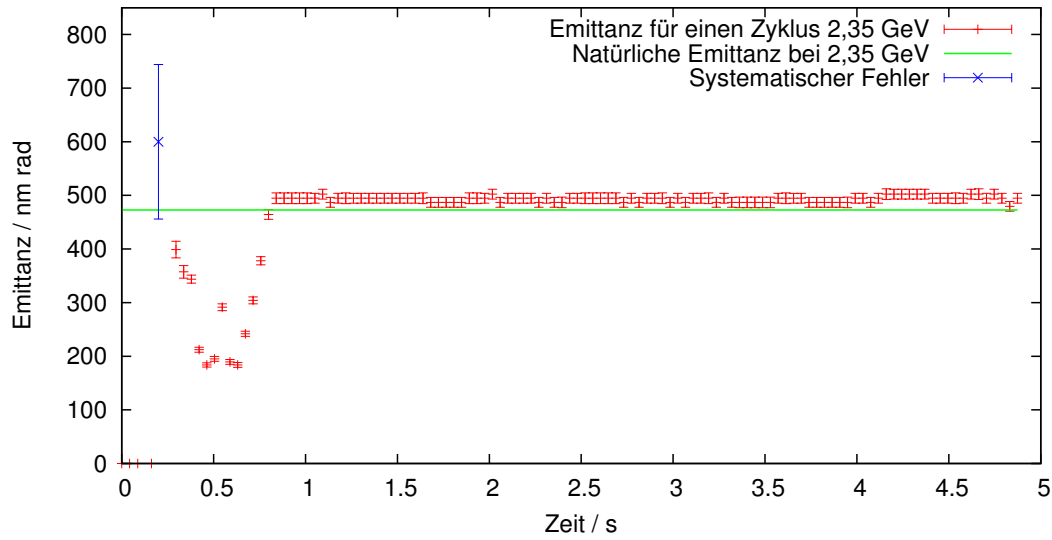


Abbildung 6.6: Messung der Emittanz im Stretcherring bei 2,35 GeV. In grün ist die berechnete Emittanz zu dieser Energie dargestellt. Blau gibt den systematischen Fehler an.

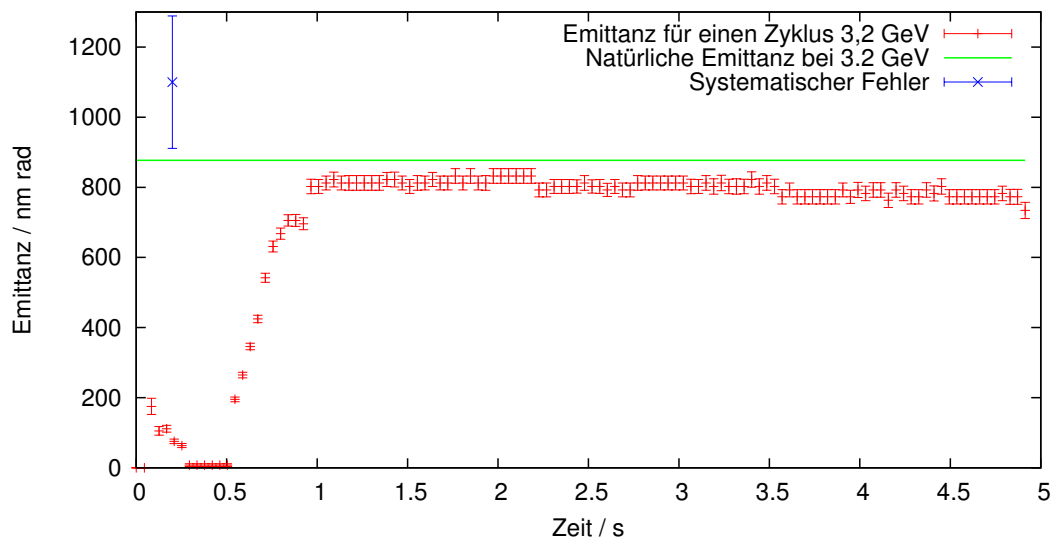


Abbildung 6.7: Messung der Emittanz im Stretcherring bei 3,2 GeV. In grün ist die simulierte Emittanz zu dieser Energie dargestellt. Blau gibt den systematischen Fehler an.

Ebene	$\beta_{\text{MB3}} / \text{m}$
horizontal	$16,48 \pm 3,9$
vertikal	$20,8 \pm 2,7$

Tabelle 6.1: Wert der Betafunktion am Synchrotronlichtmonitor des Dipolmagneten MB3.



Energie / GeV	Energiebreite in %
0,8	0,029
1,2	0,044
2,35	0,086
3,2	0,117

Tabelle 6.2: Energiebreite an ELSA.

Strahlführung zu bestimmen, kann nicht die gleiche Methode wie für den Stretcherring (siehe Abschnitt 6.1) verwendet werden, da für diese Methode eine zyklische Struktur durchlaufen werden muss. Allerdings kann auf die Methode des Quadrupolscans zurückgegriffen werden, da durch diesen nicht nur die Emittanz, sondern auch die Twissparameter bestimmt werden. Das Vorgehen ist hierbei das Gleiche, wie in Abschnitt 5.8.1 beschrieben. Nach der Bestimmung Parameter  $\epsilon\beta$ ,  $\epsilon\alpha$  und  $\epsilon\gamma$  und der Emittanz kann die Betafunktion am Ort des variierten Quadrupols QF1 bestimmt werden und mittels Gleichung 5.49 zum Quellpunkt des Synchrotronlichtmonitors transformiert werden. Die Ergebnisse dieser Messung sind in Tabelle 6.1 aufgeführt.

## 6.5 Messung der Dispersion in der externen Strahlführung

Für die Bestimmung der Dispersion an der Position des Synchrotronlichtmonitors wurde die im Rahmen von Abschnitt 5.7.2 gemessene Dispersionsfunktion genutzt. Es wurde der gewichtete Mittelwert aus der Messung der Dispersionsparameter in Abhängigkeit der Quadrupolstärke und der Messung der Dispersionsparameter in Abhängigkeit verschiedener Positionen entlang der externen Strahlführung gebildet. Mit Hilfe von Gleichung 5.9 und der Transfermatrix zwischen dem Quadrupolmagneten QF1 und dem Synchrotronlichtmonitor am Dipolmagneten MB3 kann die Dispersion am MB3 bestimmt werden:

$$D_{\text{MB3}} = 5,63 \pm 0,18 \text{ m.}$$

Hierbei ist zu erwähnen, dass dieser Wert stark von der Magneto-optik in der externen Strahlführung abhängt und nur für die hier präsentierten, zyklus aufgelösten Emittanzmessungen Gültigkeit hat.

## 6.6 Ergebnisse der simultanen Emittanzmessung

Die Messungen der Dispersion und der Betafunktion an den Positionen der Synchrotronlichtmonitore ermöglichen eine direkte Umrechnung der Strahlbreiten in Emittanzwerte. Für die vertikale Messung gilt der direkte Zusammenhang aus Gleichung 5.22, da die Dispersion aufgrund der geringen Kopplung zu vernachlässigen ist. In der horizontalen Ebene muss diese allerdings berücksichtigt werden und kann nach Gleichung 5.42 berechnet werden. Hier geht neben den gemessenen Größen der Dispersion und der Betafunktion noch die aus Gleichung 5.47 berechnete Energieunschärfe ein. Sie ist für typische Energien an ELSA in Tabelle 6.2 aufgeführt. Es wurden über einen Beschleunigerzyklus Strahlbreiten in beiden Ebenen mit einer maximalen zeitlichen Auflösung von 40 ms Sekunden aufgenommen. Die Ergebnisse für die horizontale Emittanz sind in Abbildung 6.8 dargestellt. Zu Beginn des Beschleunigerzyklus werden die Elektronen mit 1,2 GeV in den Stretcherring injiziert. Hierbei wird die Phasenraumverteilung der Elektronen durch das vorher durchlaufende Booster-Synchrotron vorgegeben. Wie oben erwähnt, ist die natürliche Emittanz im Booster-Synchrotron viel größer als im Stretcherring. Da sich die Dämpfungszeit nach Gleichung 6.2 proportional zur Energie verhält und zum Zeitpunkt der Injektion zwischen

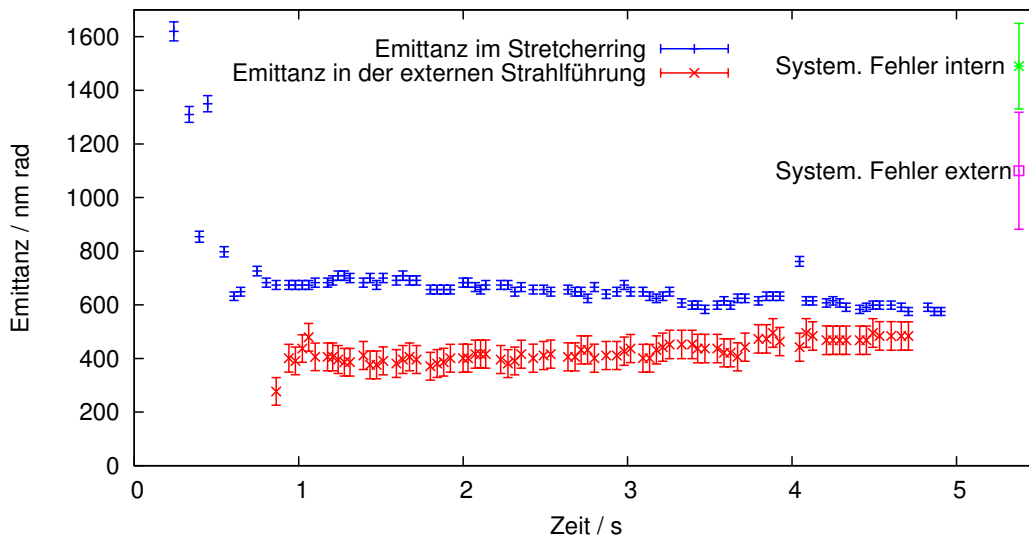


Abbildung 6.8: Horizontale Emittanz im Stretcherring und der externen Strahlführung bei 2,35 GeV.

90–100 ms liegt, reduziert sich die Emittanz aus dem Booster-Synchrotron in ELSA gemäß der Dämpfungszeit. Erst bei der folgenden Energieerhöhung verringert sich die Dämpfungszeit auf wenige Millisekunden, was zu einer schnellen Verkleinerung der Phasenraumverteilung auf die natürliche Emittanz führt. Nach einer Präparationszeit von ca. 50 ms beginnt die Extraktion zu den Experimenten.

Die Emittanz in der externen Strahlführung liegt für die Standardeinstellung (Energie:  $E = 2,35$  GeV, Arbeitspunkt:  $Q_x = 4,612$ , Sextupolstärke:  $S = 4\text{m}^3$ ) ein wenig unter der natürlichen Emittanz im Stretcherring. Die Emittanz in der externen Strahlführung steigt aufgrund der Arbeitspunktverschiebung über den Zyklus leicht an. Die Arbeitspunktverschiebung führt zu einer Verkleinerung der Separatrix und damit zu einer Erhöhung des Abstandes zwischen instabilem Fixpunkt und Septumschneide. Hierdurch kommt es zu einer Vergrößerung der Sprungweite und somit zu einem Anstieg der Emittanz. Im Stretcherring führt die Verringerung der Separatrix zu einer kleineren stabilen Phasenraumfläche und damit zu einem Abfallen der Emittanz. Der Übersichtlichkeit halber wurde der systematische Fehler (grün/pink) separat angegeben. Er beinhaltet die Ungenauigkeit der Dispersion und der Betafunktion am Ort der Messung, sowie die Änderung der gemessenen Strahlbreiten in Abhängigkeit des eingestellten Kontrasts und der Helligkeit. Dieser systematische Fehler führt zu einer Verschiebung der gesamten Werte, die relative Beziehung bleibt dabei gleich. Am Ende der Extraktionszeit gibt es einen vermeintlichen kurzen, starken Anstieg der Emittanz in der externen Strahlführung. Der in dieser Phase der Extraktion sehr geringe Strahlstrom führt zu einer sehr flachen horizontalen Projektion des Strahlprofils, was zu einer Verbreiterung der angepassten Gaußverteilung führt.

Die Ergebnisse der vertikalen Messungen sind in Abbildung 6.9 dargestellt. Auch in der vertikalen Ebene ist die erhöhte Emittanz während der Injektion und der Energieerhöhung sichtbar, allerdings entsprechend der Kopplung der Phasenräume untersetzt. Die Emittanz im Stretcherring bleibt in der vertikalen Ebene über die komplette Extraktion konstant, während die Emittanz in der externen Strahlführung leicht sinkt. Auffällig ist, dass es zu einer Vergrößerung der vertikalen Emittanz durch die Resonanzextraktion kommt. Dies ist durch die Kopplung der Phasenräume zu erklären. Sie wird durch die Fehlaufstellung von Quadrupolen erzeugt. Diese führen in Abhängigkeit der horizontalen Ablage zu einer vertikalen Ablenkung und damit zu einer Kopplung in den vertikalen Phasenraum. Bei der Resonanzextraktion durchlaufen jene

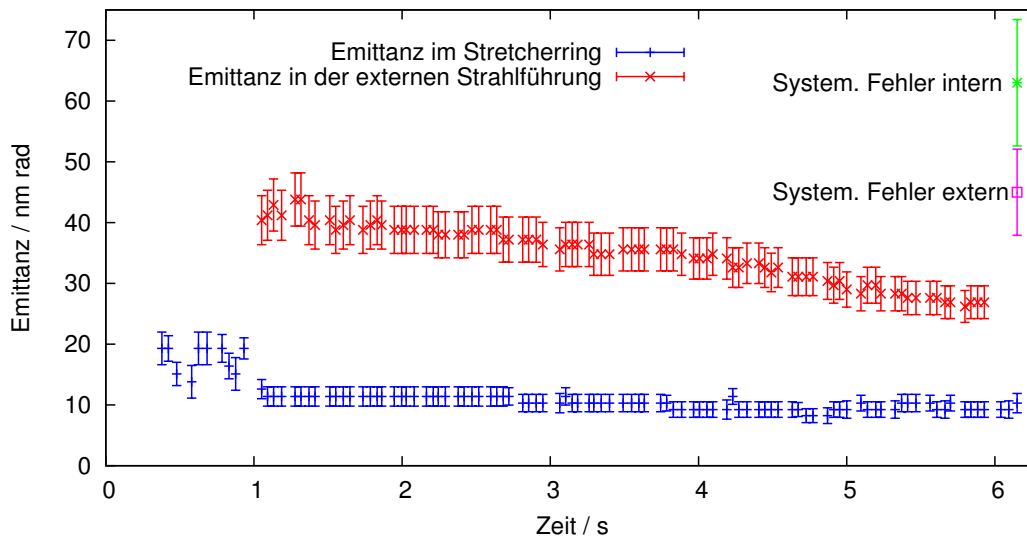


Abbildung 6.9: Vertikale Emittanz im Stretcherring und der externen Strahlführung bei 2,35 GeV.

Elektronen, die sich auf den Separatrixästen zur Septumschneide bewegen, besonders große horizontale Ablagen, was zu starken vertikalen Ablenkungen führt. So wird die Anregung durch die Resonanzextraktion auch in die vertikale Ebene gekoppelt. Die im stabilen Bereich des Phasenraums umlaufenden Elektronen im Stretcherring erfahren diese Anregung nicht. Dies führt zu einer Vergrößerung der vertikalen Emittanz in der externen Strahlführung durch die Anregung im Vergleich zu den stabil umlaufenden Elektronen im Stretcherring.



## 7 Kontrollsystemanbindung der Synchrotronlichtmonitore

Ziel der Auslese der Synchrotronlichtmonitore ist es, einen zentralen Ort zu schaffen, über den alle an ELSA verwendeten Synchrotronlichtmonitore steuerbar sind. Aufgrund der verschiedenen Zeitpunkte der Installation hatte jeder Synchrotronlichtmonitor ursprünglich seine eigene Ansteuerung. Die Bilder der zugehörigen Kameras wurden über verschiedene Framegrabber digitalisiert und über unterschiedliche Menüs im Kontrollsystem dargestellt. Die zugehörige Analysesoftware des Synchrotronlichtmonitors am Dipolmagneten M28 war aufgrund des Umbaus nur noch bedingt einsatzfähig und für den neuen Diagnoseplatz (siehe Abschnitt 8) außerhalb des Stretcherrings musste eine neue Anbindung geschaffen werden.

Die Nutzung der ursprünglichen Diagnose war nur mit genauer Kenntnis des Systems möglich. So ist ein wichtiges Ziel der neuen Auslese der Synchrotronlichtmonitore eine einfache Bedienbarkeit zu schaffen. Dies wurde dadurch realisiert, dass die Auslese für alle Monitore gleich strukturiert ist, um das Arbeiten mit dieser Analyse möglichst anwenderfreundlich zu gestalten. Um auch eine örtliche Bündelung der Diagnose mit Synchrotronlichtmonitoren zu erreichen, wurde ein PC eingerichtet, an dem die Auslese aller Synchrotronlichtmonitore möglich ist. Für Vergleiche zwischen den Strahlprofilen an verschiedenen Monitoren ist eine gleichzeitige Auslese von zwei analogen Videosignalen implementiert worden. Bei den verwendeten Kameras der Synchrotronlichtmonitore handelt es sich sowohl um analoge wie auch digitale Kameras. Es wurde eine geeignete Auslese von analogen wie auch digitalen Bildern umgesetzt. Um die Nutzung des Systems übersichtlich zu gestalten, ohne Verlust von Auswertungsmöglichkeiten, wurde die Analysesoftware auf zwei Ebenen aufgeteilt. Auf dem zentralen Diagnose-PC ist eine detaillierte Analyse mit weitreichender Einstellungsmöglichkeiten geschaffen worden, die die Möglichkeiten für tiefgehende Studien der Strahlprofile bietet. Auf der Ebene des Kontrollsystems sorgt eine übersichtliche Darstellung der Strahlprofile und der wichtigsten Messgrößen dafür, dass die Erkenntnisse aus den Strahlprofilmessungen auch ohne tiefere Kenntnis der Analysesoftware genutzt werden können.

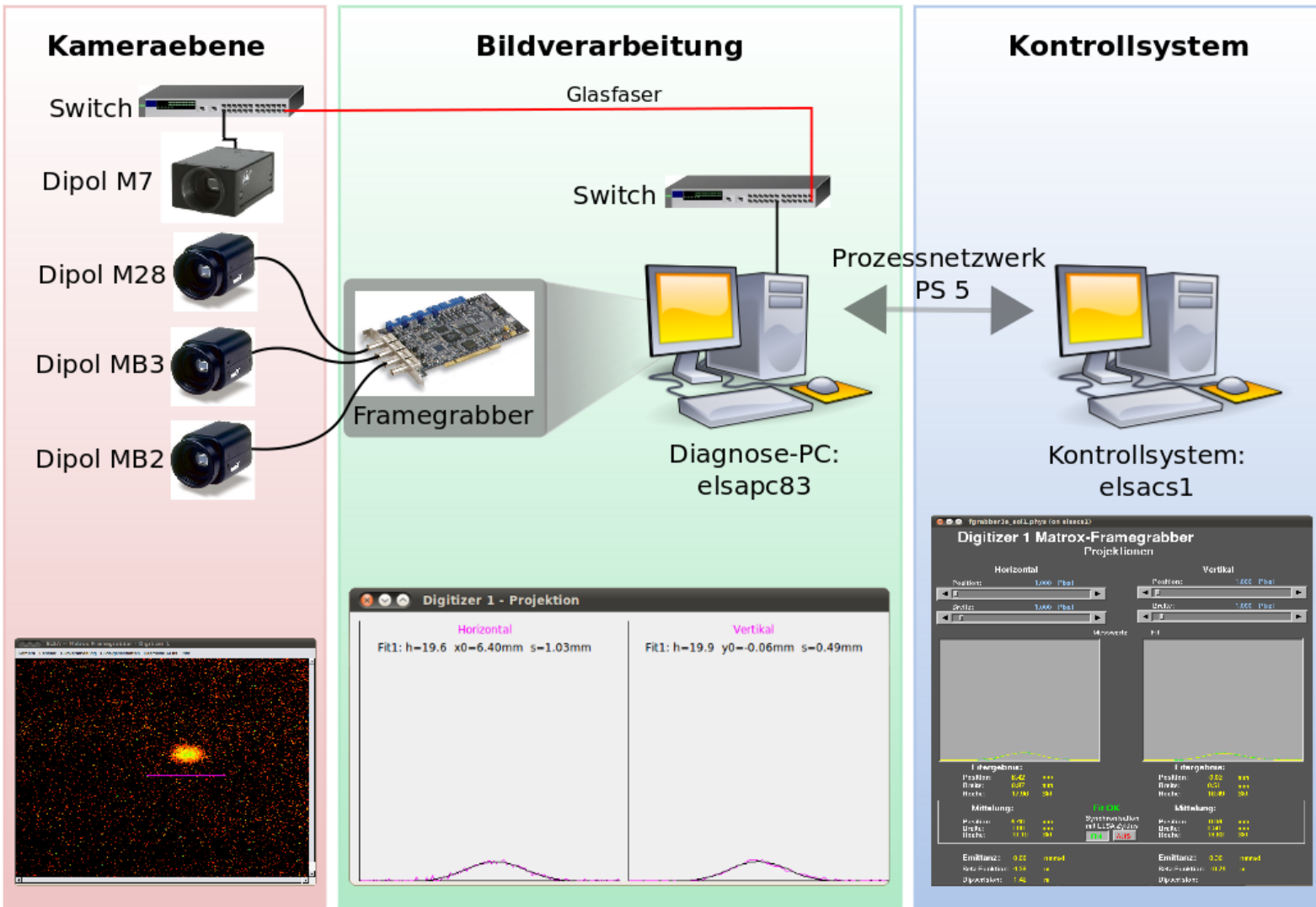
### 7.1 Hardwarekomponenten der Auslese und Analyse

Als Mittelpunkt der Bildverarbeitung und -analyse der Synchrotronlichtmonitore dient der eigens hierfür eingerichtete PC "Elsapc 83". Er ist mit einem speziellen Framegrabber zur Digitalisierung von analogen Kamerasignalen ausgestattet. Die eingehenden Bildsignale der verschiedenen Synchrotronlichtmonitore werden hier verarbeitet. Mit der später vorgestellten Software ist die Messung der Strahlprofile möglich. Die Ergebnisse dieser Messung werden über das Prozessnetzwerk an das Kontrollsystem übermittelt. Ein schematischer Aufbau ist in Abbildung 7.1 dargestellt. In diesem Abschnitt wird der Aufbau im Einzelnen beschrieben und erklärt.

#### 7.1.1 Kameras

An den Synchrotronlichtmonitoren am Dipolmagneten M28 im Stretcherring und in den externen Strahlführungen am Dipolmagneten MB2 und MB3 sind analoge Kameras vom Typ WATEC 502 eingebaut. Sie zeichnen sich durch eine hohe Lichtempfindlichkeit aus. Ihre Bauweise ist sehr kompakt (Maße: 30 mm x 30 mm x 54 mm) [48], so dass auch ein Einbau bei engen Platzverhältnissen wie in den externen Strahlführungen gut umzusetzen ist. Aufgrund der vorherrschenden Strahlenbelastung des CCD-Chips ist ein regelmäßiger Austausch der Kamera notwendig. Die geringen Beschaffungskosten sind somit ebenfalls ein positives Kriterium. Die optischen Eigenschaften des CCD-Chips sind in Abschnitt 4.1.4 sowie 4.2.1 detailliert beschrieben. Die verwendeten CCD-Kameras stellen ein analoges Ausgangssignal über eine BNC-Buchse zur Verfügung. Das ausgegebene Bild hat eine Bildwiederholrate von 25 Hz und ist ungetriggert.

Abbildung 7.1: Schematischer Aufbau der Synchronlichtdiagnose.



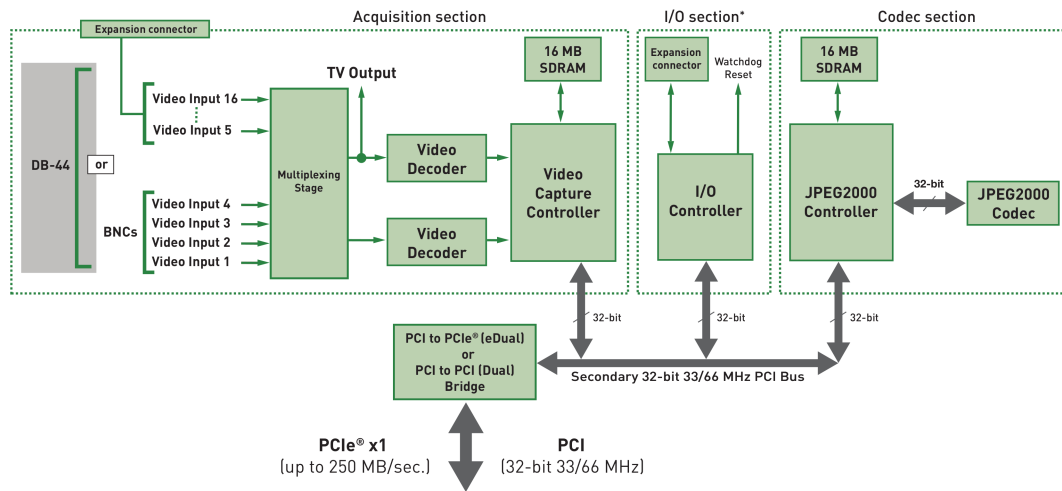


Abbildung 7.2: Schematischer Aufbau des Framegrabbers [30].

Die Videosignale werden über BNC-Kabel mit  $75 \Omega$  zum Elsapc 83 übermittelt. Dort folgt die weitere Bildverarbeitung.

Für den neuen Strahldiagnoseplatz (siehe Abschnitt 8) ist dieser Aufbau nicht umzusetzen, da die Entfernung zum Elsapc 83 weit über 50 m beträgt und damit eine Verstärkung des Videosignals notwendig wäre. Zusätzlich soll der hier betriebene Synchrotronlichtmonitor im UV-Bereich betrieben werden. Der Chip der Kamera WATEC-502 ist in diesem Wellenlängenbereich nicht sensitiv. Deshalb wurde hier die digitale und UV-fähige Kamera CM-140GE-UV von der Firma JAI installiert. Neben der geforderten Sensitivität im UV-Bereich zeichnet sie sich durch eine kompakte Bauweise und GigE Vision Schnittstelle aus. Die Kamera ist über ein Ethernetkabel an einen lokalen Switch angeschlossen. Dieser ist über eine Glasfaserleitung mit einem Switch im Kontrollraum verbunden und stellt den Zugang zum Prozessnetzwerk PS5 sicher. Der Elsapc 83 ist ebenfalls mit dem Prozessnetzwerk verbunden und kann somit direkt auf die Kamera zugreifen. Das System kann jederzeit um weitere analoge und digitale Kameras erweitert werden.

### 7.1.2 Diagnose-PC mit Framegrabber

Der verwendete Diagnose-PC Elsapc 83 ist ein gängiger Desktop-PC ausgestattet mit einem Linux Betriebssystem. Zur Verarbeitung von analogen Videosignalen ist er mit dem Framegrabber Morphis 2VDE/84 der Firma Matrox Electronic Systems Ltd. ausgestattet. Der schematische Aufbau des Framegrabbers ist in Abbildung 7.2 dargestellt. Über vier BNC-Buchsen können die analogen Videosignale eingespeist werden. Über ein Erweiterungskabel ist es möglich bis zu 16 Quellen anzuschließen. Der nachfolgende Multiplexer selektiert bis zu zwei Eingangskanäle und leitet deren analoges Videosignal zu einem der beiden Video-Decoder, die mit dem Video Capture Controller für die Digitalisierung sorgen. Über den 32-bit 33/66 MHz PCI-Bus können die Daten an den JPEG200 Controller zur Kompression der Bilder und über den I/O-Controller extern getriggert werden [30]. Über die PCIe Schnittstelle werden die digitalisierten Bilder in nahezu Echtzeit dem Diagnose-PC zur Verfügung gestellt. Über eine Gigabit Ethernet Schnittstelle ist der Elsapc 83 mit dem lokalen Netzwerk verbunden. Hierüber ist die Datenübertragung aller digitalen Kameras möglich.

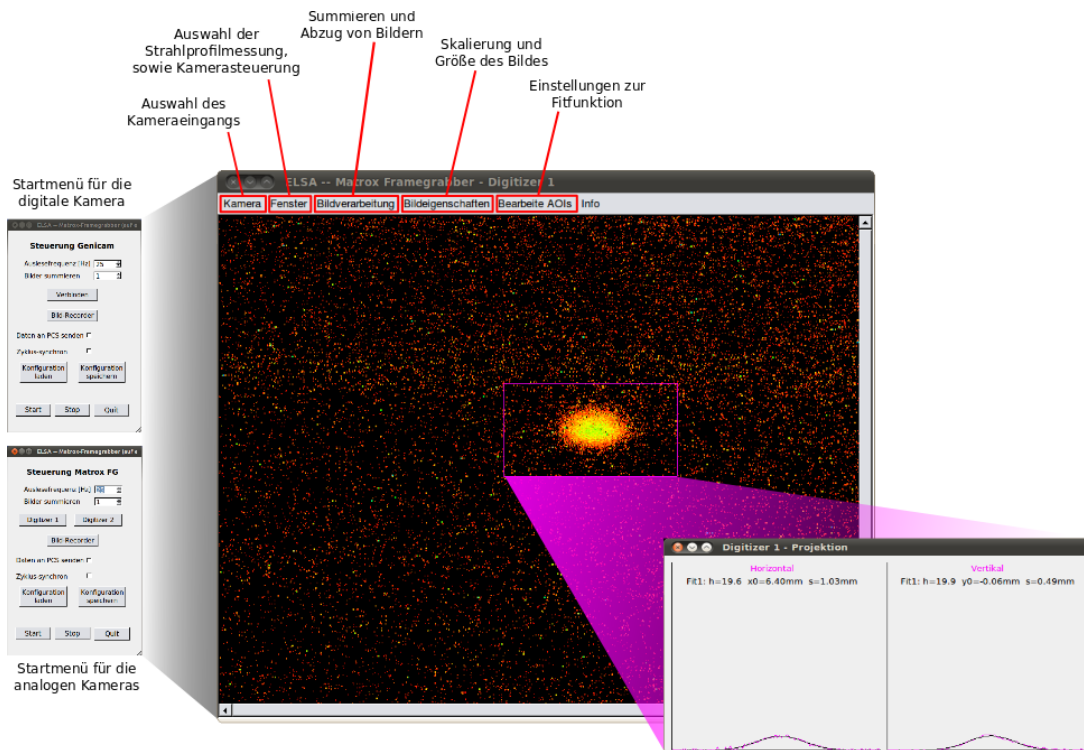


Abbildung 7.3: Menüaufbau der Bildverarbeitung.

## 7.2 Software zur Strahlprofilmessung

Die Verarbeitung der Videosignale teilt sich auf zwei Ebenen auf. Auf dem Elsapc 83 wird die Aufbereitung und Darstellung der eingehenden Videosignale vorgenommen. Hier können auch Profilmessungen durchgeführt, wie auch Bilder gespeichert werden.

Die auf dem Elsapc 83 erstellten Daten werden im nächsten Schritt an das Kontrollsystem übermittelt. Dort kann eine weitere Analyse unter Berücksichtigung verschiedener Einstellungen des Timings und der Magnetoptik durchgeführt werden. Über das Kontrollsystem ist es ebenso möglich die einzelnen Komponenten der Synchrotronlichtmonitore zu steuern und zu kontrollieren. Im Folgenden wird ein Überblick über den Aufbau und die Nutzungsmöglichkeiten der entwickelten Software wie auch der Kontrollsystemmenüs gegeben.

### 7.2.1 Bildverarbeitungssoftware

Die Bildverarbeitungssoftware auf dem Elsapc 83 wurde im Rahmen dieser Arbeit mit Hilfe der Entwicklersoftware MIL Lite 9.0 von der Firma Matrox Electronic Systems Ltd. programmiert. Dieses Softwarepaket bietet Grundbausteine der Bildverarbeitung, die mit Hilfe der C++ Klassenbibliothek Qt4 an die jeweiligen Benutzerbedürfnisse angepasst werden können. Es wurde eine Software zur Bildverarbeitung der, mit dem Framegrabber digitalisierten, Videosignale entwickelt. Im Hauptmenü dieses Programms kann einer der beiden Video-Decoder gewählt werden. Hier kann auch der Bildrecorder zur Aufnahme von Bilderserien aufgerufen werden. Die Bilder werden im Bitmap-Format abgespeichert. Das Hauptmenü bietet die Möglichkeit, eine Konfigurationsdatei zu laden, um gewünschte Voreinstellungen aufzurufen. Nach Eingabe dieser Einstellungen, kann das Menüfenster mit dem digitalisierten Bild des ausgewählten Decoders über den *Start*-Knopf geöffnet werden. In Abbildung 7.3 ist das Menüfenster und das Fenster des geöffneten Video-Decoders zu sehen. In diesem Menüfenster gibt es Einstellungsmöglichkeiten,



die in der oberen Menüleiste gewählt werden können. Es kann der Kameraeingang des Video-Decoders gewechselt werden. Der Kontrast, Helligkeit und die Darstellungsart, wie Graustufen oder spektrale Darstellungen können zur Optimierung des Bildes geändert werden. Es besteht die Möglichkeit ein Hintergrundbild abzuspeichern und zu laden. Dieses geladene Hintergrundbild kann vom aktuellen Bild abgezogen werden.

Ist die Darstellung des Bildes zufriedenstellend, kann die Strahlprofilmessung genutzt werden. Es kann zwischen verschiedenen Strahlprofilmessvarianten gewählt werden. Unter anderem kann das Intensitätsprofil einer horizontalen und vertikalen Pixelreihe ausgelesen oder eine Fläche gewählt werden, in der die Pixelreihen horizontal und vertikal summiert werden. Nach der Wahl der Strahlprofilmessvariante kann das gemessene Strahlprofil dargestellt werden. Dieses wird in einem separaten Fenster visualisiert (siehe Abbildung 7.3). An diese Strahlprofile können verschieden Funktionen zur Strahlbreitenmessung angepasst werden. Im Menüfenster der Strahlprofilmessung wird die gewählte Funktion ebenfalls angezeigt, sowie die daraus errechnete Strahlbreite und -position. Die so ermittelte Strahlbreite und -position kann mit einer maximalen Frequenz der Bildwiederholrate der Kameras abgespeichert werden. Diese Datei beinhaltet die Messwerte, die Fehler der Werte und den Messzeitpunkt sowie die Zyklusnummer.

Das Programm für die Auswertung der digitalen Kamera ist zu dem beschriebenen Programm zur Auswertung der analogen Kameras in großen Teilen identisch. Nur die Auswahl des Decoders im Hauptmenü entfällt. Dies reduziert den Programmieraufwand und erleichtert die Bedienbarkeit des Programms. Die beiden Programme können parallel genutzt werden, so dass zwei analoge und eine digitale Kamera parallel ausgewertet werden können.

### 7.2.2 Kontrollsystemanbindung

Die Kontrollsystemanbindung enthält sowohl die Darstellung und Auswertung der Strahlprofile, sowie die Überwachung und Steuerung der Synchrotronlichtmonitore. Die Menüstruktur aller Menüs, die den Synchrotronlichtmonitoren zuzuordnen sind, ist in Abbildung 7.4 dargestellt.

Wählt man im Hauptmenü des Kontrollsystems den Bereich "Strahl-diagnose" findet man hier den Bereich "SYLI-Monitor". Bei Auswahl dieses Menüpunktes gelangt man in das Hauptmenü des Synchrotronlichtbereichs. Hier können die Menüs zur Kontrolle und Steuerung der Strahlführungen der Synchrotronlichtmonitore ausgewählt werden. Durch Anwählen des Dipolmagneten der jeweiligen Strahlführung gelangt man in das dazugehörige Untermenü. Wie in Abbildung 7.4 zu sehen, kann hier der Druck entlang der Strahlführungen überprüft werden. Es können die Vakuumventile, die wassergekühlte Klappe und der Beamshutter angesteuert werden. In einem Untermenü der Diagnosestrahlführung kann zudem die Hauptlinse der Optik eingestellt werden. Dies ermöglicht das Scharfstellen der Optik bei Strahlbetrieb.

Ein Untermenü zum Synchrotronlichtmonitor am Dipolmagneten M28 ermöglicht die Positionierung einer Glasfasereinkopplung für das Synchrotronlicht. Diese ermöglicht das Auskoppeln des Synchrotronlichts zur Untersuchung der longitudinalen Zeitstruktur.

Im Übersichtsmenü der Synchrotronlichtmonitore kann auf die Ergebnisse der Strahlprofilmessung der Diagnosesoftware zugegriffen werden. Der Aufbau ist für beide Digitizer identisch. Die darunter liegende Matrix deutet an, welcher Synchrotronlichtmonitor auf welchem Digitizereingang liegt. Das Digitizermenü umfasst die Darstellung der Strahlprofile in beiden transversalen Ebenen und der im Diagnoseprogramm ausgewählten Fitfunktion. Über Schieberegler können die visualisierten Bereiche verändert werden. Beispielfhaft ist der untere Bereich des Digitizermenüs in Abbildung 7.5 zu sehen.

Hier werden die horizontalen und vertikalen Fitergebnisse, die das Diagnoseprogramm auf Elsapc 83 berechnet, angezeigt. Um einen Durchschnittswert zu erhalten, werden die über einen Beschleunigerzyklus gemittelten Werte und ihre Fehler ermittelt und dargestellt. Dies ist nur

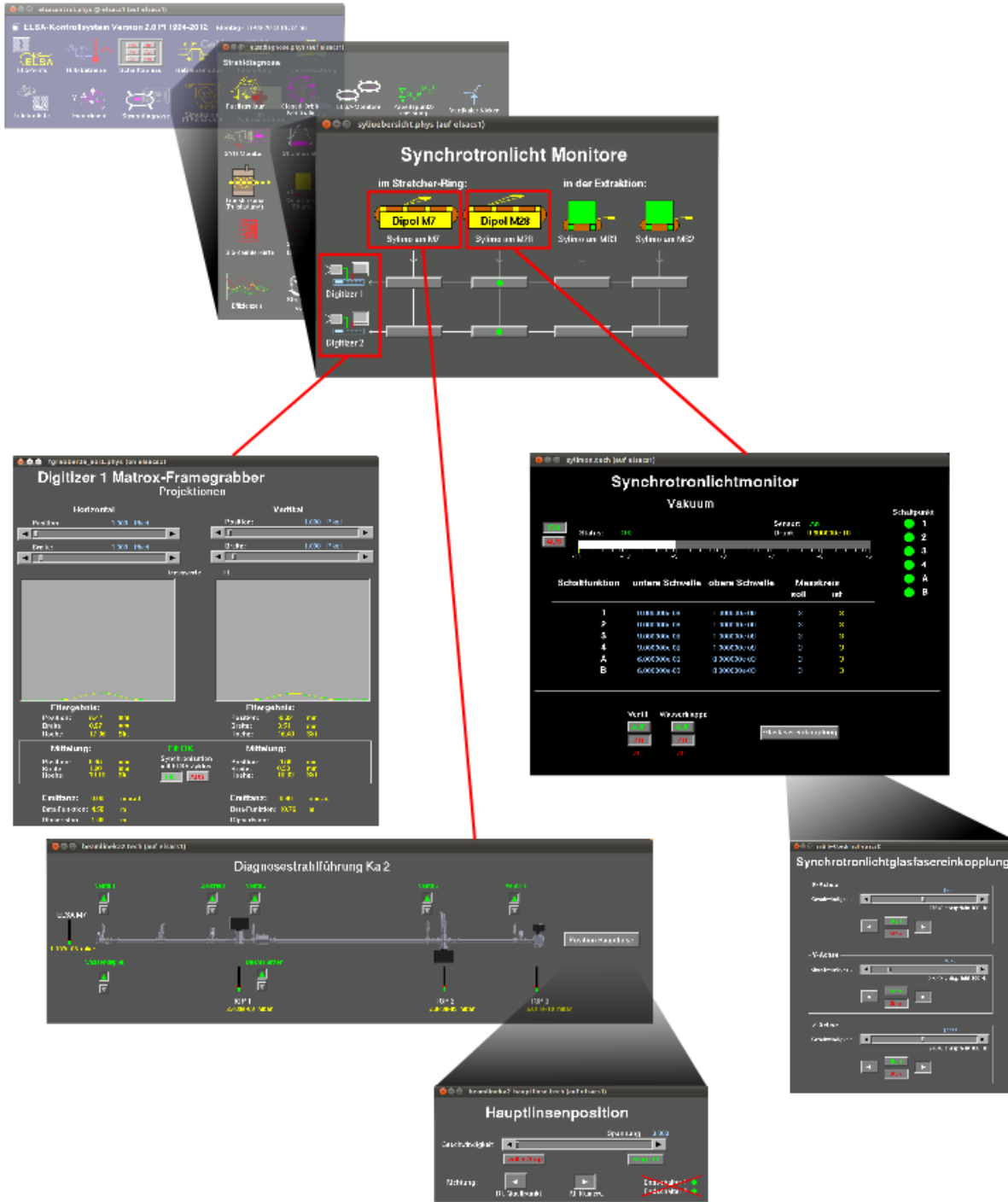


Abbildung 7.4: Struktur der Kontrollsystemmenüs.

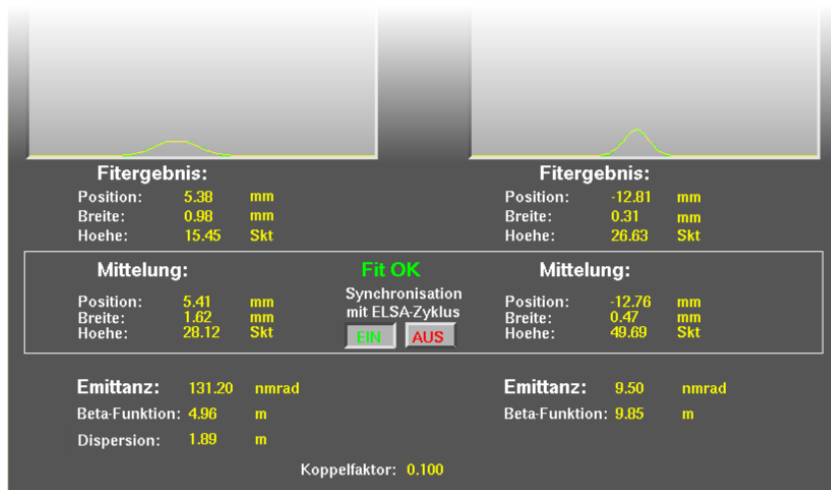


Abbildung 7.5: Wertebereich der Digitizermenüs.

für den Nachbeschleunigermodus möglich. Um die Emittanz zu bestimmen, werden die dafür benötigte Betafunktion und Dispersion an der Stelle des Quellpunkts des Synchrotronlichtmonitors mit Hilfe der SIMLIB berechnet und im Kontrollsystem visualisiert. Mit den gemittelten Strahlbreiten kann so die Emittanz bestimmt werden. Aus der horizontalen und vertikalen Emittanz wird zusätzlich der Koppelfaktor berechnet und im Digitizermenü angezeigt. Im Kontrollsystemmenü der Synchrotronlichtmonitore werden somit die direkt aus der Analyse der Strahlprofile erhaltenen Werte, wie auch die aus ihnen resultierenden beschleunigerrelevanten Strahlparameter visualisiert.



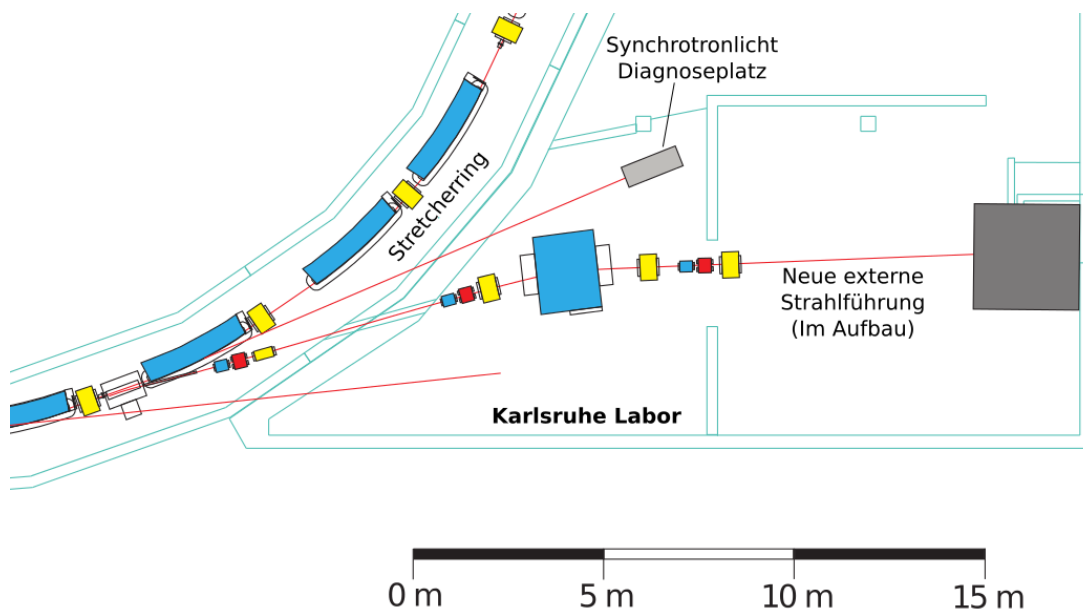


Abbildung 8.1: Karlsruhe Labor mit neuem Synchrotronlicht-Diagnoseplatz.

## 8 Ein neuer Synchrotronlicht-Diagnoseplatz an ELSA

Zur Diagnose mit Synchrotronlicht stand im Stretcherring bisher der im Rahmen der Diplomarbeit [53] optimierte Synchrotronlichtmonitor am Dipolmagneten M28 zur Verfügung. Der gesamte Aufbau dieses Synchrotronlichtmonitors befindet sich im Beschleunigerring und ist damit der beim Betrieb der Beschleunigeranlage erzeugten Strahlung ausgesetzt. Die Optik des Synchrotronlichtmonitors ist auf einem optischen Tisch zwischen zwei Dipolmagneten installiert. Dieser Umstand erfordert einen platzsparenden Aufbau und den Einsatz von strahlungsresistenten Diagnoseelementen. Eine genaue Beschreibung dieses Messplatzes befindet sich in Abschnitt 4.1.4. Um die Möglichkeiten der optischen Diagnose an ELSA zu verbessern, wurde im Rahmen dieser Arbeit ein neuer Diagnoseplatz im sogenannten Karlsruhe Labor geplant, aufgebaut und in Betrieb genommen. Wie in Abbildung 8.1 gezeigt, befindet sich das Karlsruhe Labor benachbart zum Stretcherring hinter der Betonabschirmung. Aufgrund der Entfernung zwischen Quellpunkt der Synchrotronstrahlung und dem Karlsruhe Labor hat die Strahlführung eine Länge von etwa 12 m. Aufgrund der räumlichen Trennung zwischen Beschleuniger und Diagnoseplatz ist die Strahlenbelastung für die eingesetzte Diagnostik verschwindend gering. Hierdurch ist auch der Einsatz von nicht strahlungsresistenter Elektronik möglich. Dies ermöglicht den Aufbau einer Strekkamera zur Bunchlängenmessung an diesem Diagnoseplatz.

Aufgrund des großen Experimentierplatzes kann zusätzlich ein weiterer Synchrotronlichtmonitor installiert werden. Um das beugungsbegrenzte Auflösungsvermögen im Vergleich zu den schon installierten Synchrotronlichtmonitoren zu verbessern, wird dieser Monitor bei einer Wellenlänge von 200 nm betrieben. Diese Wellenlänge stellt wiederum besondere Anforderungen an die Strahlführung und das verwendete optische System. In diesem Kapitel wird das Konzept, der Aufbau und die Inbetriebnahme der neuen Strahlführung und des Synchrotronlichtmonitors beschrieben.

### 8.1 Die Strahlführung

In diesem Abschnitt soll ein Überblick über den Aufbau der Strahlführung gegeben werden. Auf die Verwendung und Details der jeweiligen Elemente wird in den nächsten Abschnitten eingegan-

gen. In Abbildung 8.2 ist ein Überblick über die Strahlführung in das Karlsruhe Labor gegeben. Die Mauer, die den Beschleuniger von dem Labor trennt, ist der Übersichtlichkeit halber ausgeblendet. Die Wahl der Apertur und damit der Raumwinkel des genutzten Synchrotronlichts hat großen Einfluss auf die Abbildungseigenschaften des Synchrotronlichtmonitors. So ist der zu nutzende Winkelbereich maßgebend für den Rohrdurchmesser und die Gestaltung aperturbegrenzender Elemente der Strahlführung. In Abschnitt 8.2 wird die Wahl der Apertur und des genutzten Raumwinkels erläutert. Der Spiegel am Ende der Strahlführung, der den zur Diagnose erwünschten Teil des Synchrotronlichtspektrums aus der Ebene des Beschleunigers reflektiert, ist der gesamten Leistung der Synchrotronstrahlung des genutzten Raumwinkels ausgesetzt. Der Zeitpunkt, ab dem eine Schwärzung des Spiegels auftritt, hängt entscheidend von der Qualität des dort vorherrschenden Vakuums ab. In Abschnitt 8.3 wird erläutert, wie ein Druck am Spiegel erreicht wird, der eine Schwärzung des Spiegels verhindert. Die optischen Eigenschaften des Spiegels am Ende der Strahlführung sind für das Auflösungsvermögen und die Qualität der gemessenen Strahlprofile maßgebend. In Abschnitt 8.4 werden die FEM-Analysen sowie die Fertigung des Spiegels beschrieben. In Abschnitt 8.5 wird die Installation der Strahlführung zusammengefasst. Die notwendige Optik für den Synchrotronlichtmonitor wird in Abschnitt 8.6 vorgestellt. Um optimale Strahlprofile zu messen, muss die verwendete Optik möglichst genau auf den Quellpunkt des Synchrotronlichts fokussiert werden. Die hierzu installierte Hardware und ihre Justierung werden in Abschnitt 8.7 beschrieben. Zuletzt werden in Abschnitt 8.8 die ersten Profilmessungen am neuen Diagnoseplatz vorgestellt.

## 8.2 Wahl des Winkelbereichs

Der Winkelbereich des Synchrotronlichtes, der später zur Diagnose zur Verfügung stehen soll, hat große Auswirkungen auf die Abbildungseigenschaften des später verwendeten Synchrotronlichtmonitors, wie auch auf die Abmessungen der verwendeten Bauteile der Strahlführung. Diese Ausmaße, insbesondere die Durchmesser der Strahlrohre wirken sich auf den Leitwert und damit auf das Vakuum entlang der Strahlführung aus. Der gewählte Winkelbereich legt die minimale Fläche des Spiegels fest und liefert somit die Randbedingungen für das Spiegeldesign. Für die weitere Planung der Strahlführung musste zunächst der genutzte Öffnungswinkel des Synchrotronlichtes bestimmt werden.

### 8.2.1 Verbreiterung der Abbildung

Die Wahl des Öffnungswinkels hat direkte Auswirkungen auf die Abbildungseigenschaften des Synchrotronlichtmonitors. Dieser erzeugt ein Abbild des transversalen Strahlprofils durch das Fokussieren der Optik auf den Quellpunkt des Synchrotronlichtes. Das ursprüngliche Strahlprofil kann durch Abbildungsfehler verbreitert dargestellt werden. Im weiteren werden die verschiedenen Quellen für Abbildungsfehler kurz erläutert und die Berechnung der minimalen Verbreiterung dargestellt.

Die in einem Öffnungswinkel emittierten Photonen stammen von einem Kreissegment der Krümmungsbahn des Beschleunigers. Durch die Projektion dieses Kreissegment wird das Strahlprofil verbreitert dargestellt. Die Verbreiterung  $\sigma_K$  für ein Gaußprofil hängt vom Beschleunigerradius  $R$  und dem Öffnungswinkel  $\Theta_h$  [38] ab:

$$\sigma_K = \frac{1}{2} R \Theta_h^2. \quad (8.1)$$

Durch die endliche Schärfentiefe des optischen Systems des Synchrotronlichtmonitors kommt es zu einer Überlagerung von Strahlprofilen aus dem abgebildeten Emissionsbereich. Dies führt zu

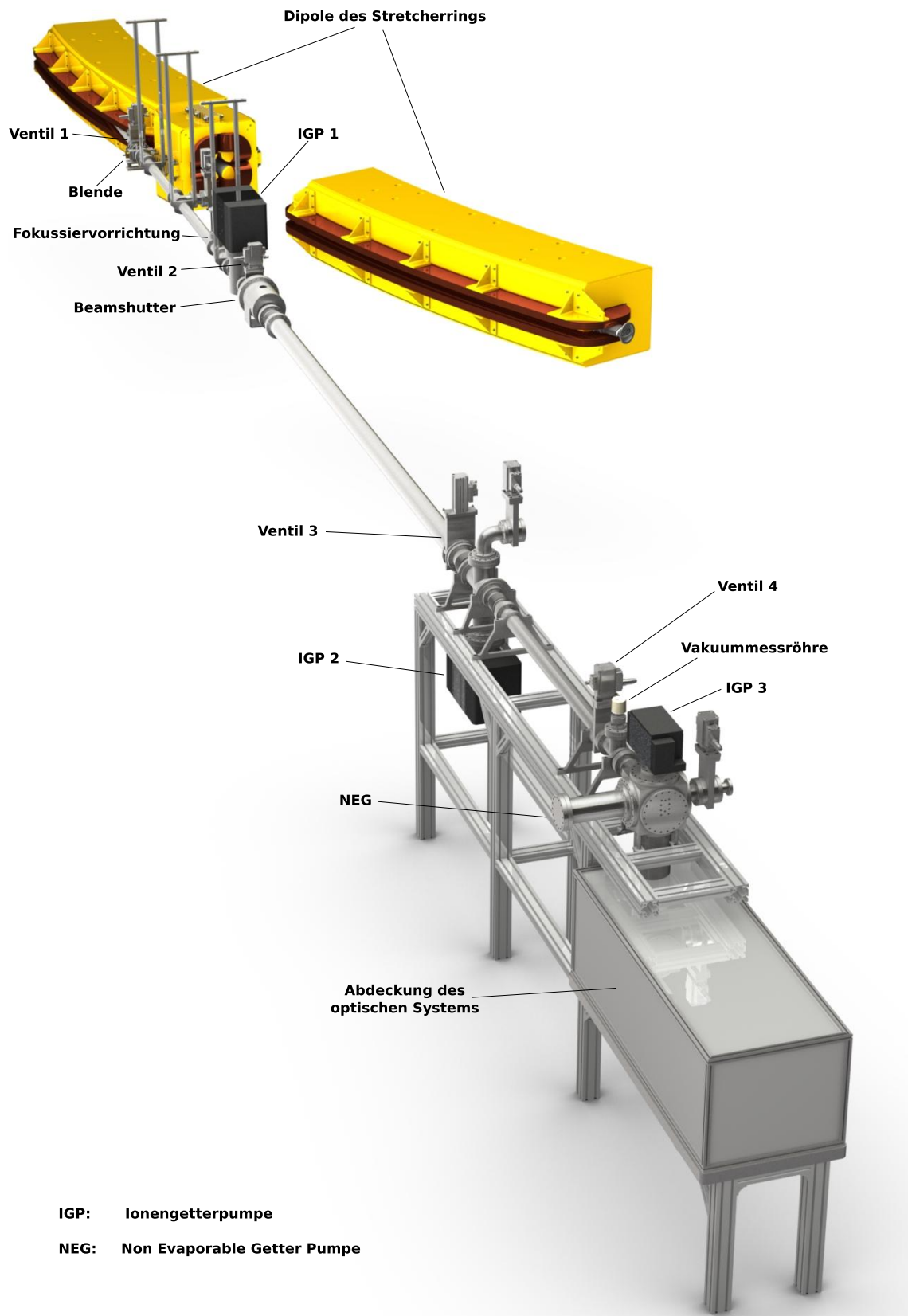


Abbildung 8.2: Überblick über die Strahlführung zum neuen Diagnoseplatz.

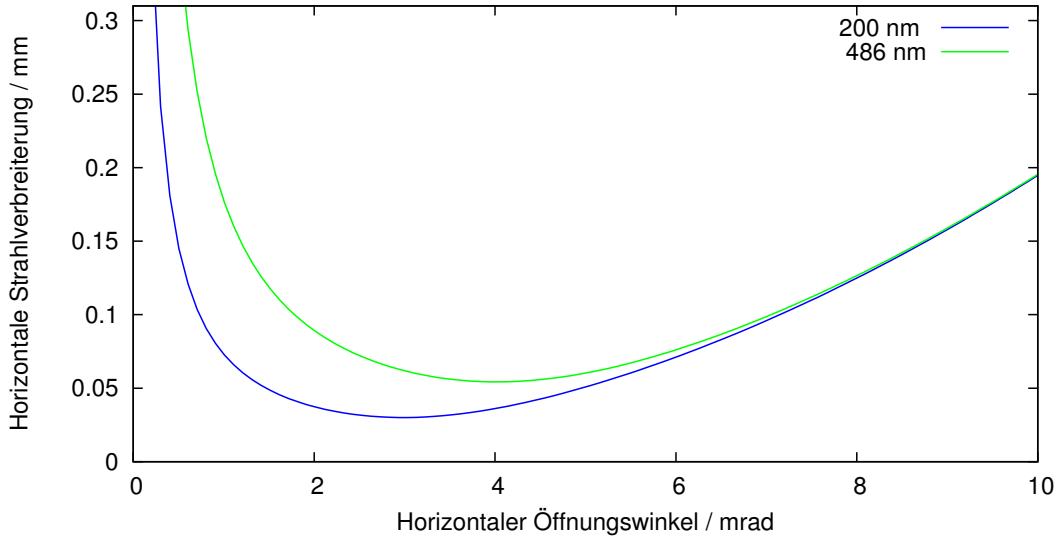


Abbildung 8.3: Horizontale Strahlverbreiterung in Abhängigkeit des horizontalen Öffnungswinkels für 200 nm (blau) und 486 nm (grün).

einer Verbreiterung  $\sigma_s$  [27],[4]:

$$\sigma_s \approx \frac{1}{2} R \Theta_h \Theta_i \quad \text{mit} \quad i = \{h, v\}. \quad (8.2)$$

$\Theta_i$  steht hier für den Öffnungswinkel der jeweils betrachteten Ebene. So ist die Verbreiterung in der vertikalen Ebene vom horizontalen Öffnungswinkel abhängig, da der Emissionsbereich durch den horizontalen Öffnungswinkel begrenzt ist. Die Beugung an der Blende, die den Öffnungswinkel definiert, führt zur einer Verbreiterung  $\sigma_b$  des abgebildeten Strahlprofils:

$$\sigma_b \approx 0,18 \frac{\lambda}{\Theta}. \quad (8.3)$$

Die Verbreiterung des Strahlprofils durch die Bahnkrümmung und die Schärfentiefe nehmen mit größeren Öffnungswinkeln zu. Die Beugung verursacht eine zunehmende Verbreiterung für kleine Winkel. Daraus ergibt sich ein Minimum der Strahlverbreiterung. Da die Verbreiterung des Strahlprofils durch die Bahnkrümmung nur in der horizontalen Ebene auftritt, sind die Minima für beide transversalen Ebenen unterschiedlich. Die Verbreiterung in der horizontalen Ebene  $\sigma_x$  ist gegeben durch:

$$\sigma_x = \sqrt{\sigma_k^2 + \sigma_s^2 + \sigma_b^2}. \quad (8.4)$$

In der vertikalen Ebene ist die Gesamtverbreiterung:

$$\sigma_z = \sqrt{\sigma_s^2 + \sigma_b^2}. \quad (8.5)$$

Hierbei ist der Beitrag der Beugung von der beobachteten Wellenlänge abhängig. Um eine möglichst geringe Verbreiterung der gemessenen Strahlprofile und damit ein verbessertes Auflösungsvermögen zu erreichen, wird der neue Synchrotronlichtmonitor bei 200 nm Wellenlänge betrieben. In Abbildung 8.3 ist die horizontale Verbreiterung in Abhängigkeit des Öffnungswinkels aufgetragen. Zum Vergleich ist hier auch die Verbreiterung des Strahlabbildes für den Synchrotronlichtmonitor am Dipolmagneten M28 dargestellt. Deutlich zu erkennen ist die stark zunehmende Verbreiterung durch den Effekt der Beugung für sehr kleine Öffnungswinkel. Für große Öffnungswinkel nimmt die Verbreiterung verursacht durch den Einfluss der Schärfentiefe und



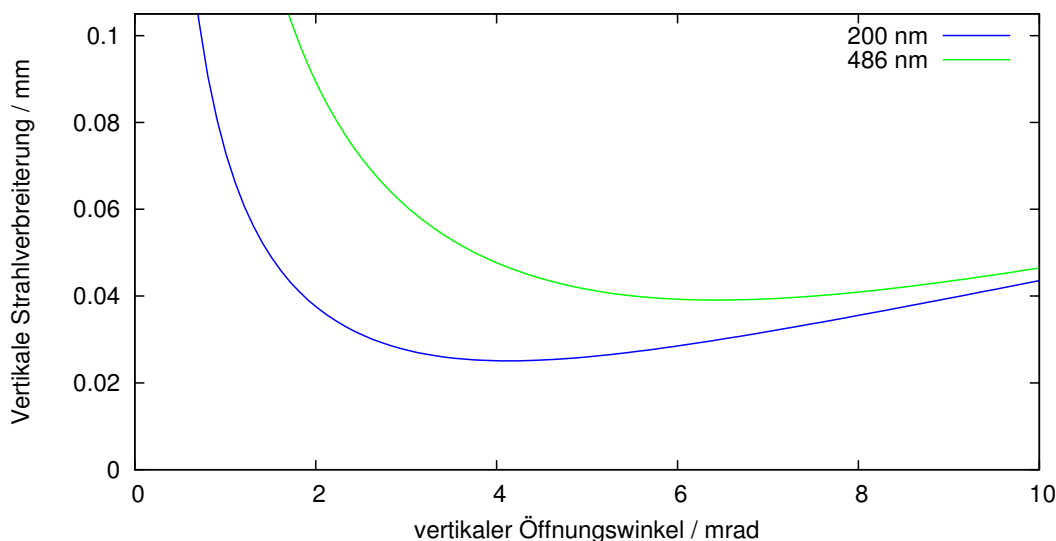


Abbildung 8.4: Vertikale Strahlverbreiterung in Abhängigkeit des horizontalen Öffnungswinkels für 200 nm (blau) und 486 nm (grün)..

Ebene	Öffnungswinkel	Abbildungsfehler
horizontal	3 mrad	30 $\mu\text{m}$
vertikal	4,1 mrad	25 $\mu\text{m}$

Tabelle 8.1: Öffnungswinkel für minimale Abbildungsfehler.

der Bahnkrümmung zu. In Abbildung 8.4 ist die Verbreiterung des beobachteten Strahlprofils in der vertikalen Ebene zu sehen. Da die Verbreiterung durch die Schärfentiefe in der vertikalen Ebene von dem horizontalen Öffnungswinkel abhängt, wurde hier der Öffnungswinkel bei minimaler Verbreiterung aus Gleichung 8.4 eingesetzt. In beiden Abbildungen ist deutlich die geringere Strahlverbreiterung bei 200 nm gegenüber einem Betrieb bei 486 nm zu erkennen. Zusätzlich liegen die minimalen Strahlverbreiterungen bei 200 nm für beide Ebenen bei kleineren Öffnungswinkeln als für 486 nm, was eine Strahlführung mit geringerem Rohrdurchmesser zulässt. Bei 200 nm ist also eine bessere Abbildung bei kompakterer Bauweise der Strahlführung möglich. In Tabelle 8.1 ist der Öffnungswinkel minimaler Verbreiterung, sowie die zugehörige Strahlverbreiterung für den Synchrotronlichtmonitor an der neuen Strahlführung zusammengefasst.

### 8.2.2 Ray Tracing

Um die ausgeleuchtete Fläche und die Intensitätsverteilung auf dem umlenkenden Spiegel zu bestimmen, wurde ein sogenanntes Ray Tracing durchgeführt. Hierbei wird der optische Pfad einzelner Photonen anhand der Startparameter am Quellpunkt des zur Diagnose genutzten Synchrotronlichtes bestimmt. Somit kann die Intensitätsverteilung an jedem Punkt der Strahlführung simuliert werden. Das Ray Tracing beruht im wesentlichen auf drei Annahmen für die Optik [32]:

- Der Weg zwischen zwei optischen Elementen ist eine gerade Strecke.
- Der Ausgangswinkel des reflektierten Strahls entspricht dem Einfallswinkel.

	horizontal	vertikal
Strahlbreite $\sigma$	1,31 mm	0,36 mm
Emittanz $\epsilon$	493 nm rad	12 nm rad
Entfernung zur Strahltaile	1,73 m	3,41 m

Tabelle 8.2: Startparameter für das Ray Tracing bei einer Energie von 2,35 GeV und einem Magnetradius von 11,01 m.

Entfernung zum Quellpunkt	12033 mm
Entfernung der Bildebene zur Spiegelebene	500 mm
Einfallswinkel	45°
Winkel zwischen Spiegel- und Bildebene	45°
Spiegelform	eben
Rauhigkeit der Oberfläche	4 nm

Tabelle 8.3: Spiegelparameter für das Ray Tracing.

- Beugungsphänomene werden durch die Bragg-Gleichung beschrieben.

Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Ray Tracing-Simulationen wurde das von der ESRF zur Verfügung gestellte Programm SHADOW [28] genutzt. Die Intensitätsverteilung am umlenkenden Spiegel ist von besonderem Interesse, da sie die ausgeleuchtete Fläche und damit die benötigte Spiegelgröße festlegt. Die Spiegelgröße muss bekannt sein, bevor der statische Aufbau des Spiegels festgelegt werden kann. Um die Intensitätsverteilung zu erhalten, müssen die Eigenschaften des Elektronenstrahls am Quellpunkt des Synchrotronlichtes angegeben werden. Sie definieren die Verteilung und die Divergenz der emittierten Photonen. Für den Quellpunkt der Strahlführung in das Karlsruhe Labor sind die Startparameter in Tabelle 8.2 angegeben. Die hier angegebenen Werte stammen aus MAD-X Berechnungen der Magneto-optik des Stretcher-rings. Zur Simulation der Verteilung nach dem Spiegel müssen die Orientierung und die Eigenschaften des Spiegels angegeben werden. Die verwendeten Spiegeleigenschaften sind in Tabelle 8.3 aufgeführt. Die Entfernung des Spiegels vom Quellpunkt ist den technischen Zeichnungen der Strahlführung entnommen. Die Entfernung der Bildebene zum Spiegel entspricht dem Abstand zum optischen Tisch, auf dem die weiteren optischen Elemente aufgebaut sind. Zur Bestimmung der Oberflächenrauigkeit wurde ein Testspiegel hergestellt. Mit Hilfe einer interferometrischen Profilmessung der Oberfläche des Testspiegels (siehe Abschnitt 8.4.4) wurde die Rauigkeit gemessen. Diese wurde für das Ray Tracing genutzt. Die Photonenverteilung am Quellpunkt der Strahlführung ist in Abbildung 8.5 dargestellt. Sie entspricht dem transversalen Strahlprofil des Elektronenstrahls. Durch die Divergenz der emittierenden Elektronen und den Winkel, in dem die Photonen emittiert werden, sowie der Emission aus einem bestimmten Raumwinkel kommt es über die Strecke der Strahlführung zu einer Änderung der Intensitätsverteilung. In Abbildung 8.6 ist die Verteilung 50 cm hinter der Umlenkung durch den Spiegel zu sehen. Dies entspricht einer Entfernung von 12,5 m vom Quellpunkt der Strahlführung.

Der horizontale Öffnungswinkel wurde entsprechend dem im vorherigen Abschnitt bestimmten Öffnungswinkel des minimalen Abbildungsfehlers gewählt und beträgt damit 3 mrad. Dieser horizontale Öffnungswinkel führt über die Strecke bis zum Spiegel zu einer Aufweitung der Photonenverteilung auf etwa 4 cm. In der vertikalen Ebene ist keine Einschränkung des Öffnungswinkels vorgegeben. Abbildung 8.6 zeigt somit die komplette vertikale Intensitätsverteilung und beinhaltet alle Frequenzanteile des Synchrotronlichtspektrums. Durch den geringen Emissionswinkel des

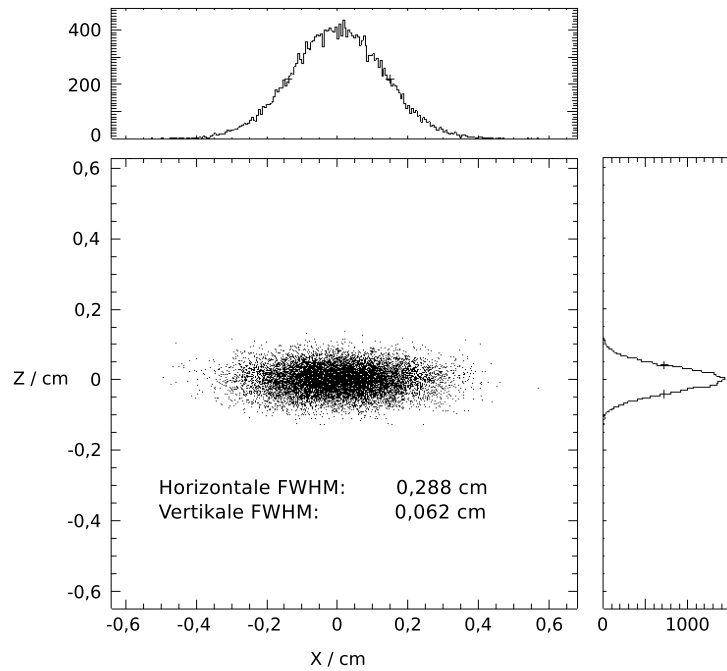


Abbildung 8.5: Photonverteilung am Quellpunkt.

hochenergetischen Anteils der Synchrotronstrahlung ist ein ausgeprägtes Intensitätsmaximum in der Ebene des Beschleunigers zu erkennen. Die vertikale Verteilung erstreckt sich hierbei über etwa 10 cm. In Abbildung 8.7 ist die Verteilung an gleicher Position, allerdings für einen vertikalen Öffnungswinkel von 4,1 mrad, zu sehen. Dies entspricht dem Öffnungswinkel des minimalen Abbildungsfehlers wie er in Abschnitt 8.2.1 bestimmt wurde. Im Vergleich zu Abbildung 8.6 wurde neben dem vertikalen Öffnungswinkel auch das Spektrum, auf den vom Synchrotronlichtmonitor genutzten Frequenzbereich von 200 nm beschränkt. Die Intensitätsverteilung ist in der horizontalen Ebene homogen und zeigt in der vertikalen Ebene zwei leichte Maxima, die der lorentztransformierten Verteilung des Hertzschen Dipols entsprechen (siehe Abschnitt 8.11). Die Aufweitung des Synchrotronlichtes liegt hier bei etwa 4 cm in der horizontalen und 5 cm in der vertikalen Ebene. Die Fläche des Spiegels sollte mindestens diesen Abmessungen entsprechen, um einen möglichst großen Anteil des Synchrotronlichtes bei dieser Wellenlänge abbilden zu können. Da die Bildebene 50 cm hinter der Spiegelebene liegt, ist die beleuchtete Fläche am Spiegel kleiner. Es ist noch zu beachten, dass es sich hierbei um die projizierte Fläche handelt und die Spiegelgröße in der vertikalen Ebene um den Faktor  $\sqrt{2}$  größer sein muss.

### 8.3 Vakuum der Strahlführung

Die Bestrahlung einer Metallfläche durch Synchrotronlicht führt in Anwesenheit von Restgasmolekülen, insbesondere von Kohlenstoffverbindungen zu einer Schwärzung der Oberfläche. Die Geschwindigkeit mit der sich die Schwärzung ausbildet, hängt von der Anzahl der Restgasmoleküle und damit vom Druck in der Strahlführung ab. Um eine Schwärzung des Spiegels zu verhindern, sollte der Druck unter  $1 \cdot 10^{-9}$  mbar an der Oberfläche des Spiegels liegen [44]. Da der Druck im Stretcherring in den Größenordnungen von  $10^{-7} - 10^{-8}$  mbar liegt, muss diese Druckdifferenz durch eine differentielle Pumpstrecke erzeugt werden. Hierfür ist es notwendig, dass die Rohre der Strahlführung einen möglichst geringen Leitwert haben und gleichzeitig die verwendeten Vakuumpumpen ein großes Saugvermögen besitzen. Bei den verwendeten Vakuum-

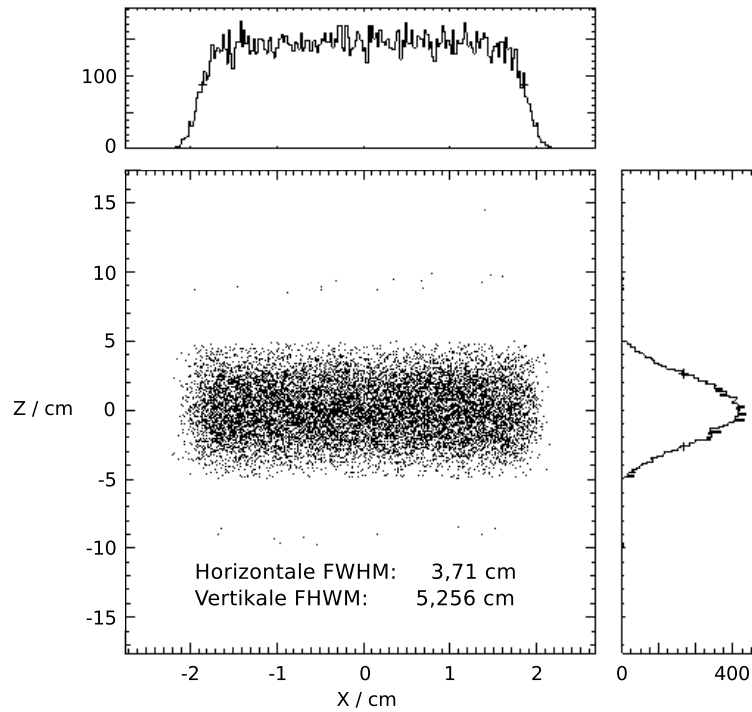


Abbildung 8.6: Photonverteilung des gesamten Spektrums 50 cm nach dem umlenkenden Spiegel.

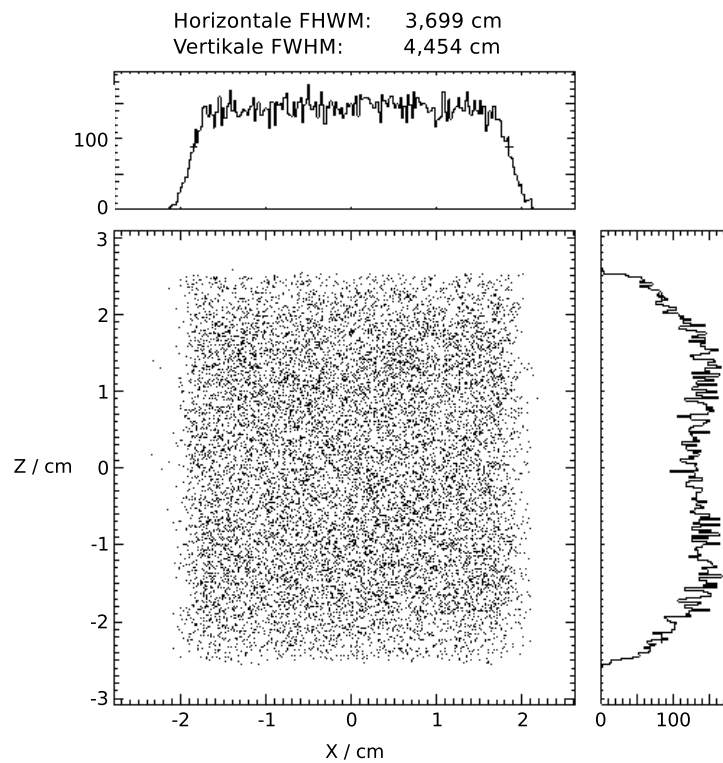


Abbildung 8.7: Photonverteilung mit 4,1 mrad vertikalem Öffnungswinkel 50 cm nach dem umlenkenden Spiegel bei einer Wellenlänge von 200 nm.

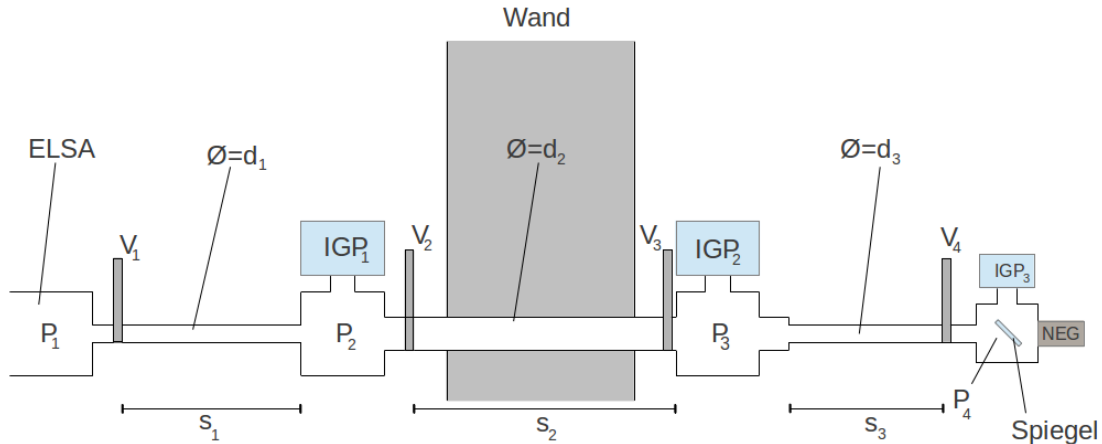


Abbildung 8.8: Vakuumsektoren der neuen Strahlführung.

pumpen handelt es sich um zwei Ionengetterpumpen mit einem Saugvermögen von 300 l/s und einer Ionengetterpumpe mit einem Saugvermögen von 55 l/s.

Das Funktionsprinzip einer Ionengetterpumpe beruht auf der Ionisation der Restgasatome und -moleküle. Die ionisierten Partikel werden durch ein starkes elektrisches Feld in Richtung des sogenannten Gettermaterials beschleunigt. Meist besteht dieses Gettermaterial aus Titan. Beim Auftreffen der Ionen werden Titan-Atome ausgelöst und die Ionen im Gettermaterial gebunden. Die ausgelösten Titan-Atome bilden eine bedeckende Schicht, die zum Einschluß der Ionen führt. Eine Ionengetterpumpe wird zur Aktivierung erhitzt, was ein Auslösen der im Gettermaterial angelagerten Partikel zur Folge hat. Diese ausgelösten Partikel werden zumeist mit einer Turbomolekular-Vakuumpumpe aus dem Volumen gepumpt. Nach Abschluss dieser Aktivierung benötigt eine Ionengetterpumpe keine weitere Pumpe und ist für einen Druck von  $P < 10^{-5}$  mbar geeignet. Oberhalb dieses Druckbereichs ist der durch die Ionen hervorgerufene Strom so groß, dass die Leistung der dazugehörigen Netzgeräte nicht ausreicht um die Hochspannung der Ionengetterpumpen aufrechtzuerhalten. Als zusätzliche Vakuumpumpe wird in direkter Nähe zum Spiegel eine sogenannte Non-Evaporable Getter (NEG) Pumpe eingesetzt. Dieser Pumpentyp ist auf den Ultra-Hoch-Vakuum-Bereich spezialisiert und zeichnet sich durch ein sehr großes Saugvermögen von Wasserstoff ( $H_2$ : 1000 l/s) und Kohlenstoffverbindungen ( $CO$ : 500 l/s) sowie von Wasser ( $H_2O$ : 800 l/s) und Stickstoff ( $N_2$ : 250 l/s) aus [39], die die Hauptbestandteile des Restgases im Ultra-Hoch-Vakuumbereich ausmachen.

Die Strahlführung ist durch 3 Vakuumventile in 4 Sektoren eingeteilt, die somit völlig unabhängig voneinander für Wartungsarbeiten belüftet werden können. Ein weiteres Ventil kann genutzt werden, um die Strahlführung vom Stretcherring zu trennen. Dieses Ventil wird durch eine Wasserklappe vor Beschädigungen durch Synchrotronlicht geschützt. In jedem Sektor, abgesehen von dem Sektor der durch die Wand führt, befindet sich eine der Ionengetterpumpen. In Abbildung 8.8 ist der schematische Aufbau der Strahlführung mit allen für die Vakuumerzeugung relevanten Elementen dargestellt. Für eine Abschätzung des Drucks am Spiegel wird die Relation zwischen Leitwert  $L$ , Flussrate  $Q_{PV}$  und der Druckdifferenz  $\Delta P$  der beiden verbundenen Volumina genutzt [1]:

$$L = \frac{Q_{PV}}{\Delta P} \quad (8.6)$$

Die Pumpstände sind mit Rohren verbunden. Es ist zu erwarten, dass der Druck, der im Stretcherring vorherrscht, entlang der Strahlführung durch das Saugvermögen der Pumpen verringert

wird, was zu einer Flussrate  $Q_{PV}$  zwischen den Pumpständen führt. Der Leitwert  $L_{\text{Rohr}}$  für ein zylinderförmiges Rohr mit Durchmesser  $d$  und Länge  $l$  bei molekularem Fluss ist gegeben durch:

$$L_{\text{Rohr}} = \frac{2\tilde{c}\pi R^3}{3l} \quad \text{mit} \quad \tilde{c} = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m}}. \quad (8.7)$$

Der Leitwert hängt von der Temperatur  $T$  und der Massenzahl der Gases  $m$  ab. Gewichtet man die verschiedenen Gasanteile der Luft mit ihrer jeweiligen Häufigkeit lässt sich eine mittlere Massenzahl für Luft von  $m_{\text{Luft}} = 28,964$  bestimmen. Bei Raumtemperatur und Luft als zu pumpendem Gasgemisch kann der Leitwert für ein Rohr geschrieben werden als:

$$L_{\text{Rohr}} = 12,1 \frac{[\text{mbar} \cdot \text{l}]}{[\text{s} \cdot \text{cm}^2]} \cdot \frac{d^3}{l}. \quad (8.8)$$

Wobei der Durchmesser  $d$  und die Länge des Rohres  $l$  in Zentimetern angegeben werden müssen. Der Leitwert hängt hierbei insbesondere vom Durchmesser des gewählten Rohres ab. Der Druck in einem Volumen wird von dem effektivem Saugvermögen  $S_{\text{eff}}$  und der einströmendem Flussrate bestimmt. Die einströmende Flussrate setzt sich aus mehreren Komponenten zusammen. So kann diese durch die Druckdifferenz zwischen zwei Volumina  $Q_{\text{PV}}$  entstehen oder durch Desorption  $Q_{\text{des}}$  von den Wandmaterialien oder durch ein potenzielles Leck  $Q_{\text{leck}}$ . Der Druck ergibt sich aus:

$$P = \frac{Q_{\text{PV}} + Q_{\text{des}} + Q_{\text{leck}}}{S_{\text{eff}}}. \quad (8.9)$$

Das effektive Saugvermögen  $S_{\text{eff}}$  beschreibt die Saugleistung einer Pumpe direkt am Rezipienten. Sie wird durch das Saugvermögen der Pumpe bestimmt und entsprechend des Leitwertes der Verbindung zum Rezipienten vermindert:

$$\frac{1}{S_{\text{eff}}} = \frac{1}{S} + \frac{1}{L}. \quad (8.10)$$

Bedingt durch die große Oberfläche der Rohre muss der Anteil der Oberflächendesorption besonders berücksichtigt werden. Um diesen so gering wie möglich zu halten, kann die Apparatur unter Vakuum auf  $100^\circ\text{C}$  bis  $140^\circ\text{C}$  erhitzt werden, um möglichst viele Fremdverbindungen von den Kammerwänden zu lösen. Die Desorptionsrate eines Materials nimmt im Vakuum mit der Zeit weiter ab. Für die verwendete Stahllegierung 1.4404 wurde für den unausgeheizten Fall eine Desorptionsrate von  $1 \cdot 10^{-9} \frac{\text{mbar} \cdot \text{l}}{\text{s} \cdot \text{cm}^2}$  angenommen. Für den ausgeheizten Fall wurde eine Desorptionsrate von  $1 \cdot 10^{-10} \frac{\text{mbar} \cdot \text{l}}{\text{s} \cdot \text{cm}^2}$  vorausgesetzt. Dies entspricht den Desorptionsraten für eine Verweildauer von mindestens 10 Stunden im Vakuum [33].

Zur Berechnung des Drucks am Spiegel unter Berücksichtigung der Desorption wurde ein iteratives Verfahren angewendet. Wie in Abbildung 8.9 dargestellt, wird hier ein einzelner Sektor betrachtet. Der Anfangsdruck  $P_0$  ist bekannt. Es soll nun der Druck  $P_1$  nach einem sehr kleinen Rohrstück mit dem Leitwert  $\Delta L$  berechnet werden. Dieser ist gegeben durch:

$$P_1 = \frac{Q_{\text{PV}} + Q_{\text{des}}}{S_{\text{eff}}}. \quad (8.11)$$

Der Anteil der Desorption ist durch die Desorptionsrate und die Fläche des Rohrstückes mit dem Leitwert  $\Delta L$  gegeben. Die Flussrate  $Q_{\text{PV}}$  ist durch Gleichung 8.6 gegeben:

$$Q_{\text{PV}} = \Delta L (P_0 - P_1). \quad (8.12)$$

Die effektive Pumpleistung ist die um den Leitwert des Rohrstückes  $L - \Delta L$  unteretzte Saugleistung  $S$  der Pumpe. Setzt man 8.11 und 8.12 ineinander ein und formt nach  $P_1$  um, so erhält man:

$$P_1 = \frac{Q_{\text{des}} + \Delta L P_0}{S_{\text{eff}} + \Delta L} \quad (8.13)$$

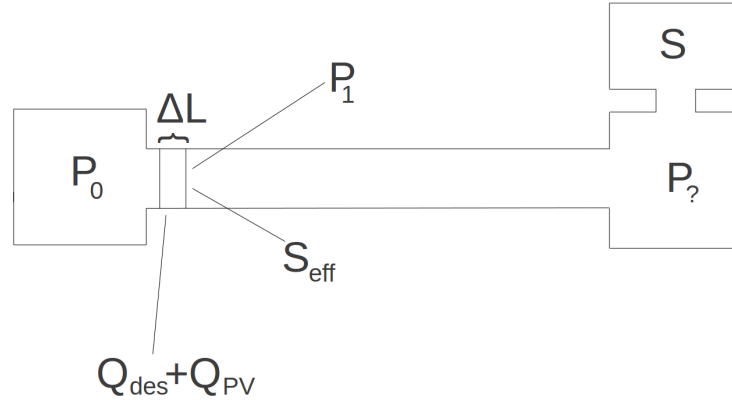


Abbildung 8.9: Betrachtung des Druckes in einem Sektor unter Berücksichtigung der Desorption.

Nach Berechnung des Druckes  $P_1$  kann der Druck für das folgende Teilstück berechnet werden bis zum Druck  $P_?$ . Verallgemeinert für  $N$  Iterationsschritte lässt sich dies schreiben als:

$$P_n = \frac{Q_{\text{des}} + \Delta L P_{n-1}}{S_{\text{eff}_n} + \Delta L} \quad (8.14)$$

mit dem Leitwert  $\Delta L$

$$\Delta L = \frac{12,1 \cdot d^3}{\frac{l}{N}}, \quad (8.15)$$

und dem effektivem Saugvermögen  $S_{\text{eff}}$

$$\frac{1}{S_{\text{eff}_n}} = \frac{1}{L_n} + \frac{1}{S} \quad \text{und} \quad L_n = \frac{12,1 \cdot d^3}{l - \Delta l \cdot n}. \quad (8.16)$$

Hierbei beschreibt  $l$  die Länge des Rohres und  $\Delta l$  die Länge des Rohrsegments mit dem Leitwert  $\Delta L$ . So kann nicht nur die Flussrate  $Q_{\text{PV}}$  verursacht durch die Druckdifferenz zwischen  $P_0$  und  $P_1$  berücksichtigt werden, sondern auch die durch die Desorption entstehende Flussrate  $Q_{\text{des}}$  in Abhängigkeit von dem entsprechenden effektiven Saugvermögen am jeweiligen Ort. Mit diesem Verfahren wurde der Druck am Ende eines jeweiligen Sektors berechnet. Dieser Wert wurde als Startwert für den nächsten Sektor eingesetzt und so der Druck entlang der Strahlführung berechnet. Dass ein folgender Sektor auch auf das Vakuum des Sektors davor zurückwirkt, wurde hierbei vernachlässigt. Dies führt zu einem unstetigen Druckverlauf am Übergang von einem Vakuumsektor zum nächsten. Insbesondere an der Position des Spiegels sollte diese Vereinfachung einen geringen Einfluss auf das Ergebnis haben, da hier keine Rückwirkung eines weiteren Vakuumsektors vorliegt. Die Berechnung dieses iterativen Verfahrens erfolgte mit Hilfe eines Mathematica<sup>®</sup>-Skripts. Vor der eigentlichen Berechnung wurde die Konvergenz für  $N \rightarrow \infty$  geprüft. Es stellte sich heraus, dass eine Erhöhung der Gesamtstückanzahl von  $N > 10000$  keinen signifikanten Unterschied im Ergebnis liefert. So wurde die Berechnung mit  $N = 10000$  durchgeführt. Das Ergebnis ist in Abbildung 8.10 dargestellt. Als Startwert im Stretcherring wurde ein Druck von  $P_0 = 1 \cdot 10^{-7}$  mbar als obere Abschätzung gewählt. In der Regel liegt der Druck während des Betriebes in diesem Sektor des Stretcherrings im Bereich von  $P_{\text{real}} \approx 1 - 2 \cdot 10^{-8}$  mbar. Der Flansch des tangentialen Abgangs der Vakuumkammer bildet hierbei den Startpunkt und die Mitte des Spiegels den Endpunkt der berechneten Strecke. Anhand dieser Berechnung wird entschieden, ob es notwendig ist, die Apparatur auszuheizen, um ein ausreichendes Vakuum am Primärspiegel der Strahlführung zu erreichen und welchen Rohrdurchmesser das Strahlrohr durch die Betonabschirmung haben soll. Zur Auswahl stehen

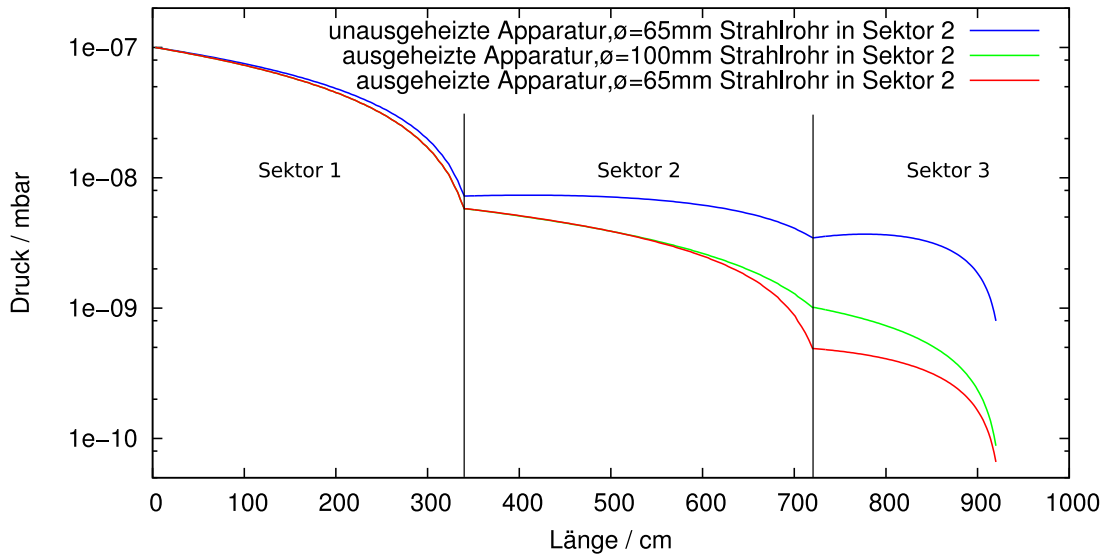


Abbildung 8.10: Druckverlauf der neuen Strahlführung für unterschiedliche Rohrdurchmesser in Sektor 2.

Strahlrohre mit Durchmessern von 65 mm und 100 mm. Der kleinere Durchmesser sorgt aufgrund der geringeren Oberfläche des Rohres für eine geringere Desorption. Zusätzlich ist der Leitwert für ein solches Rohr geringer, was den Einfluss des Druckes des Beschleunigers verringern würde. Ein größerer Rohrdurchmesser hat den Vorteil einer größeren Apertur und ist damit mit einer größeren Justagefreiheit bei der Installation verbunden. Dies ist besonders für das durch die Betonabschirmung führende Strahlrohr relevant, da hier eine nachträgliche Korrektur der Position und Ausrichtung des Strahlrohres mit großem Aufwand verbunden sind. Um die beiden Aspekte des Ausheizens und des optimalen Rohrdurchmessers zu untersuchen, sind drei verschiedene Szenarien berechnet worden:

- Szenario 1 (blau): Die Apparatur wird nicht ausgeheizt und das Strahlrohr, welches durch die Betonabschirmung führt, besitzt einen Durchmesser von 65 mm.
- Szenario 2 (grün): Die Apparatur wird ausgeheizt und das Strahlrohr, welches durch die Betonabschirmung führt, besitzt einen Durchmesser von 100 mm.
- Szenario 3 (rot): Die Apparatur wird ausgeheizt und das Strahlrohr, welches die Betonabschirmung führt, besitzt einen Durchmesser von 65 mm.

Im ersten Sektor unterscheiden sich die verschiedenen Szenarien kaum. Es ist ein etwas stärkerer Druckabfall für die Szenarien mit ausgeheizter Apparatur (rot und grün) zu erkennen. Im zweiten Sektor wird deutlich, dass aufgrund der größeren Desorption in Szenario 1 der Druckabfall deutlich geringer ist als für die beiden Szenarien mit ausgeheizter Apparatur. Aufgrund des geringeren Rohrdurchmessers ist der Druck für Szenario 3 am geringsten. In Sektor 3 ist die Druckminderung in Szenario 2 und Szenario 3 sehr viel stärker als für die nicht ausgeheizte Apparatur von Szenario 1. Der Druck für Szenario 1 liegt am Spiegel bei etwa  $P = 8 \cdot 10^{-10}$  mbar. Der Unterschied im Druck zwischen Szenario 2 und 3 ist am Ende der Strahlführung gering. Die geringe Desorption und das große Saugvermögen führen für beide Szenarien zu einem Druck im Bereich von  $P < 9 \cdot 10^{-11}$  mbar. Da beide Rohrdurchmesser zu einem akzeptablen Ergebnis geführt haben, wurde ein Strahlrohr mit einem Durchmesser von  $d = 100$  mm installiert, um die zusätzliche Justagefreiheit nutzen zu können. Aufgrund des Unterschiedes im Druck



zwischen ausgeheizter und nicht ausgeheizter Apparatur von etwa einer Größenordnung wurde die komplette Apparatur zwischen 120°C und 140°C ausgeheizt. Die praktische Umsetzung des Ausheizens der Strahlführung, sowie das Aktivieren der Pumpen werden in Abschnitt 8.5 beschrieben.

Um eine Abschätzung des Einflusses der Desorption zu erreichen, wurde der Druck für das Ende jedes Sektors auch unter Vernachlässigung der Desorption berechnet. In diesem Fall ist der Druck am Ende eines Sektors  $P_n$  in Abhängigkeit des Anfangsdrucks  $P_0$  durch den Leitwert des Strahlrohres  $L_n$  und des Saugvermögens  $S_n$  gegeben:

$$P_n = \frac{L_n}{S_n + L_n} P_0. \quad (8.17)$$

Für die Rechnung wurde ein Rohrdurchmesser von  $d = 100$  mm für das Strahlrohr, welches durch die Betonabschirmung führt, angenommen. Am Ende des ersten Sektors führt dies zu einem Druck von  $P_1 = 3 \cdot 10^{-9}$  mbar und liegt damit wie erwartet unter den Werten mit berücksichtigter Desorption. Am Ende des zweiten Sektors sinkt der Druck auf  $P_2 = 3 \cdot 10^{-10}$  mbar ab und beträgt am Ende der Strahlführung  $P_3 = 5 \cdot 10^{-12}$  mbar. Damit ist das Ergebnis mehr als eine Größenordnung kleiner als für den Fall der berücksichtigten Desorption. Hierbei ist die Abweichung im Bereich der niedrigen Drücke besonders relevant und zeigt in diesem Druckbereich deutlich den großen Einfluss der Desorption.

## 8.4 Primärspiegel der Strahlführung

Der ablenkende Spiegel am Ende der Strahlführung ist das zentrale Element bezüglich der optischen Eigenschaften und Diagnosemöglichkeiten. So legt die Wahl des Materials den reflektierten Wellenlängenbereich und damit das zur Diagnose zur Verfügung stehende Spektrum fest. Die Oberflächenrauigkeit des Spiegels hat direkten Einfluss auf die Abbildungseigenschaften, die an diesem Diagnoseplatz erzielt werden können. Der Spiegel muss so konzipiert sein, dass die durch das Synchrotronlicht deponierte Leistung nicht zu einer Deformation des Spiegels führt. Zudem muss die Größe des Spiegels auf den zu nutzenden Winkelbereich des Synchrotronlichtes angepasst sein. Schließlich muss das Konzept für den Einsatz im UHV-Bereich geeignet sein. In den folgenden Abschnitten werden die Wahl des genutzten Materials, das Konzept und der Aufbau des Spiegels sowie die Belastungsanalysen durch Finite Elemente Rechnungen (FEM) vorgestellt.

### 8.4.1 Winkelverteilung der Synchrotronstrahlung

Zur genauen Betrachtung der Belastung des Spiegels wurde die Winkelverteilung des Synchrotronlichtes nach Abschnitt 3.2 berechnet. Hierbei wurden die in Abschnitt 8.2 berechneten Öffnungswinkel vorausgesetzt. Die Berechnungen wurden mit dem Simulationsprogramm für Synchrotronstrahlung XOP 2.3 [40] durchgeführt. In Abbildung 8.11 ist die Winkelverteilung für eine Wellenlänge von 200 nm für verschiedene Energien dargestellt. Abbildung 8.12 zeigt die Winkelverteilung für den gesamten Bereich des Synchrotronlichtspektrums für verschiedene Energien. Für eine Wellenlänge von 200 nm ist der Öffnungswinkel größer und die Form der lorentztransformierten Abstrahlung des hertzischen Dipols ist erkennbar. Für die in Abbildung 8.12 dargestellte, gesamte abgestrahlte Leistung wird deutlich, dass der Hauptanteil in der Ebene des Beschleunigers abgestrahlt wird. Obwohl der Hauptteil in diesem schmalen Winkelbereich emittiert wird, muss die Spiegelfläche einen weitaus größeren Winkelbereich abdecken, wie aus Abbildung 8.11 deutlich wird. Die projizierte Fläche, die der Spiegel abdecken sollte, wurde durch das Ergebnis aus dem Ray Tracing (siehe Abschnitt 8.2.2) bestimmt. Die endgültige Spiegelfläche hat die Maße 9 cm (h) x 5 cm (v). Der Hauptteil der Energie wird somit nur in

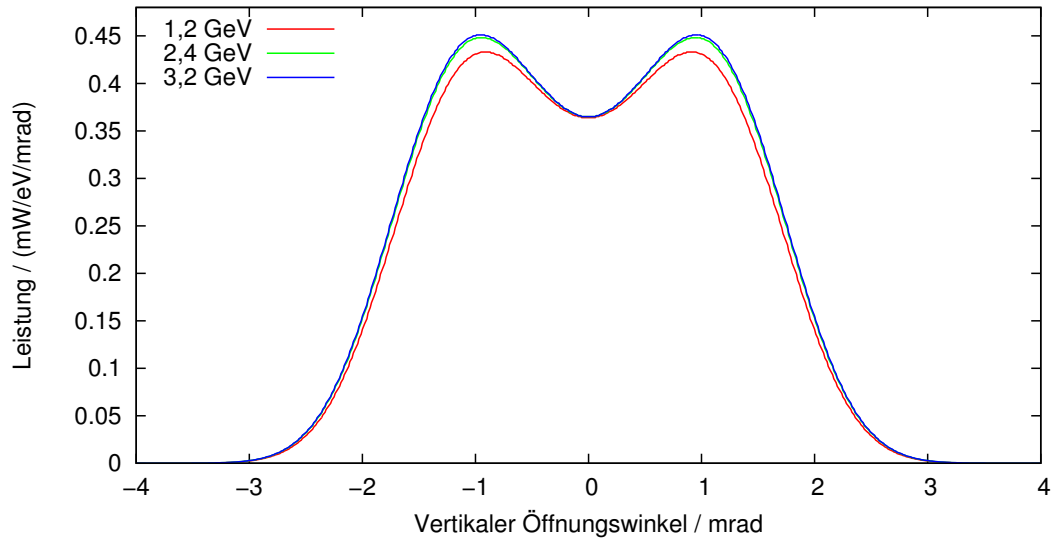


Abbildung 8.11: Winkelverteilung der Synchrotronstrahlung für 200 nm bei verschiedenen Energien.

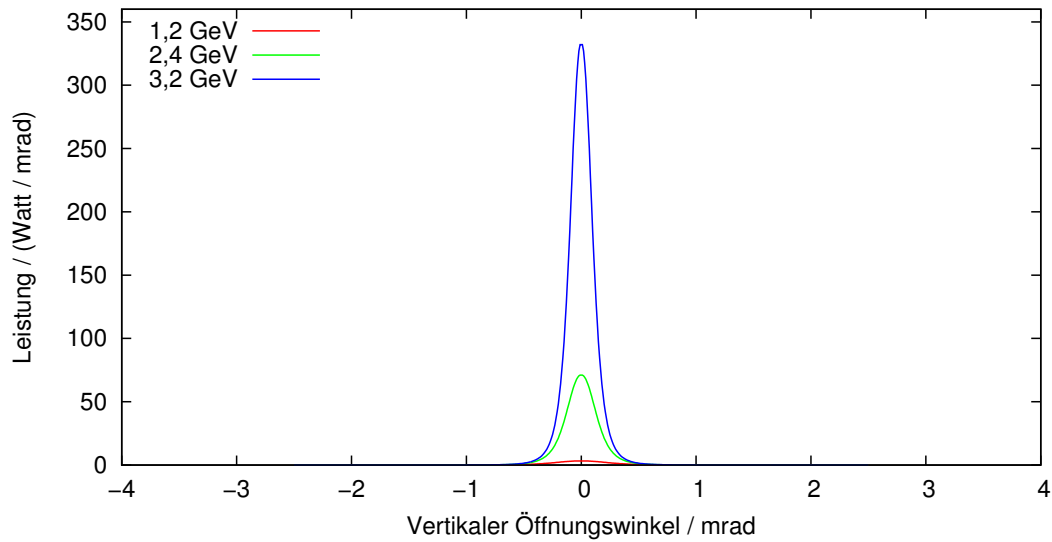


Abbildung 8.12: Winkelverteilung der Abstrahlung des gesamten Synchrotronlichtspektrums für verschiedene Energien.

einem sehr kleinem Bereich des Spiegels absorbiert, was leicht zu einer lokalen Erwärmung und Ausdehnung des Spiegels und damit zur Deformation führen kann. Dies ist durch ein geeignetes Spiegeldesign zu vermeiden (siehe Abschnitt 8.4.4).

### 8.4.2 Wahl des Materials

Wie im vorherigen Abschnitt erläutert, wird der größte Teil der Leistung in der Beschleunigerebene um emittiert. Um einer lokalen Erwärmung des Spiegels entgegenzuwirken gibt es zwei Möglichkeiten. Diese Energie kann durch geeignete Kühlung abtransportiert werden oder es wird ein dünner Spiegel genutzt, dessen Material eine geringe Ordnungszahl hat, wodurch die Absorption der Synchrotronstrahlung minimiert wird. Die Absorption von Photonen in Materie wird durch das Absorptionsgesetz beschrieben. Die Intensität  $N(x)$  nach der Eindringtiefe  $x$  ist gegeben durch [13]:

$$N(x) = N(0) \cdot e^{-\mu x}. \quad (8.18)$$

Der Absorptionskoeffizient  $\mu = n\sigma_{\text{Gesamt}}$  ist durch die Teilchendichte  $n$  und den Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\text{Gesamt}}$  gegeben ist. Der gesamte Wirkungsquerschnitt setzt sich additiv aus den Wirkungsquerschnitten für den photoelektrischen Effekt  $\sigma_{\text{Photo}}$ , den Compton-Effekt  $\sigma_{\text{Compton}}$  und die Paarbildung  $\sigma_{\text{Paar}}$  zusammen:

$$\sigma_{\text{Gesamt}} = \sigma_{\text{Photo}} + \sigma_{\text{Compton}} + \sigma_{\text{Paar}}. \quad (8.19)$$

Wie in Abbildung 3.6 dargestellt, beträgt die Energie der Photonen nicht mehr als 100 keV. In diesem Energiebereich dominiert der photoelektrische Effekt. Der Wirkungsquerschnitt des photoelektrischen Effekts  $\sigma_{\text{Photo}}$  ist gegeben durch [12]:

$$\sigma_{\text{Photo}} \propto \frac{Z^5}{E_{\gamma}^{\frac{7}{2}}}. \quad (8.20)$$

Somit ist die Absorption der Synchrotronstrahlung in fünfter Potenz von der Ordnungszahl  $Z$  des verwendeten Materials abhängig. Häufig genutztes Material für Synchrotronlichtspiegel ist Beryllium aufgrund der geringen Ordnungszahl von  $Z=4$  und der hohen Reflektivität im sichtbaren Bereich des Synchrotronlichtspektrums. Daher kann bei einem Berylliumspiegel in vielen Fällen auf eine Kühlung verzichtet werden, was den Aufbau vereinfacht. Da Beryllium bei der Verarbeitung hoch giftig ist, ist diese nur unter besonderen Schutzmaßnahmen möglich. Dies machte eine Fertigung im Physikalischen Institut unmöglich. Der Kauf eines solchen Spiegels wurde aufgrund der hohen Kosten ausgeschlossen. Stattdessen wurde ein Konzept mit einer geeigneten Wasserkühlung verfolgt, da hiermit bei der Nutzung des Synchrotronlichtmonitors am Dipolmagneten M28 gute Erfahrungen gemacht wurden. Das verwendete Material sollte demnach eine hohe Wärmeleitfähigkeit haben, um einen guten Wärmetransport zu garantieren. Die Ordnungszahl sollte möglichst gering sein, um die Erwärmung durch die Synchrotronstrahlung zu minimieren. Zudem musste das Spiegelmaterial eine sehr gute Reflektivität im Wellenlängenbereich von 200 bis 800 nm aufweisen. Um Beugungseffekte zu vermeiden, sollte die Oberflächenrauigkeit des Spiegels 10 nm nicht überschreiten. Die Ebenheit über die Spiegelfläche sollte mindestens im Bereich der zu reflektierenden Wellenlänge liegen. Die Konstruktion aus Spiegel und Halterung durfte eine Leckrate von  $Q_{\text{leak}} < 1 \cdot 10^{-11} \frac{\text{mbar}\cdot\text{l}}{\text{s}}$  nicht überschreiten. Aufgrund der guten Erfahrungen mit dem Synchrotronlichtmonitor am Dipolmagneten M28 wurde zunächst ein Konzept für einen wassergekühlten Kupferspiegel entworfen. Es stellte sich allerdings nach den ersten FEM-Simulationen heraus, dass der Anteil der deponierten Energie im Kupfer zu groß war, um eine Ebenheit von maximal 200 nm bei Strahlbetrieb zu gewährleisten. So wurde nach einem Material mit kleinerer Ordnungszahl gesucht, um den Energieeintrag im

Bestandteile	Mn (1,0-1,5%),Fe(< 0,7%) ,Cu(0,05-0,2%), Al-Restbetrag
Elastizitätsmodul	69500 N/mm <sup>2</sup>
Dichte	2730 kg/m <sup>3</sup>
Wasserbenetzung	hydrophil
Ausdehnungskoeffizienten	23,01 10 <sup>-6</sup> /K
Spezifische Wärmekapazität	892.00 kJ/kg K

Tabelle 8.4: Wichtige Materialeigenschaften der Aluminiumlegierung AW3003 [2],[23],[49].

Material so gering wie möglich zu halten. Weiterhin musste eine gute Wärmeleitfähigkeit, sowie eine gute Reflektivität im genannten Spektrum garantiert sein, sowie eine Möglichkeit bestehen, das Material mit Edelstahl vakuumdicht zusammenzufügen. Die Aluminiumlegierung AW3003 erfüllt all diese Anforderungen und wurde daher als Material zur Fertigung des Spiegels verwendet. Die Eigenschaften dieser Legierung sind in Tabelle 8.4 aufgeführt. Im sichtbaren Bereich kann durch Polieren des Materials eine ausreichend hohe Reflektivität erzeugt werden. Die Reflektivität dieser Legierung im Bereich von 200 nm wurde mit Hilfe eines Testspiegels überprüft. Mit Hilfe einer Quecksilberdampflampe und einem Bandpassfilter wurde über den Spiegel UV-Licht mit einer Wellenlänge von 200 nm reflektiert. Durch Vergleich der auf den Spiegel treffenden und der reflektierten Leistung konnte die Reflektivität auf mindestens 90 % bestimmt werden.

### 8.4.3 FEM-Analysen

Wie oben erwähnt, kann die Erwärmung des Spiegels durch die Synchrotronstrahlung und der rückwärtige Wasserdruck durch die Kühlung des Spiegels zu Verformungen des Spiegels führen. Diese Verformung wurde in der im Rahmen dieser Arbeit betreuten Diplomarbeit von Philipp Hänisch [15] mithilfe der Finite-Elemente-Methode (FEM) berechnet. Bei der FE-Methode handelt es sich um ein numerisches Verfahren zur Lösung von Differentialgleichungen. Hierbei wird das zu berechnende Objekt in eine möglichst große Anzahl an Elementen unterteilt. Jedem Element wird eine endliche Zahl an Parametern zugeordnet. Auf diesen Elementen werden sogenannte Ansatzfunktionen definiert, die mit den Randbedingungen zu einem numerisch lösbareren Gleichungssystem führen. Für den Spiegel wurde eine thermisch-mechanische FEM-Analyse mit den Programmen Solid Works und ADINA durchgeführt. Als Startparameter wurde die auftreffende Leistung benötigt und die dazugehörige betroffene Fläche. Die Geometrie des Bauteils und der Wasserdruck der Kühlung wurden vorgegeben. Zunächst wurde die auf den Spiegel treffende Leistung berechnet. Da die maximale Leistung bei höchster Energie und höchstem Strom erzeugt wird (siehe Gleichung 3.6) wurden für die Berechnung der maximalen Leistung eine Energie von 3,5 GeV und ein Strahlstrom von 200 mA angenommen. Diese Werte liegen weit über den üblichen Betriebsparametern und garantieren somit auch genügend Toleranz für zukünftige Anwendungen. Für den Winkelbereich wurden die in Tabelle 8.1 angegebenen Öffnungswinkel verwendet. Die Winkelverteilung der Abstrahlung des gesamten Synchrotronlichtspektrums ist in Abbildung 8.12 dargestellt. Die Gesamtleistung für den gewählten Öffnungswinkel beträgt 115 W. Der Raumwinkel, in dem der Hauptteil der Leistung abgestrahlt wird, entspricht einer Spiegelfläche von 34 mm horizontal und 11 mm vertikal zentrisch um die Mittelachse des Spiegels. Für die FEM-Analyse wurde dieser Bereich als der strahlungsbelastete Bereich definiert. Beide genutzten Programme deponieren jegliche auf die Oberfläche treffende Strahlung als Wärmeenergie im Material. Durch die Wahl einer Aluminiumlegierung mit der Ordnungszahl  $Z=13$  ist der Anteil der absorbierten Leistung im Spiegelmaterial allerdings weitaus geringer als die auftreffende Leistung auf der Spiegeloberfläche. Ein Großteil der Strahlung transmittiert

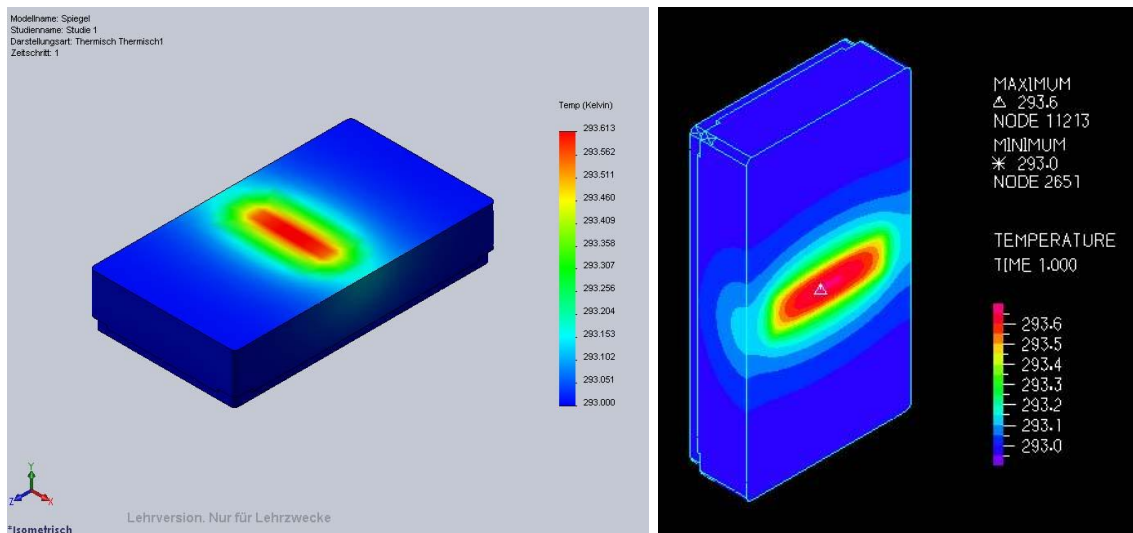


Abbildung 8.13: Simulierte Temperaturverteilung mit den Programmen Solid Works (links) und ADINA (rechts)[15].

ohne Energieverlust durch den Spiegel. Die deponierte Energie hängt von der Dicke des Spiegels ab. Bei einem dünneren Spiegel wird zwar weniger Energie im Spiegel deponiert, allerdings führt der rückseitige Wasserdruck zu einer stärkeren Wölbung des Spiegels als bei einer höheren Materialdicke.

Für die folgenden Analysen wurde ein Wasserdruck von 2 bar angenommen [15]. FEM-Analysen, bei denen die Spiegeldicke variiert wurde, haben eine minimale Verformung für eine Spiegeldicke von 3 mm ergeben. Für diese Spiegeldicke wird bei einer Ordnungszahl von  $Z=13$  weniger als 1 Watt der auftreffenden 115 Watt im Spiegel deponiert. Als obere Abschätzung wurden die folgenden FEM-Simulationen mit 5 Watt absorbiertes Leistung gerechnet. Zunächst wurde die Temperaturverteilung aufgrund der einfallenden Leistung und der Wärmeleitfähigkeit des Materials bestimmt. Die Ergebnisse dieser Analysen sind in Abbildung 8.13 für die beiden verwendeten Programme Solidworks und ADINA gezeigt. Die Ergebnisse sind für beide Programme nahezu identisch und die maximale Temperaturdifferenz liegt unterhalb von einem Grad Kelvin über die gesamte Spiegelfläche. Es wurden zunächst zwei verschiedene Grundkonzepte für die Wasserkühlung verfolgt. Das erste Konzept sieht ein rückwandiges Stützen des Spiegels durch Säulen vor, zwischen denen das Kühlwasser hindurchfließen kann. Das zweite Konzept basiert auf Längsrippen, auf die der Spiegel gelötet wird. In Abbildung 8.14 ist eine FEM-Analyse für das Säulenkonzept dargestellt. Diese Analysen zeigen, dass die Gesamtverformung weitaus größer ist als bei dem Konzept mit den Längsrippen, die in Abbildung 8.15 dargestellt ist. Aufgrund dieses Vergleichs wurde das Rippenkonzept weiterverfolgt. Durch weitgehende Simulationen, in denen die Rippendicke, -länge und ihr Abstand variiert wurden, wurde das Konzept mit der minimalen Verformung ermittelt. In Abbildung 8.15 sind die Simulationsergebnisse für beide Programme gezeigt. Die Verformung über die ganze Fläche konnte hierbei auf 200 nm reduziert werden und dies bei einer Belastung, die mit 3,5 GeV und einem Strahlstrom von 200 mA weit über der durchschnittlichen Belastung liegt. Zudem wurde die absorbierte Leistung höher angenommen als im Betrieb zu erwarten ist. Somit wird die auftretende Verformung im Standardbetrieb deutlich geringer ausfallen.

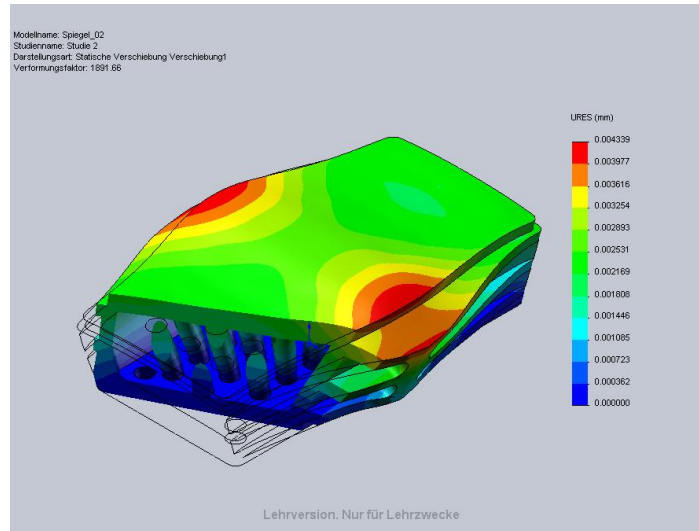


Abbildung 8.14: Verformung des Spiegels mit Säulenkonzept aufgrund von Erwärmung durch Synchrotronstrahlung und dem rückseitigen Wasserdruck berechnet mit dem Programm Solid Works[15].

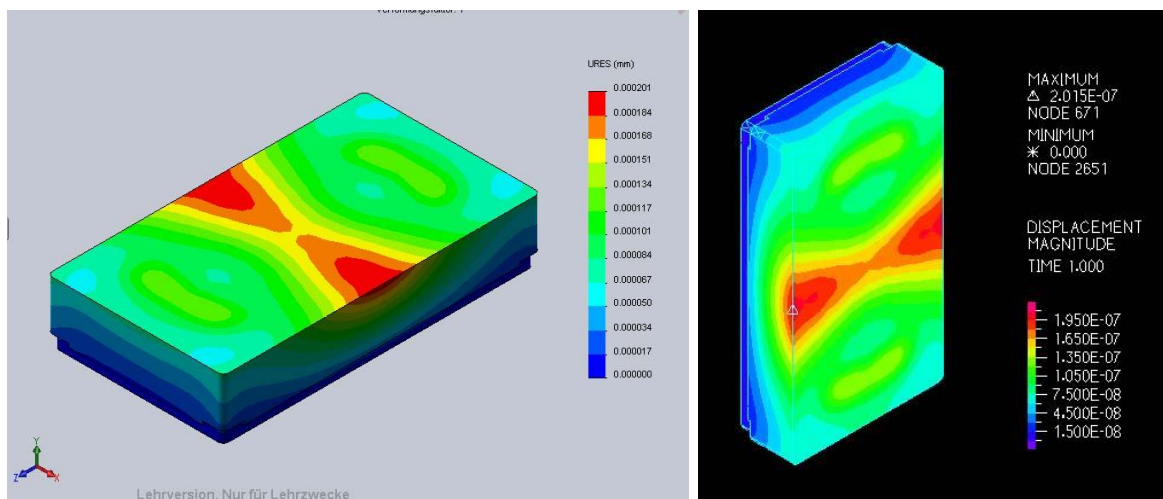


Abbildung 8.15: Verformung des Spiegels mit Rippenkonzept aufgrund von Erwärmung durch Synchrotronstrahlung und dem rückseitigen Wasserdruck berechnet mit den Programmen Solid Works (links) und ADINA (rechts)[15].

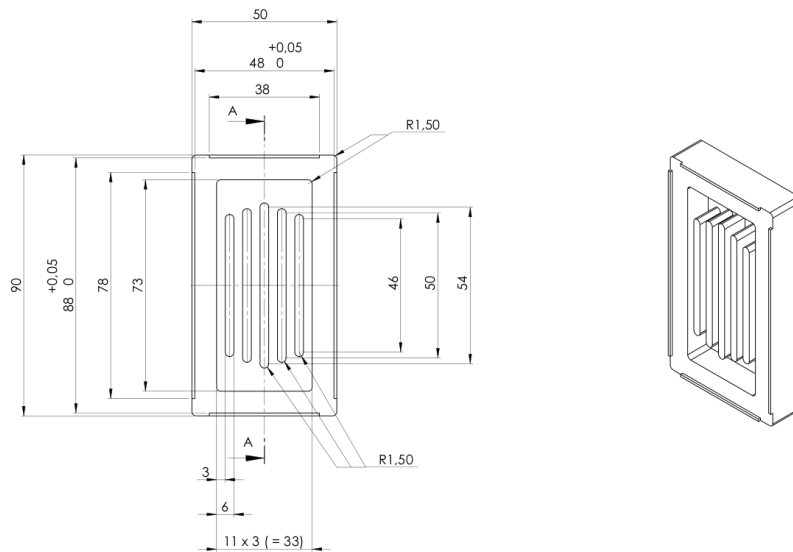


Abbildung 8.16: Konstruktionszeichnungen des rückseitigen Kühlsystems des Spiegels.

#### 8.4.4 Endgültiges Design und Fertigung des Spiegels

Aufgrund der Rechnungen zur Bestimmung des optimalen Öffnungswinkels und der Ray Tracing-Simulationen wurde die Fläche des Spiegels auf 5 cm (h) x 9 cm (v) bestimmt. Als Material wurde aus optischen und fertigungstechnischen Gründen die Aluminiumlegierung AW3003 gewählt. Die durchgeführten FEM-Analysen haben ein rückwandiges Kühlungssystem mit stabilisierenden Rippen ergeben. Das endgültige Design des rückwandigen Kühlsystems ist in Abbildung 8.16 gezeigt. Spiegel und Halterung bestehen aus dem gleichen Material und wurden miteinander verlötet. Beste Ergebnisse wurden dabei unter Einsatz einer speziellen Lötfolie erzielt, die einer Verunreinigung der Nuten mit Lötzinn vorbeugt. Die Halterung wurde mittels einer Helicoflex-Dichtung auf einem CF-150-Flansch gedichtet. Um die Oberflächenrauigkeit zu minimieren wurde der Spiegel vor dem Einbau durch die Firma Innolite mit einer Polierfräse überarbeitet. Da das Ergebnis des Polierfräsens sehr materialabhängig ist, wurden Testfräsungen durchgeführt. Die Oberflächenrauigkeit lag bei allen Testfräsungen zwischen 3 - 10 nm. Für einen Vorschub von 1,5  $\mu\text{m}$  wurden zwar die kleinsten Werte der Oberflächenrauigkeit von  $R_a = 3,64$  nm erzielt, wie in Abbildung 8.17 dargestellt, jedoch führt die Periodizität dieses Vorschubs zu einem Interferenzbild. Um dies für die finale Spiegeloberfläche zu vermeiden, wurde der Vorschub auf 10  $\mu\text{m}$  vergrößert. Obwohl die Oberflächenrauigkeit auf  $R_a = 4,81$  nm anstieg (siehe Abbildung 8.18), garantiert die Periodizität von 10  $\mu\text{m}$  eine interferenzmusterfreie Abbildung für den Wellenlängenbereich von 200 nm bis 800 nm unter einem Umlenkwinkel von 90°. Da die genutzte Legierung hydrophil ist, musste der Kontakt der finalen Spiegelfläche mit der Atmosphäre auf ein Minimum beschränkt werden. In Abbildung 8.19 ist der Spiegel kurz vor dem Einbau abgebildet. Neben dem Spiegel ist ein Blech montiert. Dieses dient als Wärmeschild während der Aktivierung der umliegenden Vakuumpumpen.

## 8.5 Aufbau der Strahlführung

Für den Einbau der Strahlführung wurden zunächst Messmarken im ELSA-Tunnel und im Karlsruhe Labor eingerichtet. An ihnen wurde der Aufbau der Strahlführung auf der Seite des Stretcherrings und im Karlsruhe Labor ausgerichtet. Die fertige Strahlführung auf der Seite des Stretcherrings ist in Abbildung 8.20 zu sehen.

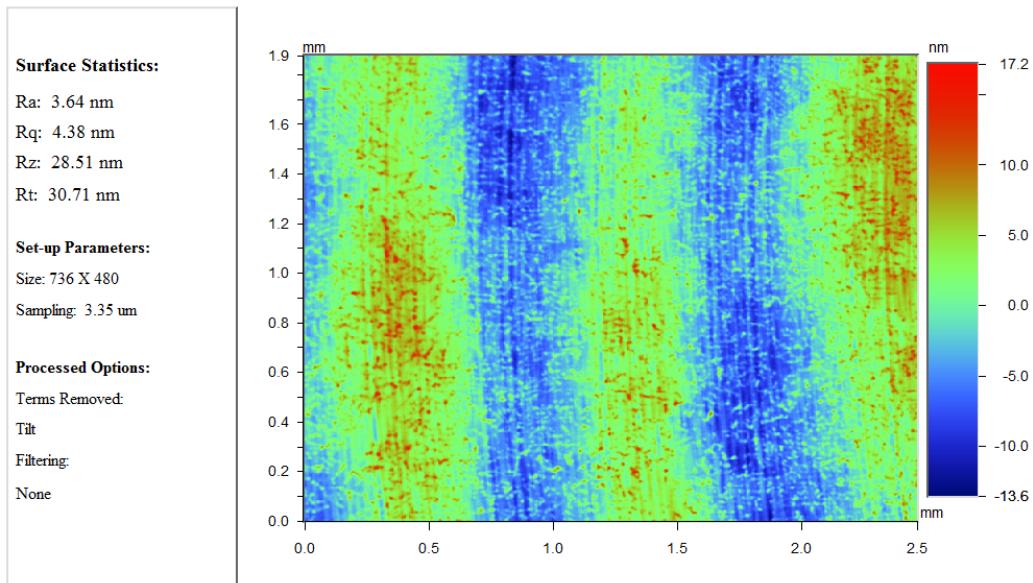


Abbildung 8.17: Interferometrische Aufnahme der Spiegeloberfläche bei 1,5  $\mu\text{m}$  Vorschub des Fräskopfes. Die resultierende mittlere Rauigkeit beträgt 3,64 nm [20].

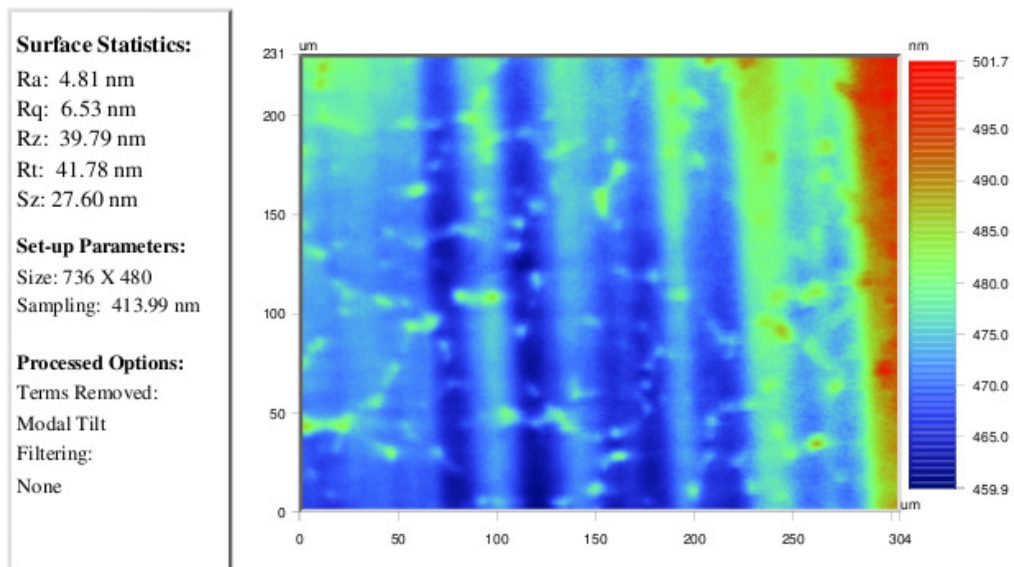


Abbildung 8.18: Interferometrische Aufnahme der Spiegeloberfläche bei 10  $\mu\text{m}$  Vorschub des Fräskopfes. Die resultierende mittlere Rauigkeit beträgt 4,81 nm [20].



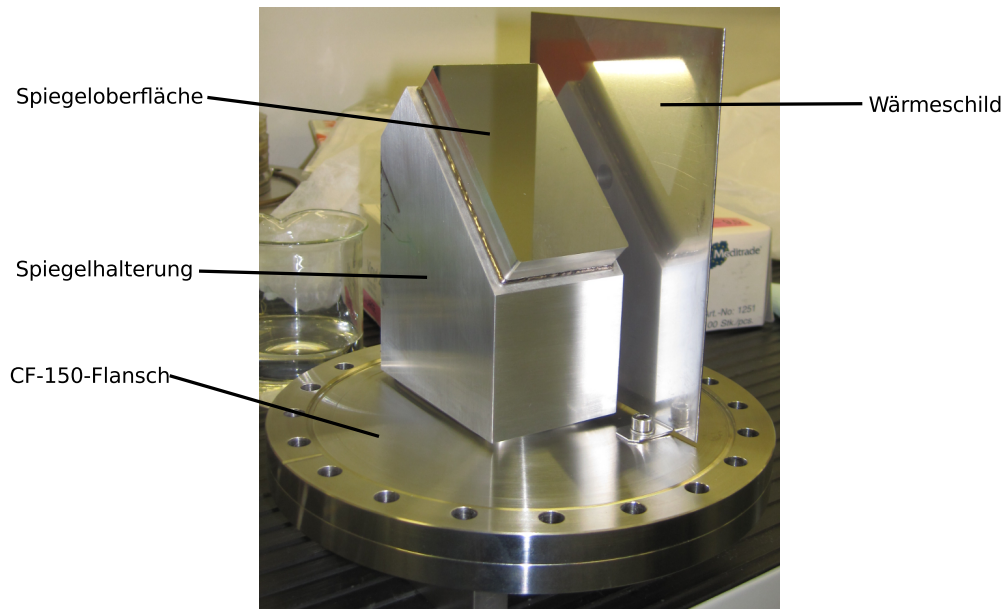


Abbildung 8.19: Primärspiegels mit Flansch und Wärmeschild.

Der Aufbau der Strahlführung wurde sektorweise durchgeführt, die einzelnen Komponenten sind in Abbildung 8.2 dargestellt. Für den Aufbau des ersten Sektors wurde am tangentialen Strahlrohr der Vakuumkammer eine sogenannte Wasserklappe (siehe Abbildung 8.26), vor dem Vakuumventil installiert. Durch die Wasserklappe sind die Dichtungen des Vakuumventils vor der Synchrotronstrahlung geschützt. Der Sektor beginnt mit einer eigens für diese Strahlführung entwickelten Blendenvorrichtung. Aufgrund des eingeschränkten Platzes am Einbauort musste die Blendenvorrichtung sehr kompakt gebaut und zusätzlich vakuumdicht sein. Eine Schnittansicht der Blende ist in Abbildung 8.21 dargestellt. Es sind die beiden Blendenpaare für beide Ebenen zu sehen. Ihre Position kann mit den Messingrädern an den Außenseiten mit einer Genauigkeit von 0,1 mm eingestellt werden. Mit der Blende kann der nach Abschnitt 8.2.1 optimale Öffnungswinkel justiert werden.

In diesem Sektor befindet sich eine Ventil zur Belüftung und zum Anpumpen des Sektors. Mit einem weiteren Rohr verbunden, folgt eine Vorrichtung zum Justieren der Optik des Synchrotronlichtmonitors. Hier kann ein Kreuz als Fokussierhilfe vertikal in die Strahlführung gefahren werden. Die genaue Funktionsweise wird in Abschnitt 8.7 erläutert. Der zweite Sektor besteht aus einem Beamshutter, der durch einen fahrbaren Bleiblock die gesamte Strahlung absorbieren kann und dem Rohr, welches durch die Wand in das Karlsruhe Labor führt. Der Sektor wird durch ein weiteres Ventil abgeschlossen. Aufgrund der großen Oberfläche des Rohres in der Wand und der damit verbundenen Desorptionsrate (siehe Abschnitt 8.3) wurde dies vor der Installation bei 120°C ausgeheizt und anschließend mit Stickstoff gefüllt. Nach der Ausrichtung des Rohres in der Wand wurde dieses von der Laborseite mit Stickstoff durchflutet, so dass bei den Installationsarbeiten keine Luft in das Rohr eintreten konnte. Anschließend wurden die Sektoren 1 und 2 evakuiert und bei 120°C ausgeheizt. Der erreichte Druck an der Ionengetterpumpe im Tunnel des Stretcherrings liegt bei  $P = 4 \cdot 10^{-9}$  mbar und damit dicht am Druck, der in Abbildung 8.10 für den Endpunkt des ersten Sektors berechnet wurde. Der Aufbau auf der Laborseite ist in Abbildung 8.22 dargestellt. Die Komponenten befinden sich auf einem Gestell mit Schienensystem, was eine flexible Nachrüstung dieser Strahlführung ermöglicht. Der laborseitige Sektor besteht aus einem Kreuzstück, an dem eine weitere Ionengetterpumpe und ein Ventil angebracht sind. Der hier gemessene Druck liegt mit  $P = 3 \cdot 10^{-9}$  mbar höher als erwartet.

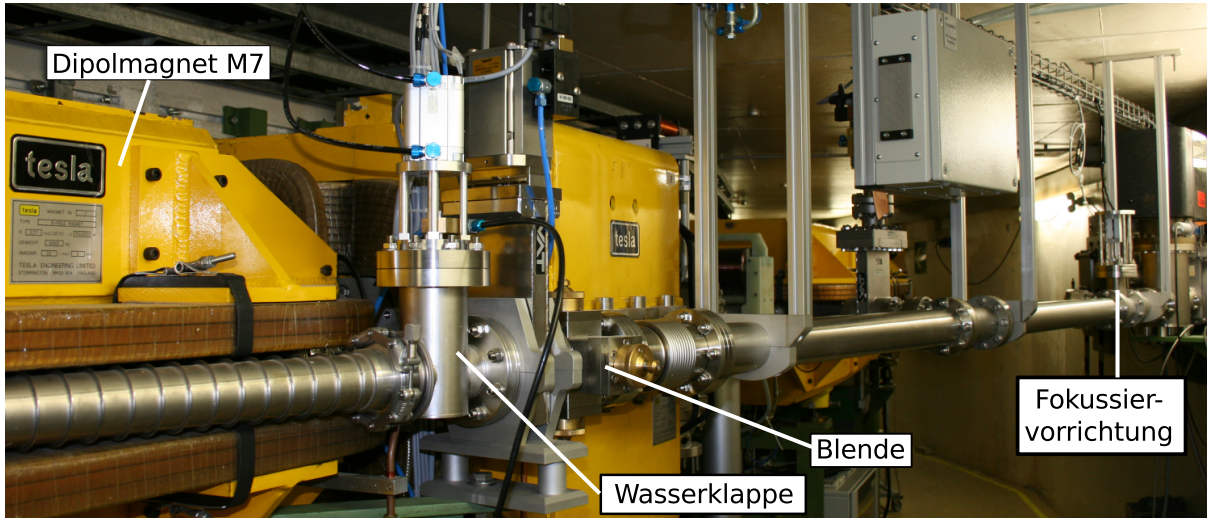


Abbildung 8.20: Aufbau der Strahlführung im ELSA-Tunnel.

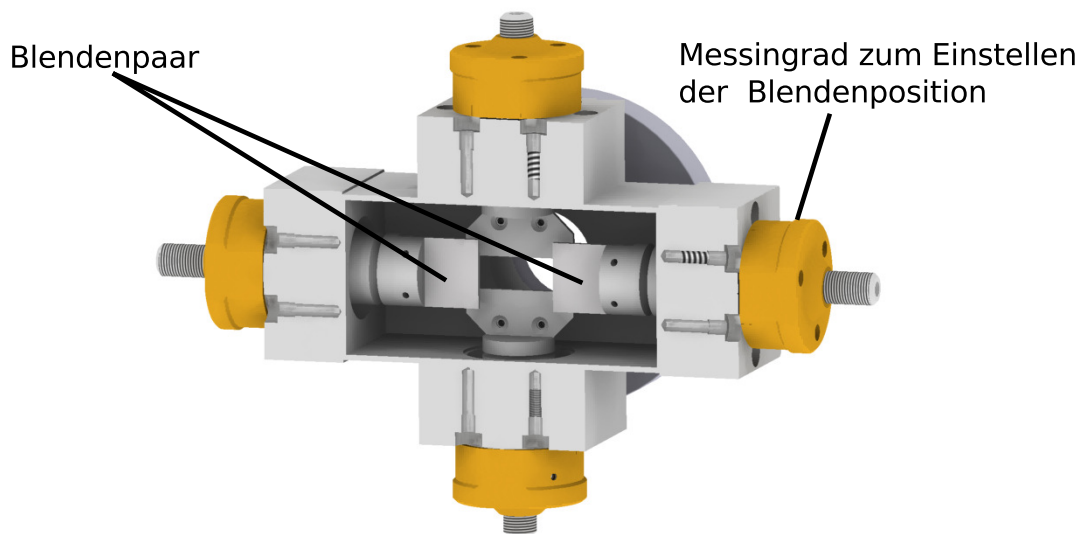


Abbildung 8.21: Schnitt durch die Blendenvorrichtung.

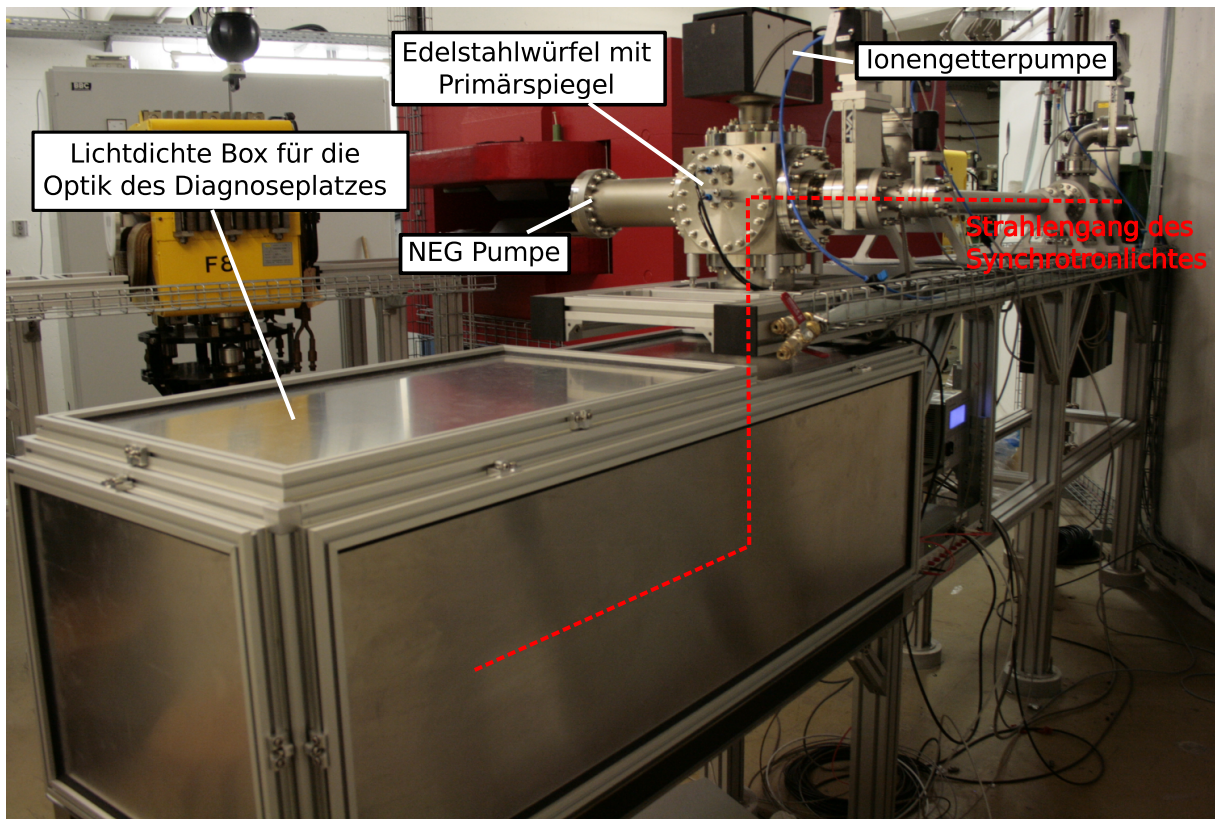


Abbildung 8.22: Strahlführung im Karlsruhe Labor.

Eine mögliche Ursache ist die Desorptionsrate des Rohres durch die Tunnelwand. Zwar wurde durch das Ausheizen und das dauerhafte Fluten des Rohres mit Stickstoff versucht die Desorptionsrate zu minimieren. Die erreichte Desorptionsrate wird jedoch nicht so gering sein wie der Literaturwert für ein ausgeheiztes Rohr.

Das nach dem Rohr folgende Ventil kann zur Belüftung und zum Anpumpen des Sektors genutzt werden. Nach einem weiteren Rohrstück, was als differentielle Pumpstrecke benötigt wird, folgt das abschließende Ventil. Im letzten Sektor befindet sich eine Druck-Messröhre und abschließend ein Edelstahl-Würfel mit der Möglichkeit an jeder Seite weiterführende Komponenten zu installieren. In diesem Würfel befindet sich der Spiegel, sowie eine Ionengetterpumpe und eine NEG-Pumpe, um einen möglichst geringen Druck zu garantieren. Der gesamte Aufbau des Würfels wurde in einem staubfreien Zelt montiert, um die Verunreinigungen der Oberfläche bei der Montage so gering wie möglich zu halten.

Nach der Installation des Spiegels wurde der letzte Vakuumsektor, in dem sich der Spiegel befindet, auf 130°C ausgeheizt. Am Ende dieser Ausheizphase wurde die NEG-Pumpe durch einstündiges Erhitzen auf 450°C aktiviert. Während dieser Aktivierung wurde die Temperatur des Spiegels durch Thermofühler kontrolliert. Durch den Wärmeschild konnte die Erwärmung des Spiegels auf 140°C begrenzt werden.

Der Druck nach der Installation und dem Ausheizen dieses Sektors liegt mit  $P = 4 \cdot 10^{-10}$  mbar eine halbe Größenordnung über dem berechneten (vergleiche Abschnitt 8.3). Dies kann an der angenommenen Pumpleistung der Pumpen liegen. Die Pumpleistung hängt stark von dem jeweils zu pumpenden Gas ab. Je nach Verhältnis der verschiedenen Partialdrücke kann die reale Pumpleistung stark von der aus dem Datenblatt entnommenen abweichen. Der erreichte Druck liegt dennoch mehr als eine Größenordnung unter dem benötigten Druck, um Schwärzungen des

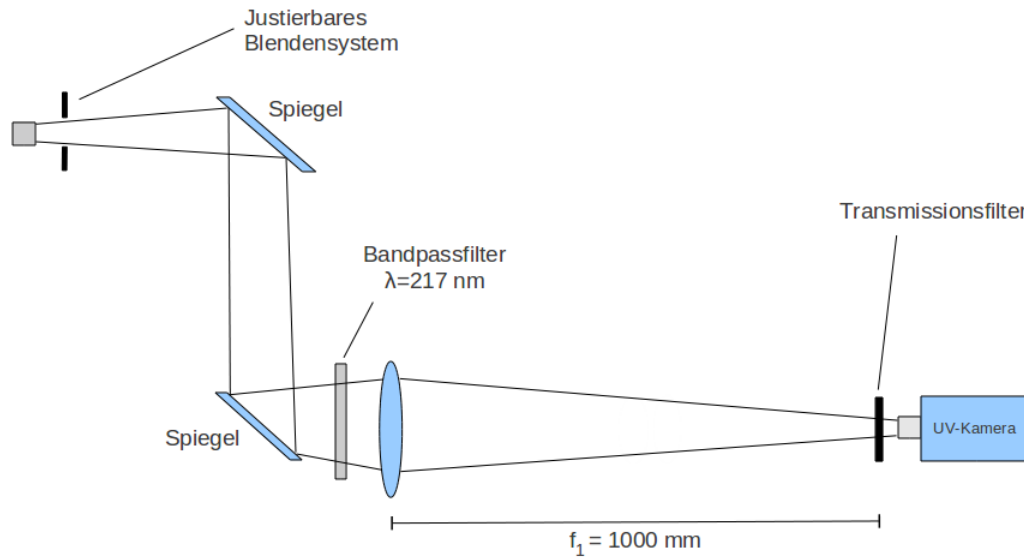


Abbildung 8.23: Optik des Synchrotronlichtmonitors.

Spiegels zu vermeiden. Während des Betriebes löst die Synchrotronstrahlung Restatome aus den Rohrwänden, was zu einer Verschlechterung des Druckes führen kann. Der Druck ist allerdings so niedrig, dass auch mit diesem Druckanstieg keine Schwärzung des Spiegels zu erwarten ist. Ein weiteres Ventil ermöglicht das Anpumpen des Sektors, in dem sich der Spiegel befindet. An der Unterseite des Würfels befindet sich das Austrittsfenster für das umgelenkte Synchrotronlicht. Unterhalb dieses Sichtfensters ist eine lichtdichte Box aufgebaut worden, die das nachfolgende optische System vor Umgebungslicht schützt. Die Wände dieser Box sind zur Montage und Justage der optischen Elemente abnehmbar.

## 8.6 Optisches System des Synchrotronlichtmonitors

Durch die große Entfernung zwischen Quellpunkt und abbildendem optischen System von über 13 m ergeben sich zwei Anforderungen an das verwendete optische System. Zum einen muss der Abbildungsmaßstab ausreichend groß sein, um ein hochaufgelöstes Abbild des Strahlprofils zu erhalten. Zum anderen muss die Schärfentiefe auf einen möglichst kleinen Bereich begrenzt sein, um die optische Verbreiterung des Abbildes so gering wie möglich zu halten (siehe Abschnitt 8.2.1).

Wie beschrieben wurde die Strahlführung auf eine Wellenlänge von 200 nm optimiert, um das beugungsbegrenzte Auflösungsvermögen zu minimieren. Somit muss auch die genutzte Optik für diese Wellenlänge ausgelegt sein. Nach der Umlenkung durch den Spiegel aus der Ebene des Beschleunigers und dem Austritt des Lichtes durch ein Quarzfenster wird das Licht durch einen 2 Zoll großen Spiegel um 90° parallel zum optischen Tisch umgelenkt. Der Aufbau auf dem optischen Tisch ist in Abbildung 8.23 skizziert. Um chromatische Aberration zu vermeiden, wird das Synchrotronlicht durch einen Interferenzfilter geleitet. Da für  $\lambda = 200$  nm keine Standardkomponenten gefertigt werden, wurde ein Filter für  $\lambda = 217 \pm 10$  nm gewählt. In diesem Wellenlängenbereich ist eine hohe Transmission aufgrund der optischen Eigenschaften der verwendeten Materialien des Interferenzfilters leider nicht mehr zu realisieren. So liegt die maximale Transmission bei 17,9 %. Da die Intensität des Synchrotronlichtes im Stretcherring so hoch ist, das zumeist Abschwächungsfilter vor dem CCD-Chip positioniert werden müssen, bewirkt diese

Abschwächung keine Einschränkung der Diagnose.

Nach der Selektion der Wellenlänge folgt die Optik zur Abbildung des Strahlprofils am Quellpunkt. Sie besteht aus einer plankonvexen Linse mit einer Brennweite von  $f_1 = 1000$  mm. Diese Linse steht in einer Entfernung  $g_1 = 13500$  mm vom Quellpunkt und gibt über die Linsengleichung [16]:

$$\frac{1}{g_1} + \frac{1}{b_1} = \frac{1}{f_1} \quad (8.21)$$

den Bildabstand  $b_1 = 1080$  mm. Der Abbildungsmaßstab  $M_l$  ist:

$$M_l = \frac{B_1}{G_1} = \frac{b_1}{g_1}. \quad (8.22)$$

Mit den genannten Bild- und Gegenstandsweiten ergibt sich ein Abbildungsmaßstab von  $M_l = 0,08$ . Bei einer Strahlprofilgröße von 10 mm ergibt sich eine Abbildungsgröße von etwa 0,8 mm. Bei einer Kamerachipgröße von 1/2 Zoll führt dies zu einer ausreichenden Abbildungsgröße und garantiert gleichzeitig ausreichend Platz, um eventuelle Strahlverschiebungen auf den Chip abzubilden. Ein größerer Abbildungsmaßstab würde neben der geringeren Toleranz bei Strahlverschiebungen auch mit einer noch längeren Brennweite der fokussierenden Linse einhergehen, was wiederum einen größeren Bildabstand erfordern würde und einen kompakten Aufbau auf dem vorgesehenen optischen Tisch erschweren würde. Mit der quadratischen Pixelgröße der weiter unten vorgestellten Kamera von  $4,65 \mu\text{m}$  führt dies zu einem Abbildungsmaßstab pro Pixel von  $58,13 \mu\text{m}/\text{Pixel}$ . Bei erwarteten Strahlprofilen im Bereich von einigen Millimetern ist dies ein ausreichendes Auflösungsvermögen des CCD-Chips.

Ein großer Abbildungsmaßstabs kann nicht nur mit einer größeren Brennweite der Primärlinse erreicht werden. Als zweiter Ansatz war ein optisches System aus einer abbildenden Sammellinse mit einer kürzeren Brennweite von  $f = 300$  mm kombiniert mit einem galileischen Teleskop mit einer bikonvexen Linse der Brennweite  $f_2 = 500$  mm und einer bikonkaven Linse mit einer Brennweite von  $f_3 = -25$  mm vorgesehen. Dieses Teleskop hat einen Vergrößerungsmaßstab von  $M_g = \frac{f_2}{|f_3|} = 20$ . Das optische System hätte also einen gesamten Abbildungsmaßstab von  $M_{ges} = M_l \cdot M_g = 0,44$ . Bei ungefähr gleicher Länge der beiden optischen Systeme würde die Variante mit zusätzlichem Teleskop einen größeren Abbildungsmaßstab bieten.

Ein wichtiger Aspekt bei der Verbreiterung der Strahlprofile ist die Schärfentiefe (siehe Abschnitt 8.2.1). Wünschenswert wäre eine Abbildung, die nur die Ebene des Quellpunktes scharf abbildet. Aufgrund der großen Entfernung zwischen Quellpunkt und optischem System ist dies nicht zu realisieren. Um den Bereich der Schärfentiefe zu berechnen, muss zunächst die hyperfokale Entfernung  $d_h$  des optischen Systems berechnet werden. Für jede Wahl von Blende und Brennweite gibt es eine Gegenstandsweite  $g$ , bei der der Bereich des fokussierten Punktes bis hin zu einem Objekt im Unendlichen scharf abgebildet wird. Diese Entfernung wird hyperfokale Entfernung genannt. Sie kann über die Brennweite  $f$ , die Eingangspupille der Linse und den Zerstreuungskreis  $Z$  berechnet werden [6]:

$$d_h \approx \frac{f^2 D}{Z} \quad (8.23)$$

Die Eingangspupille  $D$  entspricht hier der Größe der ersten Linse und beträgt 2 Zoll. Der Zerstreuungskreis  $Z=d/N$  wird durch die Formatdiagonale  $d$  des CCD-Chips und die Anzahl der zu unterscheidenden Punkte  $N$ , in diesem Fall der Anzahl der Pixel, bestimmt. Mit Hilfe der hyperfokalen Entfernung  $d_h$  können der Nahpunkt  $d_n$  und Fernpunkt  $d_f$  berechnet werden. Dies sind die am weitesten vom eigentlich fokussierten Punkt entfernten Positionen, die ebenfalls scharf abgebildet werden. Für große Gegenstandsweiten können diese, wie folgt berechnet werden:

$$d_n \approx \frac{1}{\frac{1}{g} + \frac{1}{d_h}} \quad \text{und} \quad d_f \approx \frac{1}{\frac{1}{g} - \frac{1}{d_h}}. \quad (8.24)$$

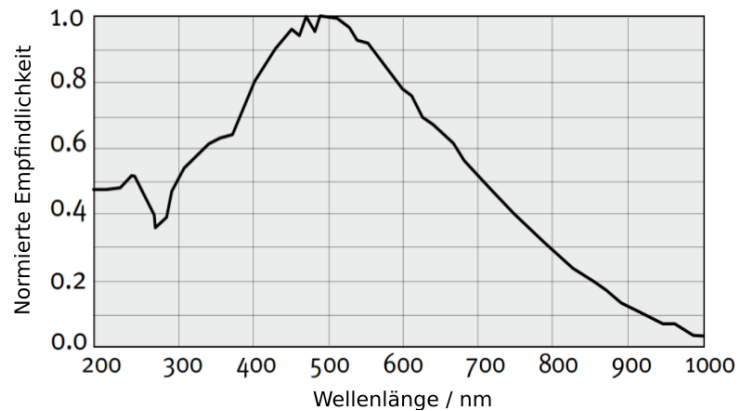


Abbildung 8.24: Spektrum der eingesetzten Kamera [22].

Kamera Typ	CM-140 GE-UV
Auflösung / Pixeln	1392(H) x 1040 (V)
Chipgröße / Zoll	1/2
Wiederholrate / fps	16 (bei voller Auflösung)
Pixelgröße / $\mu\text{m}$	4,65 x 4,65
Schnittstelle	GigE Vision
Gehäusegröße / mm	29 x44 x 75
Sensitivität	0,25 Lux
Objektiv-Mount	C-Mount

Tabelle 8.5: Kenndaten der Kamera.

Die Differenz dieser beiden Punkte  $\Delta d = d_f - d_n$  ergibt den Bereich der Schärfentiefe. Für eine Gegenstandsweite von  $g = 13$  m und eine Brennweite von  $f = 300$  mm erhält man einen Schärfentiefebereich von  $\Delta d = 205$  mm. Nutzt man eine abbildende Linse mit  $f = 1000$  mm verkürzt sich dieser Bereich  $\Delta d$  auf 61 mm. Die Lösung mit einer Sammellinse mit einer Brennweite von  $f = 1000$  mm bildet also aus einem kürzeren Emissionsbereich ab und führt somit zu einem geringeren Abbildungsfehler als die Variante mit Teleskop und der abbildenden Linse mit einer Brennweite von  $f = 300$  mm. Daher wurde der Aufbau mit einer Linse von  $f = 1000$  mm realisiert. Als CCD-Kamera kommt eine GigE Kamera CM-140 GE-UV von der Firma JAI zum Einsatz. Ihre Kenndaten sind in Tabelle 8.5 zusammengefasst. Ihre Wiederholrate beträgt bei voller Auflösung 16 Bilder pro Sekunde. Diese kann durch Reduzierung der Auflösung weiter erhöht werden. Zudem ist die Kamera extern triggerbar, was zyklussynchrone Messungen erleichtert. Die Kamera ist speziell für den Einsatz im UV-Bereich konzipiert. Die spektrale Empfindlichkeit ist in Abbildung 8.24 in Abhängigkeit von der Wellenlänge dargestellt.

## 8.7 Fokussierung auf den Quellpunkt

Wichtig für die richtige Darstellung des Strahlprofils ist die Fokussierung der Optik auf den Quellpunkt des Synchrotronlichtes. Das Einstellen der Optik im Strahlbetrieb ist nicht möglich, da das Synchrotronlicht auf der ganzen Länge des Dipols emittiert wird und somit die gewünschte Bildebene nicht eindeutig erkennbar ist. Wird auf einen anderen Quellpunkt fokussiert, wird das dort erzeugte Synchrotronlicht in einen anderen Winkelbereich emittiert und es kann zur Abschattung durch die Apertur der Strahlführung kommen, was wiederum zu verfälschten gemess-

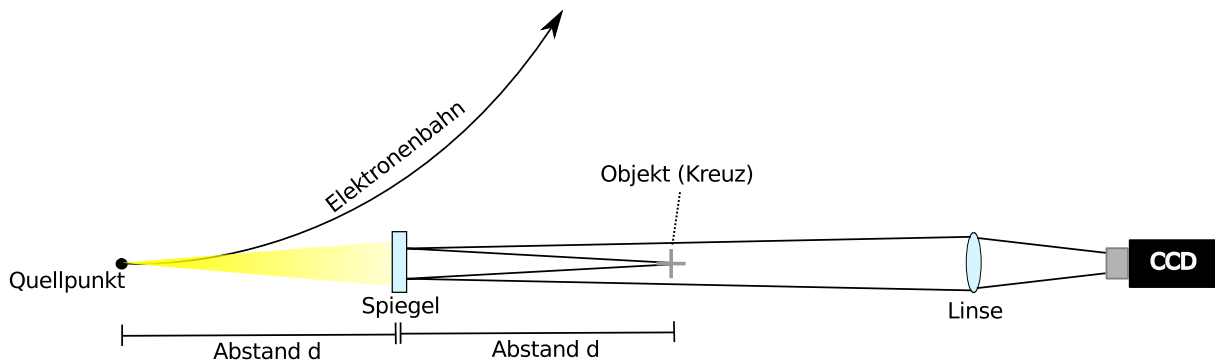


Abbildung 8.25: Strahlengang der Fokussiervorrichtung am neuen Synchrotronlicht-Diagnoseplatz.

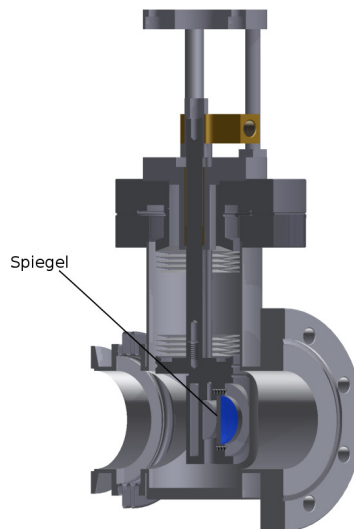


Abbildung 8.26: Schnitt durch Wasserklappe mit integriertem Spiegel.

senen Strahlprofilen führen kann. Um dies durch eine Fokussierung auf den richtigen Quellpunkt zu vermeiden, kann ein Objekt am Quellpunkt des Synchrotronlichtes eingeführt werden, auf welches fokussiert wird. Diese Methode wird am Synchrotronlichtmonitor am Dipolmagneten M28 angewandt. In der Strahlkammer des Dipolmagneten M28 ist hierfür eigens ein Zugang vorgesehen, der es ermöglicht eine Glühbirne in die Vakuumkammer an den Ort des Quellpunktes zu schieben. Die Optik wird auf den Glühfaden justiert.

Diese Möglichkeit besteht bei der neuen Strahlführung nicht, da die Vakuumkammer des Dipolmagneten M7 keinen solchen Zugang besitzt. Um das optische System trotzdem auf eine Gegenstandsweite zu justieren, die dem Abstand zum eigentlichen Quellpunkt entspricht, wurde der Strahlengang über einen Spiegel umgelenkt. Der Strahlengang ist schematisch in Abbildung 8.25 dargestellt. Die Lage des Quellpunktes bezüglich der Vakuumkammer des Dipolmagneten M7 ist aus den technischen Zeichnungen des Beschleunigers zu entnehmen. Um auf ein Objekt im passenden Abstand zu fokussieren, wurde ein Spiegel auf der dem Karlsruhe Labor zugewandten Seite, der sogenannten Wasserklappe (siehe Abbildung 8.26), montiert. Der Abstand  $d$  des Spiegels zum Quellpunkt ist aus den technischen Zeichnungen des Beschleunigers bekannt. Im gleichen Abstand wurde ein fahrbares Objekt in Form eines Kreuzes vor dem Spiegel installiert.

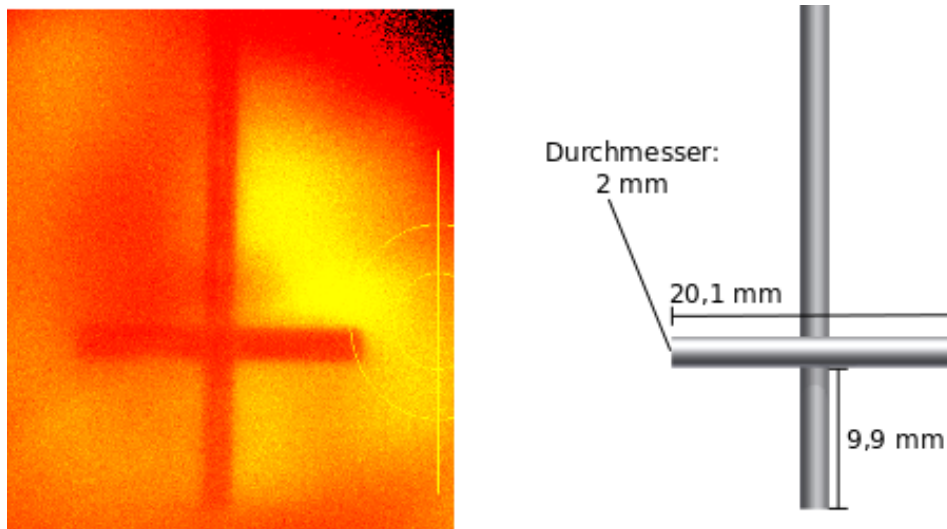


Abbildung 8.27: Links: Bild des Kreuzes in der Strahlführung. Rechts: Abmaße des Kreuzes.

So kann das optische System über die Umlenkung des Spiegels an der Wasserklappe auf das Kreuz fokussieren und ist somit bei aus dem Strahl herausgefahrener Wasserklappe auf die Ebene des Quellpunktes fokussiert. Auf Höhe des Kreuzes ist ein Sichtfenster in die Strahlführung eingebaut, um die Beleuchtung des Kreuzes zu ermöglichen. Der Strahlengang vom Gegenstand verläuft über den Spiegel auf der Rückseite der Wasserklappe durch die Strahlführung bis zur CCD-Kamera auf dem optischen Tisch.

Das als Objekt dienende Kreuz kann mittels eines pneumatischen Hubzylinder aus der Strahlführung gefahren werden. Mittels der Abmaße des Kreuzes kann gleichzeitig der Abbildungsmaßstab experimentell bestimmt werden. Hierfür können die Abmaße des Kreuzes aus Abbildung 8.27 mit der Pixelanzahl des CCD-Chips in Relation gesetzt werden.

Das Kreuz hat sich bei der Justage nicht nur zum Fokussieren auf den Quellpunkt als nützlich erwiesen. Die große Gegenstandsweite erfordert eine exakte Positionierung aller optischen Elemente auf der optischen Achse. Da das Zentrum des Kreuzes ebenfalls die transversale Mitte des Strahlrohres markiert, kann dies zur Orientierung bei der Justage dienen. So sollte das Abbild des Kreuzes zentrisch auf dem CCD-Chip abgebildet werden.

Die angestrebte Wellenlänge von 217 nm führt zu einer weiteren Schwierigkeit bei der Positionierung der Optik. So kann im optischen Wellenlängenbereich auf das Kreuz fokussiert werden und die optimale Position von Linse und Kamera gefunden werden. Die Brennweite der Linse von  $f=1118,1$  mm bei einer Wellenlänge von 532 nm verkürzt sich mit kleinerer Wellenlänge und wird vom Hersteller bei 266 nm Wellenlänge mit  $f=1030,9$  mm angegeben. Da sowohl die Kamera wie auch die Linse für den sichtbaren Bereich genutzt werden können, müsste für eine Einstellung im UV-Bereich der Interferenzfilter installiert sein. Dieser reduziert die Intensität soweit, das eine hoch intensive UV-Quelle zur Justage notwendig wäre. Um dies zu umgehen, wurde das optische System im optischen Wellenlängenbereich justiert und die Kamera auf einem linearen Verfahrtschisch montiert. Dieser lässt sich vom Kontrollsystem aus steuern und ermöglicht das exakte Einstellen der Bildweite für ein scharfes Abbild im UV-Bereich während des Strahlbetriebs.

Die Justage im optischen Wellenlängenbereich stellt sicher, dass sich alle Komponenten auf der optischen Achse befinden und die Kamera soweit justiert ist, dass ein Verfahren des optischen Tisches zum Fokussieren auf den Quellpunkt ausreicht.



## 8.8 Erste Profilmessungen

Um die fehlerfreie Funktionsweise des neuen Monitors zu gewährleisten und zu überprüfen, wurden verschiedene Messungen durchgeführt. Für diese muss die richtige Positionierung der Blende bezüglich des Quellpunktes gewährleistet sein. Als vorbereitende Messung wurde die Blende auf eine sehr geringe Öffnung von etwa 1 mm in beiden Ebenen eingestellt. Anschließend wurde kontrolliert ob Synchrotronlicht mit der Kamera detektiert werden kann. Es wurden Orbit-Beulen an der Stelle des Quellpunktes appliziert, bis das Maximum der Intensität an der Kamera detektiert worden ist. Aus den applizierten Ablagen der Orbit-Beulen wurde die entsprechende Distanz des Blendenmittelpunktes zur Sollposition ermittelt. Nach der Bestimmung dieser Distanz wurde, die Position der Blende korrigiert, so dass bei üblichem Strahlbetrieb eine zentrische Lage des Quellpunktes bezüglich des Blendenmittelpunktes gegeben ist. Diese Justage bildet die Grundlage zu den folgenden Messungen.

### 8.8.1 Wahl des Öffnungswinkels

Über die Einstellung der Blendenöffnung kann der Öffnungswinkel des genutzten Synchrotronlichtes gewählt werden. Die Wahl der Blendeneinstellung hat neben der in Abschnitt 8.2.1 erläuterten Verbreiterung des Strahlabbildes Einfluss auf den Messbereich der Lageänderung mit dem Synchrotronlichtmonitor. So führt eine kleine Blendenöffnung zu einer Einschränkung der zu messenden Ablage. Dies kann soweit führen, dass Teile des Strahlprofils durch die Blende abgeschattet werden. In diesem Fall entspricht die gemessene Strahlbreite nicht der wirklichen Strahlbreite des Elektronenstrahl am Quellpunkt. Um dies zu vermeiden wurde für eine Energie von 2,3 GeV und einem Strahlstrom von 25 mA die Strahlbreite in Abhängigkeit der Blendenöffnung in horizontaler und vertikaler Richtung vermessen. In Abbildung 8.28 ist das Ergebnis für die horizontale Messungen dargestellt. Zum Vergleich ist die Strahlbreite für eine maximal geöffnete Blende angegeben. Für sehr kleine Blendenöffnungen ist die Abhängigkeit der gemessenen Strahlprofile von der Blendengröße deutlich sichtbar. Für größere Blendenöffnungen nähert sich die Strahlbreite immer mehr der Strahlbreite an, die für eine maximal geöffnete Blende gemessen wurde. Die ursprüngliche Strahlbreite und die Verbreiterung durch den gewählten Öffnungswinkel addieren sich quadratisch zu der gemessenen Strahlbreite. Die Messung zeigt deutlich, dass der Einfluss der Abschattung des Strahlprofils weitaus größer ist als die Verbreiterung des Strahlprofils durch die Wahl des Öffnungswinkels. Wie in Abbildung 8.29 dargestellt, ist für die vertikale Ebene das gleiche Verhalten zu erkennen. Aufgrund der geringeren Strahlbreite in dieser Ebene ist der Effekt der Abschattung nur für sehr kleine Blendenöffnungen sichtbar. Da der Effekt der Verbreiterung des Strahlprofils durch den Öffnungswinkel auf die gemessene Strahlbreite sehr gering ist, liegt es nahe die maximale Blendenöffnung zu wählen, um einen großen Messbereich für die Lagemessung abzudecken. Die weite Blendeneinstellung hat allerdings den Nachteil, den Großteil der Innenfläche der Strahlführung der Synchrotronstrahlung auszusetzen, was zu einem Druckanstieg in der gesamten Strahlführung und insbesondere in der Nähe des Spiegels führt. So ist bei hohem Strahlstrom oder großer Energie darauf zu achten eine möglichst kleine Blendenöffnung zu wählen, um den Druck am Spiegel möglichst niedrig zu halten. Bei niedrigen Strömen ist empfehlenswert eine große Blendenöffnung zu wählen, um einen großen transversalen Messbereich zur Verfügung zu haben.

### 8.8.2 Messung der Ablage durch Applikation von Orbit-Beulen

Neben der Messung der Strahlprofile soll der Synchrotronlichtmonitor auch zur Messung einer Ablage von der Sollbahn genutzt werden. In der folgenden Messung wird der Messbereich des Systems ermittelt und die Linearität zwischen applizierter Ablage und der gemessenen Ab-

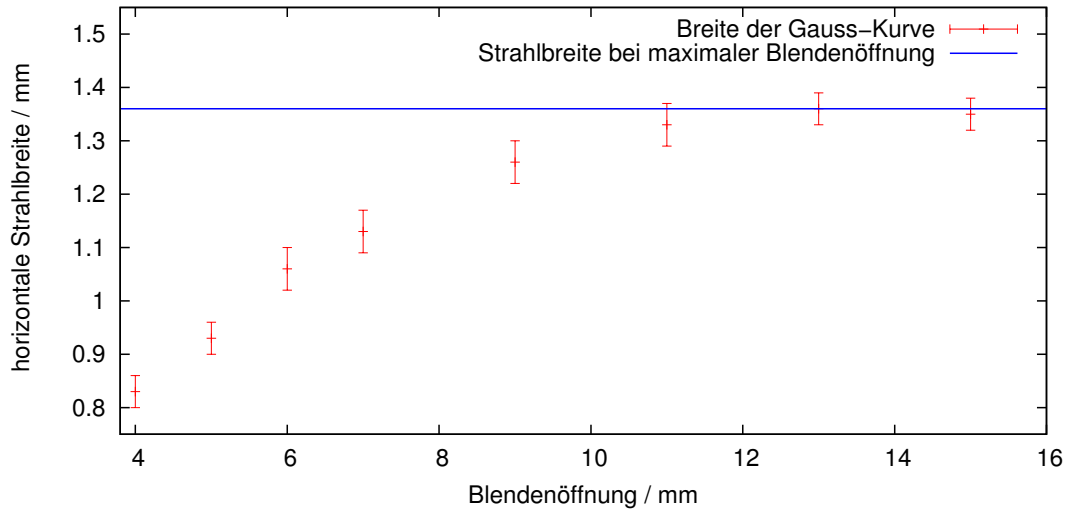


Abbildung 8.28: Die gemessene horizontale Strahlbreite (rot) in Abhängigkeit der Blendenöffnung. In blau ist die gemessene Strahlbreite bei vollständig geöffneter Blende dargestellt.

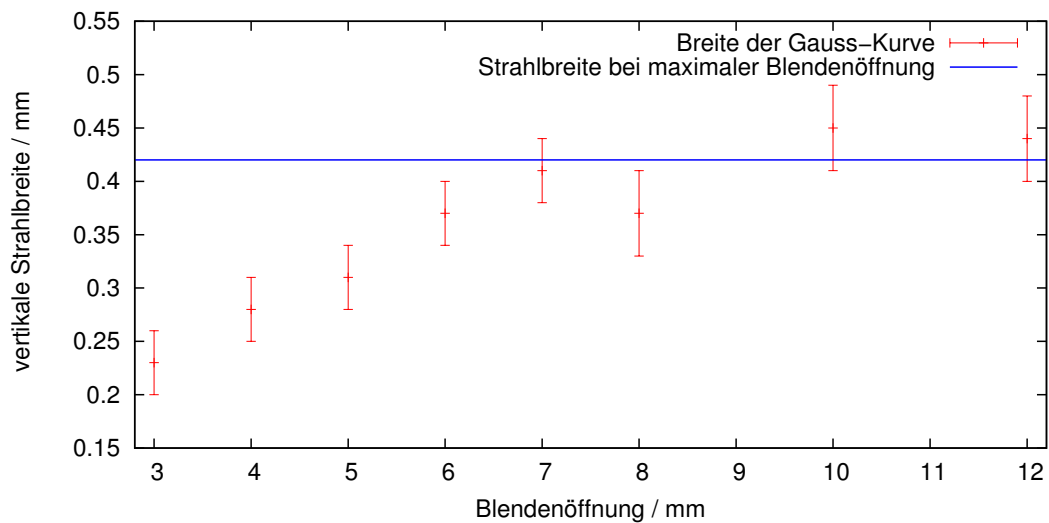


Abbildung 8.29: Die gemessene vertikale Strahlbreite (rot) in Abhängigkeit der Blendenöffnung. In blau ist die gemessene Strahlbreite bei vollständig geöffneter Blende dargestellt.

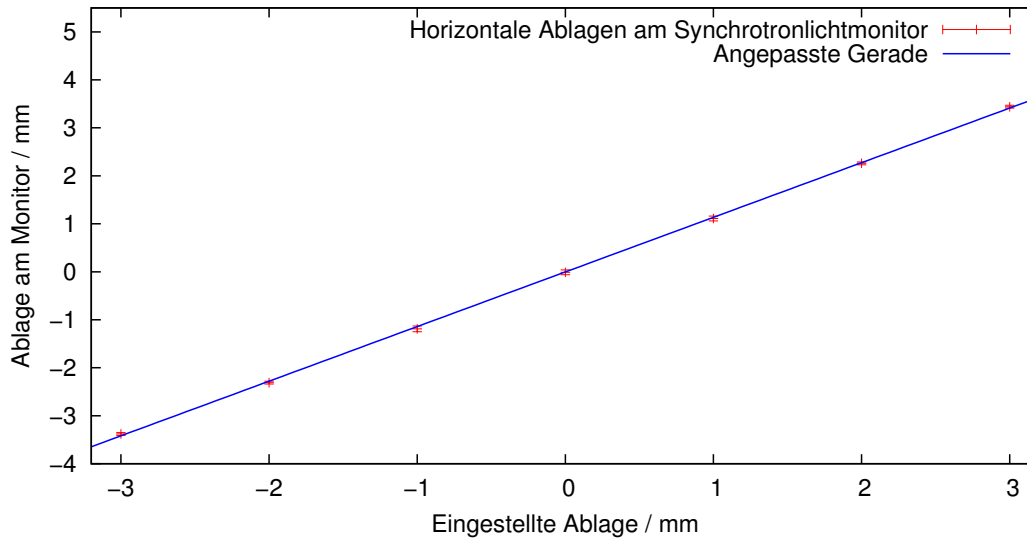


Abbildung 8.30: Die gemessene Ablage (rot) am Synchrotronlichtmonitor in Abhängigkeit der applizierten horizontalen Orbit-Beule. In blau ist die angepasste Gerade dargestellt.

lage überprüft. Zusätzlich ermöglicht das Messen einer bekannten Ablage die Kontrolle des Abbildungsmaßstabes. Die Ablagen werden durch eine bewusst erzeugte Orbit-Beule umgesetzt. Diese Beulen werden in der horizontalen Ebene durch das Bestromen von Zusatzwindungen an den Dipolmagneten realisiert. In der vertikalen Ebene besitzt der Stretcherring ein System an Korrektur-Dipolmagneten, die für diesen Zweck verwendet werden können. Um eine lokale Orbit-Beule mit einer wählbaren Ablage  $\Delta x$  und einem vorgegebenen Winkel  $\Delta x'$  an einer Position  $s_a$  zu erzeugen, ist eine Kombination aus mindestens vier Korrektur-Dipolmagneten, im Folgenden Korrektoren genannt, nötig [52]. Eine an das Kontrollsystem angegliederte Software ermöglicht nach der Wahl der vier verwendeten Korrektoren das Einstellen einer Orbit-Beule an einer beliebigen Position des Stretchringes mit einer wählbaren Ablage  $\Delta x$ . Zur Überprüfung der Strahlverschiebung am Synchrotronlichtmonitor wurde am Quellpunkt eine Ablage erzeugt und in ein Millimeter-Schritten variiert. Die gemessene Strahlverschiebung wurde gegen die eingestellte Orbit-Ablage aufgetragen. Die Ergebnisse der horizontalen Messung sind in Abbildung 8.30 dargestellt. Die angepasste Geradengleichung zeigt die sehr gute Linearität über eine Orbitänderung von über 6 mm. Größere horizontale Ablagen führten zu Strahlverlust. Mit Hilfe der Steigung der Geraden kann der Abbildungsmaßstab kontrolliert werden. Wenn die durch die Orbit-Beule erzeugte Ablage am Quellpunkt der eingestellten Ablage entspricht, sollte die Steigung bei richtigem Abbildungsmaßstab eins entsprechen. Für die gezeigte Messung beträgt die Steigung  $m = 1,139 \pm 0,006$ . Die Abweichung vom erwarteten Wert wird weiter unten diskutiert. Der y-Achsenabschnitt  $n_0$  der Geradengleichung entspricht der Differenz zwischen der Position der Sollbahn und dem Koordinatenursprung, der in diesem Fall der Mitte des CCD-Chips entspricht. Der y-Achsenabschnitt der Geradengleichung beträgt  $n_0 = 5,56 \pm 0,01$  mm. Die gleiche Messung wurde für vertikale Ablagen durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 8.31 dargestellt. Die Linearität zwischen applizierter und gemessener Ablage ist auch hier über einen Bereich von 14 mm sehr gut erfüllt. Für eine positive Ablage von 6 mm war eine Verformung des Strahlabbildes zu erkennen. An der Öffnung der Vakuumkammer zur Strahlführung ist die Wasserkühlung um die Öffnung herumgelegt und bildet eine vertikale Öffnung von 12 mm und ist damit bei geöffneter Blende das limitierende Element der Apertur. Die Verformung des Strahlprofils wird von der Abschattung durch diese Wasserkühlung verursacht. Dieser Messwert weicht auch von dem sonst üblichen linearen Verhalten zwischen appliziertem und ge-

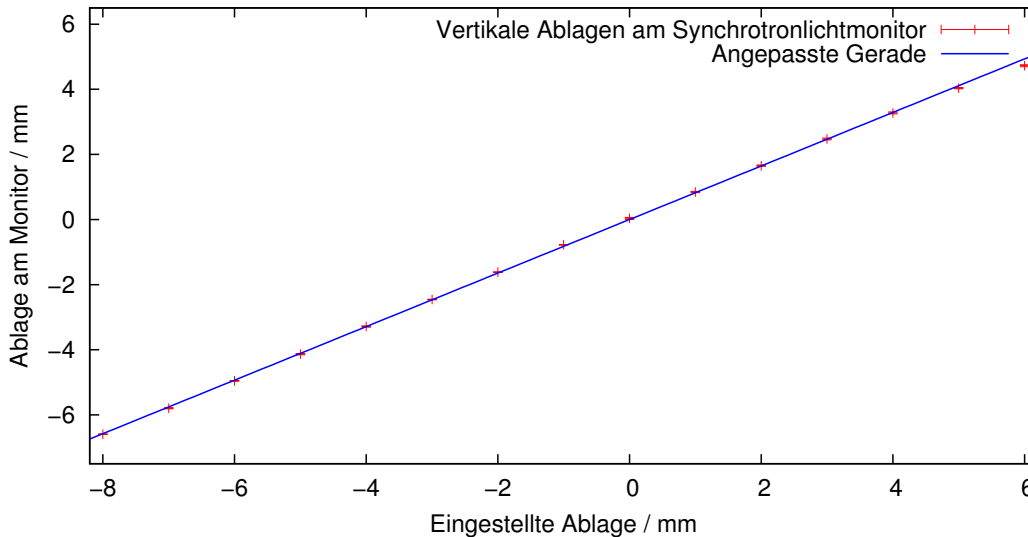


Abbildung 8.31: Die gemessene Ablage (rot) am Synchrotronlichtmonitor in Abhängigkeit der applizierten vertikalen Orbit-Beule. In blau ist die angepasste Gerade dargestellt.

messenem Wert ab und bildet damit die Grenze der möglichen Ablagemessungen. Bei negativen Ablagen ist dies bei einer Ablage von 8 mm erreicht. Die Steigung der angepassten Geraden beträgt  $m = 0,822 \pm 0,003$ . Der Abstand zum Mittelpunkt des CCD-Chips liegt bei  $n_0 = -13,004 \pm 0,014$  mm. Wie weiter oben erläutert, sollte die Steigung eins betragen. Im Falle eines falschen Abbildungsmaßstabs müssten die Steigungen in beiden Ebenen entweder zu groß oder zu klein sein. Da dies nicht zutrifft, ist der Abbildungsmaßstab nicht die Ursache der Abweichung. Eher ist eine Abweichung zwischen theoretischem und realen Quellpunkt in Betracht zu ziehen.

Die applizierte Beule kann bezüglich des Quellpunktes des Synchrotronlichtmonitors verschoben sein. Ist der Quellpunkt des Synchrotronlichtmonitors versetzt zum theoretischen Quellpunkt, kann die dort gemessene von der geforderten Ablage abweichen. Die gemessene Ablage bleibt dabei aber weiterhin proportional zur eingegebenen Ablage. Da die Beulen in beiden transversalen Ebenen unterschiedlich sein können, kann dies auch zu unterschiedlichen Verhältnissen von der geforderten und der tatsächlichen Ablage am Quellpunkt des Monitors führen.

### 8.8.3 Messung der Emittanz und des Koppelfaktors

Nach der Justage der Blendenposition und der Blendenöffnung kann die Messung der Strahlprofile durchgeführt werden. Um den dynamischen Bereich des CCD-Chips optimal auszunutzen, wird zunächst das Helligkeitsprofil entlang einer Pixelreihe zentrisch durch das Strahlprofil kontrolliert. Anhand dieses Intensitätsprofils wird die Wahl der verwendeten Abschwächungsfiler festgelegt. Der dynamische Bereich des CCD-Chips sollte möglichst maximal ausgenutzt werden, ohne dass dabei eine Sättigung der Pixel am Intensitätsmaximum vorliegt. Nach der Wahl der Abschwächungsfiler kann mit der Helligkeits- und Kontrastregelung der Diagnosesoftware eine Feinabstimmung des Bildes durchgeführt werden. In Abbildung 8.32 ist das Strahlprofil nach der Wahl der Abschwächungsfiler und der Feinabstimmung von Helligkeit und Kontrast zu sehen. Zur Betonung der Intensitätsverteilung wurde eine spektrale Darstellung gewählt. Die angegebenen Strahlbreiten sind die  $\sigma$ -Breiten der angepassten Gaußfunktion der Diagnosesoftware. Wie in Abschnitt 7 beschrieben, werden die Profilmessungen an das Kontrollsystem übermittelt und

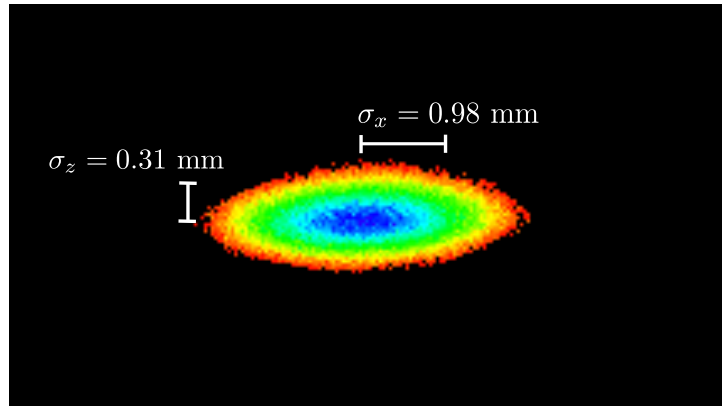


Abbildung 8.32: Das erste im UV-Bereich gemessene Strahlprofil bei 1.2 GeV mit den gemessenen  $\sigma$ -Breiten aus der angepassten Gaußverteilung.

dort angezeigt. Mit Hilfe der Beta-Funktion und der Dispersion, die das Programm SIMLIB aus den aktuellen Einstellungen des Beschleunigers berechnet, wird die Emittanz für beide Ebenen ermittelt. Die horizontale Emittanz  $\epsilon_x = 131 \pm 19,8$  nm rad ist vergleichbar mit der natürlichen Emittanz von  $\epsilon_{nat} = 123$  nm rad bei einer Energie von 1,2 GeV. Aus der vertikalen Emittanz  $\epsilon_z = 9,5 \pm 3,2$  nm rad ergibt sich eine Kopplung von  $\kappa = \frac{\epsilon_z}{\epsilon_x} = 0,072 \pm 0,027$ . Es hat sich vergleichbar mit den Messungen in Abschnitt 6.3 gezeigt, dass eine Veränderung der Helligkeits- und Kontrasteinstellungen die Breite der angepassten Gaußverteilung beeinflusst. Die Ungenauigkeit der gemessenen Strahlbreiten liegt etwa bei  $\Delta\sigma = 0,1$  mm. Die ermittelten Werte für die Emittanz stimmen mit den theoretisch erwarteten Werten überein (siehe Abbildung 5.5). Hierbei ist zu beachten, dass die Qualität des Strahlabbildes des neuen Synchrotronlichtmonitors deutlich besser ist als die des alten. Dies liegt neben dem gewählten Wellenlängenbereich von  $217 \pm 10$  nm, am größeren Rohrdurchmesser der differentiellen Pumpstrecke. Dieser verhindert störende Reflexionen des Synchrotronlichtes an den Innenwänden. Die justierbare Blende am Anfang der Strahlführung verhindert ebenfalls weitere Reflexionen und ermöglicht ein optimales Strahlabbild durch den frei wählbaren Winkelbereich des Synchrotronlichtes. Durch den Diagnoseplatz außerhalb des Beschleunigertunnels wird der CCD-Chip vor gestreuten Elektronen geschützt und sorgt somit für einen verbesserten Kontrast zwischen Strahlprofil und Hintergrund.



## 9 Untersuchungen des longitudinalen Phasenraums

Neben der Untersuchung der transversalen Strahlprofile kann die optische Strahlanalyse auch Informationen über die zeitliche Struktur des Synchrotronlichts und damit über die umlaufenden Elektronenpakete liefern. Dadurch können longitudinale Schwingungen des Ladungsschwerpunktes, sowie die Struktur und Länge der einzelnen Elektronenpakete detektiert werden. Für die Durchführung solcher Messungen braucht man ein Diagnosesystem mit einer zeitlichen Auflösung von wenigen Picosekunden. Das einzige kommerziell erwerbliche optische System, was dieser zeitlichen Auflösung genügt, ist ein Streackamerasystem. Die Planung, der Aufbau und die Inbetriebnahme eines solchen Systems waren Teil dieser Arbeit und werden in diesem Abschnitt vorgestellt. Die folgende Zusammenstellung soll einen Überblick über die Funktionsweise und die ersten Messungen geben. Eine detaillierte Ausführung des technischen Aufbaus und umfangreichere Untersuchungen werden in der Masterarbeit von Michael Switka [45] zu finden sein. Aufgrund der Funktionsweise der Streackkamera (siehe Abschnitt 9.2) sollte ein Betrieb im Bereich großer Strahlungsbelastung vermieden werden. So wurde der in Abschnitt 8.2 vorgestellte neue Diagnoseplatz und die dazugehörige Strahlführung mit Hinblick auf den Einsatz einer Streackkamera konzipiert. Im nächsten Abschnitt werden die theoretisch erwarteten Bunchlängen und die Zeitstrukturen für die angestrebten Untersuchungen diskutiert. Sie legen die benötigten Komponenten des Streackkamerasystems fest. Das auf diesen Überlegungen basierend, eingesetzte System wird in den Abschnitten 9.2.1 und 9.2.2 vorgestellt. Abschließend werden die ersten Bunchlängenmessungen und Untersuchungen der Füllstruktur präsentiert.

### 9.1 Theoretische Bunchlänge und Füllstruktur

Vergleichbar mit der transversalen Betatronschwingung vollführen die Elektronen longitudinale Phasenschwingungen um die Sollphase. Diese Schwingungen werden Synchrotronschwingungen genannt. Bei vernachlässigbar kleiner Dämpfung und kleiner Amplitude kann diese Schwingung durch die Bewegungsgleichung

$$\Delta\ddot{\Phi} + \omega_s^2 \Delta\Phi = 0 \quad (9.1)$$

mit der Lösung

$$\Delta\Phi = \Delta\Phi_{max} \cos(\omega_s t + \phi) \quad (9.2)$$

ausgedrückt werden [51]. Die Länge eines Elektronenpakets hängt von der maximalen Amplitude  $\Delta\Phi_{max}$  der Synchrotronschwingung ab. Die Länge  $l_s$  eines longitudinal gaußförmig verteilten Bunches ist als die doppelte Standardabweichung dieser Verteilung definiert. Die Bunchlänge ist in Abhängigkeit der Synchrotronschwingungsfrequenz  $\omega_s$ , des Momentum-Compaction-Factors  $\alpha_c$  und der normierten Energiebreite der Elektronen ( $\frac{\Delta E}{E}$ ) gegeben durch:

$$l_s = 2 \frac{c\alpha_c}{\omega_s} \left( \frac{\Delta E}{E} \right). \quad (9.3)$$

Mit Gleichung 5.47 kann die Bunchlänge als Pulsdauer in Abhängigkeit der Energie geschrieben werden:

$$l_t = \frac{l_s}{c} = 2 \frac{\alpha_c \gamma}{\omega_s} \sqrt{\frac{C_q}{J_s R}}. \quad (9.4)$$

Der Ausdruck unter der Wurzel bleibt für einen Beschleuniger mit fester Magneto-optik konstant. Die Bunchlänge verhält sich somit proportional zur Energie und reziprok zur Synchrotronschwingungsfrequenz. Frühere Messungen des longitudinalen Arbeitspunktes  $Q_s$ , der über  $Q_s = \omega_s/\omega_u$  mit der Umlauffrequenz  $\omega_u$  und der Synchrotronschwingungsfrequenz  $\omega_s$  verknüpft ist, ließen eine indirekte Bestimmung der Bunchlänge zu [7]. Die so bestimmten Bunchlängen betragen für

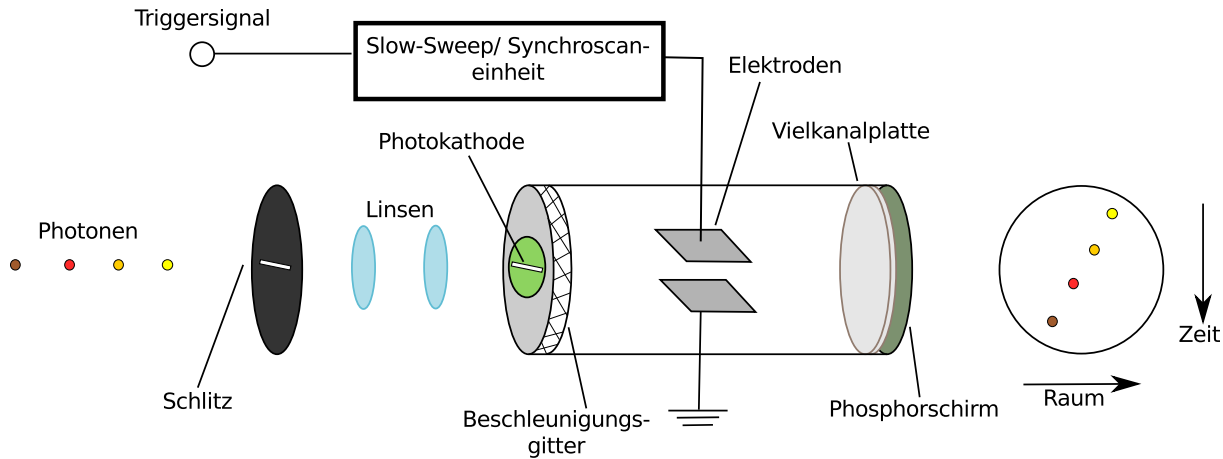


Abbildung 9.1: Schematischer Aufbau einer Streakkamera.

eine Energie von 1,2 GeV  $t_t = 42,4 \pm 0,3$  ps und für eine Energie von 3,2 GeV  $t_t = 193 \pm 0,2$  ps. Von großem Interesse ist die Untersuchung der Ladungsverteilung über den Stretcherring. Diese wird Füllstruktur genannt. Die Pulsdauer der Füllstruktur kann durch den von der Hochfrequenz der Beschleunigerresonatoren vorgegebenen Bunchabstand von 2 ns und die umlaufenden 274 Bunche berechnet werden und beträgt 548 ns. Dies legt die zeitlichen Anforderungen an das Streakkamerasystem fest. Zum einen soll es möglich sein Strukturen bis in den Picosekundenbereich zu messen, zum anderen macht eine Füllstrukturuntersuchung über mehrere Umläufe einen Zeitbereich über mehrere Microsekunden notwendig. Aufgrund dieser Anforderungen wurde ein System gewählt, was ein Auflösungsvermögen von 1 ps aufweist, gleichzeitig aber auch die Möglichkeit bietet, Zeitstrukturen bis in den Bereich von mehreren Microsekunden darzustellen.

## 9.2 Die Streakkamera

Die Funktionsweise einer Streakkamera weicht von der klassischen Funktionsweise einer Videokamera ab. Das resultierende Abbild kann aus einer Intensitätsverteilung mit zwei zeitlichen Achsen bzw. einer zeitlichen Achse und einer räumlichen Achse bestehen.

Der schematische Aufbau einer Streakkamera ist in Abbildung 9.1 dargestellt. Das durch den Eingangsschlitz eintretende Licht wird durch ein Linsensystem als Abbild des Schlitzes auf die folgende Kathode abgebildet. Die auf der Photokathode auftreffenden Photonen lösen proportional zur Intensität Elektronen aus dem Kathodenmaterial. Die ausgelösten Elektronen werden durch das Anodengitter beschleunigt und passieren ein vertikales, zwischen zwei Elektroden angelegtes Wechselfeld. Die Stärke der Ablenkung, die die Elektronen in diesem Wechselfeld erfahren, hängt vom Zeitpunkt ihres Passierens ab. Die abgelenkten Elektronen werden anschließend durch eine Mikrokanalplatte, die als Sekundärelektronenvervielfältiger dient, verstärkt. Anschließend treffen die Elektronen auf einen Phosphorschirm, an dem die Elektronen wieder in Photonen konvertiert werden. Dieser Phosphorschirm wird mit einer CCD-Kamera gefilmt. In der Richtung der Ablenkung des Wechselfeldes entspricht die räumliche Verteilung am Phosphorschirm einer zeitlichen Verteilung der ursprünglich in die Streakkamera eingetretenen Photonen. Die zeitliche Auflösung hängt hierbei von der Frequenz und Amplitude des angelegten Wechselfeldes ab. In diesem Aufbau entspricht die zweite Achse der ursprünglichen räumlichen Verteilung der eintreffenden Photonen. Durch ein zweites Elektrodenpaar kann auch diese Ebene zur Darstellung der zeitlichen Struktur genutzt werden. So ist es möglich, die zeitliche Struktur des eingehenden Signals auf zwei verschiedenen Zeitskalen zu beobachten. Generell stellt der Hersteller zwei verschiedene Ablenkeinheiten zur Verfügung, die verschiedene Messprinzipien ermöglichen. Die



Funktionsweise der zwei Einheiten und ihre Vorteile werden in den nächsten beiden Abschnitten erläutert.

### 9.2.1 Die Synchronscan-Einheit

Die Synchronscan-Einheit versorgt die Elektroden mit einer sinusförmigen Spannung. Die Frequenz der Spannung liegt mit  $f = 125$  MHz bei einem Viertel der Hochfrequenz des Wechselfeldes in den Hohlraumresonatoren. Die sinusförmige Spannung wird durch denselben Frequenzgenerator, der das Hochfrequenzsignal für die Beschleunigungsresonatoren erzeugt, und einem anschließenden Frequenzteiler generiert. Diese Spannung liegt zwischen den vertikal ablenkenden Platten an. Während einer Periode des Sinussignals, passieren 4 Elektronenpakete die ablenkenden Platten. Hierbei wird die Phase so eingestellt, dass zwei Elektronenpakete die Platten nahe des Nulldurchgangs des Sinussignals passieren. In diesem Bereich ist der Verlauf des Sinussignals nahezu linear und gewährleistet dementsprechend eine lineare Zeitachse in der Abbildung. Die beiden weiteren Elektronenpakete liegen auf den beiden Extrema des Sinus und werden soweit abgelenkt, dass sie nicht mehr abgebildet werden. Die beiden sichtbaren Abbilder der Elektronenpakete können durch einen Phasenschub gegeneinander verschoben werden. Aufgrund der Positionierung des einen Elektronenpaketes auf der aufsteigenden und des anderen Elektronenpaketes auf der absteigenden Flanke des Sinussignals, sind die Zeitachsen der beiden Elektronenpakete gegenläufig. Durch Variation der Amplitude des Sinussignals können verschiedene Zeitbereiche auf dem Phosphorschirm abgebildet werden. Das vertikale Zeitfenster kann zwischen 73 ps und 1,37 ns gewählt werden [14]. Die zweite Achse kann zur Darstellung der räumlichen Ausdehnung des Signals in horizontaler Richtung genutzt werden.

Alternativ kann eine langsame lineare Ablenkung in der horizontalen Achse hinzugeschaltet werden. Diese wird durch ein 10 Hz Triggersignal ausgelöst, welches phasenstabil zur Umlauffrequenz sein muss. Die zweite Zeitachse kann von 60 ns bis zu 103 ms betrieben werden [14]. So kann die schnelle vertikale Achse zur Diagnose der inneren Struktur der Elektronenpakete genutzt werden, während die langsame horizontale Achse Oszillationen zwischen den Elektronenpaketen offenbart. In Abbildung 9.2 ist die Funktionsweise des Synchronscan-Modus schematisch dargestellt und eine typische Aufnahme in diesem Modus gezeigt.

### 9.2.2 Slow-Sweep-Einheit

Im Gegensatz zu der frei laufenden Sinusschwingung der Synchronscan-Einheit wird bei der Slow-Sweep-Einheit ausgelöst durch ein extern angelegtes Triggersignal ein einziger linearer Anstieg der Spannung zwischen den Elektroden erzeugt, der somit einen linearen Durchlauf (engl.: sweep) entlang des Phosphorschirms erzeugt. Die maximale Repetitionsrate eines solchen Durchlaufs liegt bei 10 kHz. Die Slow-Sweep-Einheit deckt hierbei einen wesentlich größeren Zeitbereich von 1.26 ns bis 1.02 ms als die Synchronscan-Einheit ab. Als auslösendes Triggersignal wird ein Signal mit der Umlauffrequenz von 1,825 MHz genutzt. Dies ermöglicht die Überlagerung derselben Elektronenpakete bei mehrfachen Durchläufen dieser Einheit. Der Vorteil dieser Einheit gegenüber der Synchronscan-Einheit liegt in der Darstellung aller Elektronenpakete. Während bei der Synchronscan-Einheit jedes zweite Elektronenpaket nicht dargestellt wird, ist mit dieser Einheit die Darstellung aller Elektronenpakete des Stretchringes möglich. In Abbildung 9.3 ist eine exemplarische Aufnahme mit der Slow-Sweep-Einheit gezeigt. Die vertikale Zeitachse deckt in diesem Fall einen Messbereich von 100 ns ab, was eine Abbildung von 50 Bunchen ermöglicht. Auch hier ist eine horizontale Ablenkung möglich und erlaubt eine Darstellung mehrerer Bunchzüge nebeneinander.

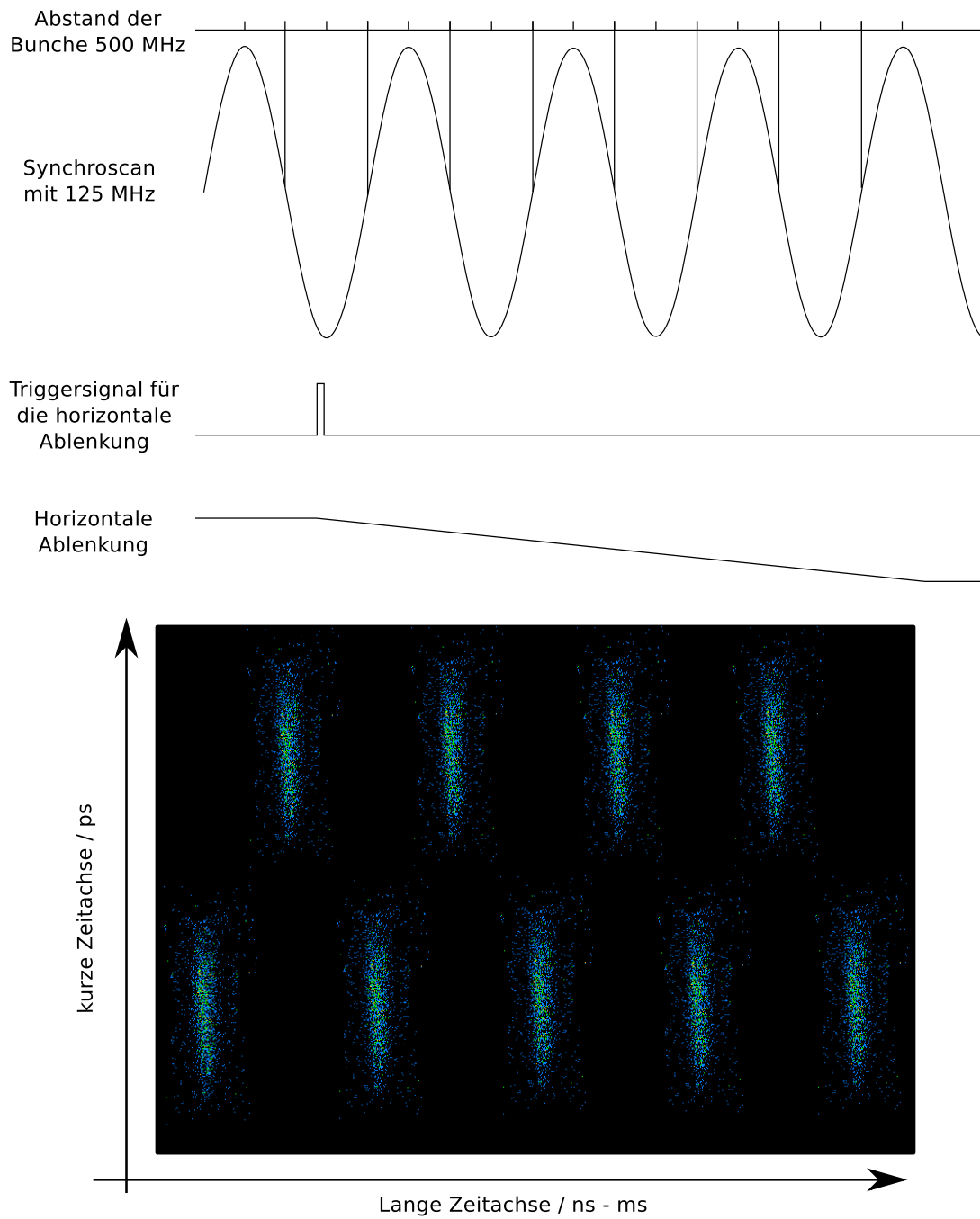


Abbildung 9.2: Der zeitliche Ablauf des Synchroscan-Modus und eine exemplarische Aufnahme mit schneller vertikaler Zeitachse und langsamer Ablenkung auf der horizontalen Zeitachse.

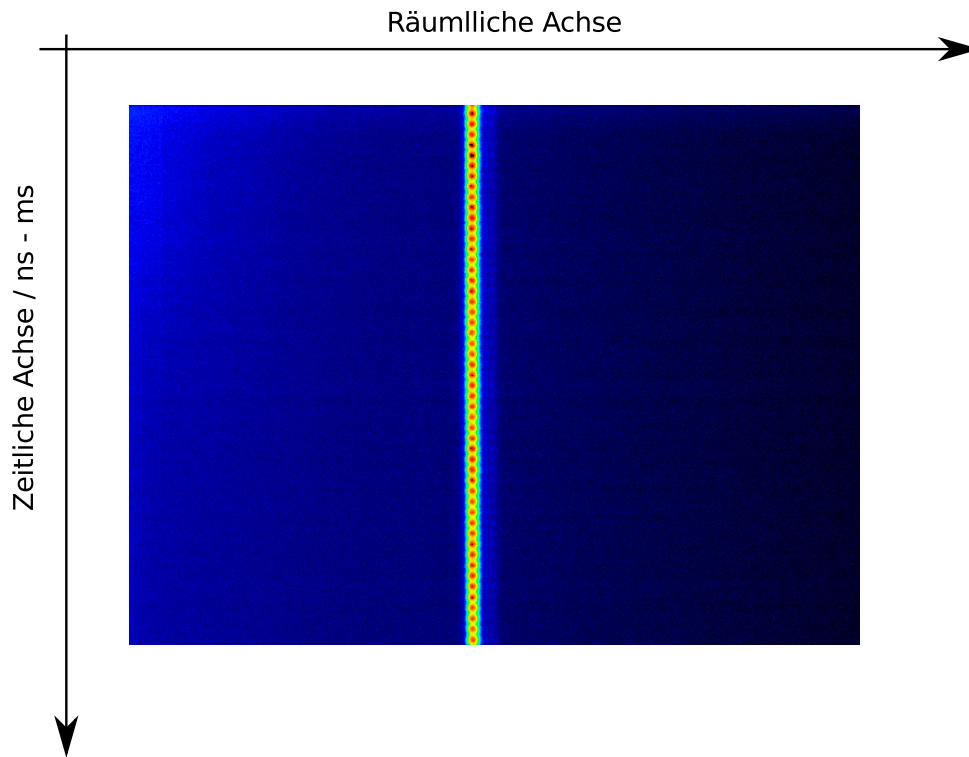


Abbildung 9.3: Exemplarische Aufnahme mit der Slow-Sweep-Einheit. Die vertikale Achse deckt in diesem Fall einen Messbereich von 100 ns ab.

### 9.3 Bunchlängenmessung

Zur Messung der Bunchlänge wird die Synchroscan-Einheit der Streackamera genutzt. Wie in Abschnitt 9.2.1 erläutert, bietet sie die größte Zeitauflösung. Die horizontale Ablenkung wird für diese Messung nicht genutzt. Die horizontale Ausdehnung hängt von der Spaltbreite des Eingangsschlitzes der Streackamera ab und hat in diesem Fall keine physikalische Aussagekraft. Für die vertikale Achse wurde ein Messbereich von 500 ps eingestellt. Die Einstellungen der beschleunigenden Hochfrequenz wurden für diese Messung konstant gehalten. Wie in Abschnitt 9.1 erläutert ist ein linearer Zuwachs der Bunchlänge mit steigender Energie zu erwarten. Es wurden Messungen von 1,2 GeV bis 2,9 GeV durchgeführt. Die Strahlprofile der Messungen sind in Abbildung 9.4 dargestellt. Zur Bestimmung der Bunchlänge wurde eine Gaußverteilung angenommen und an das jeweilige longitudinale Strahlprofil angepasst. Die so erhaltenen Bunchlängen sind in Abbildung 9.5 gegen die Energie aufgetragen. Die Fehlerbalken geben hierbei die Abweichung der Intensitätsprofile von der Gaußverteilung an. Der erwartete lineare Anstieg der Bunchlänge ist deutlich erkennbar. Die Abweichung einzelner Messpunkte ist mit der Einstellung des Feedback-Systems zu begründen. Dieses muss für jede Energie angepasst werden. Die aus der Anpassung resultierende Dämpfung ist nicht für jede Einstellung exakt dieselbe. Eine geringere Dämpfung der longitudinalen Schwingungen hat eine Verbeiterung des aufgenommenen Strahlprofils zur Folge.

### 9.4 Füllstrukturuntersuchungen

Die Füllstruktur wurde zunächst auch mit der Synchroscan-Einheit untersucht. Im Gegensatz zur Bunchlängenmessung wurde in diesem Fall mit horizontaler Ablenkung und damit einer zweiten langsameren Zeitachse gemessen. Es wurde ein vertikales Zeitfenster von 1  $\mu$ s eingestellt.

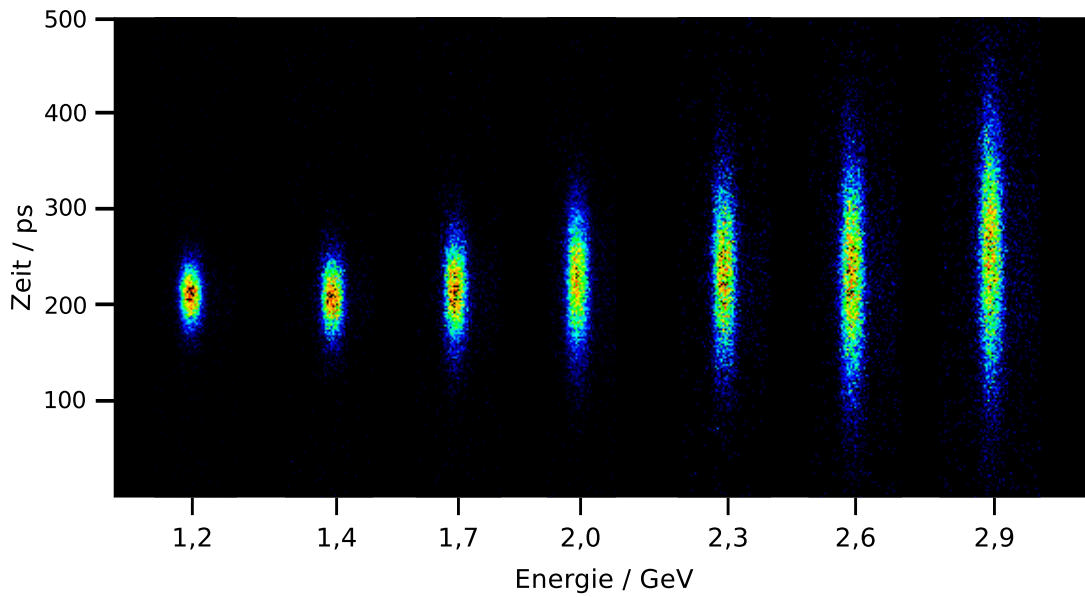


Abbildung 9.4: Bunchlängenmessung bei verschiedenen Energien mit Hilfe der Streackkamera im Synchroscan-Modus.

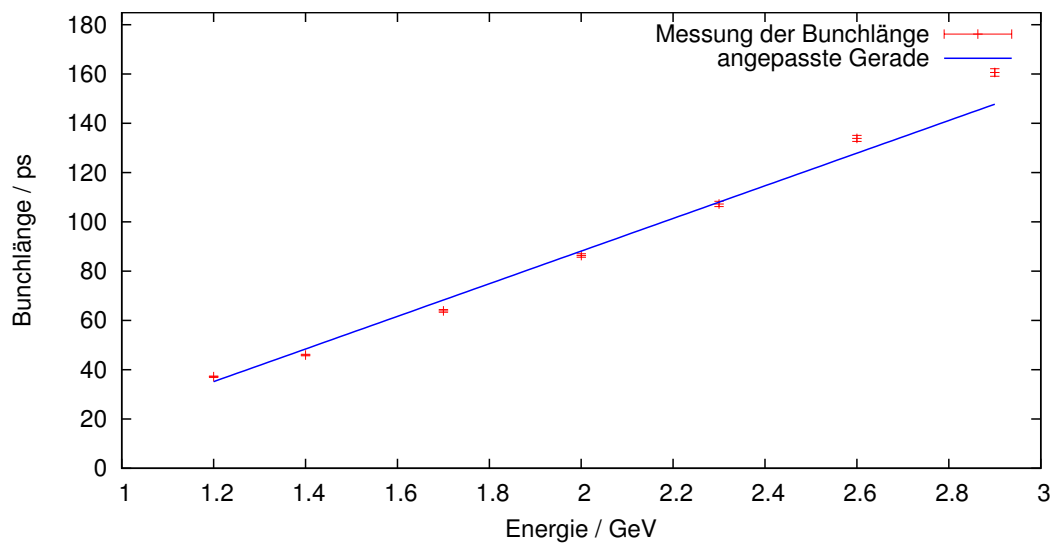


Abbildung 9.5: Der Anstieg der Bunchlänge mit der Energie. In rot sind die gemessenen Bunchlängen dargestellt. Blau zeigt die angepasste Gerade.

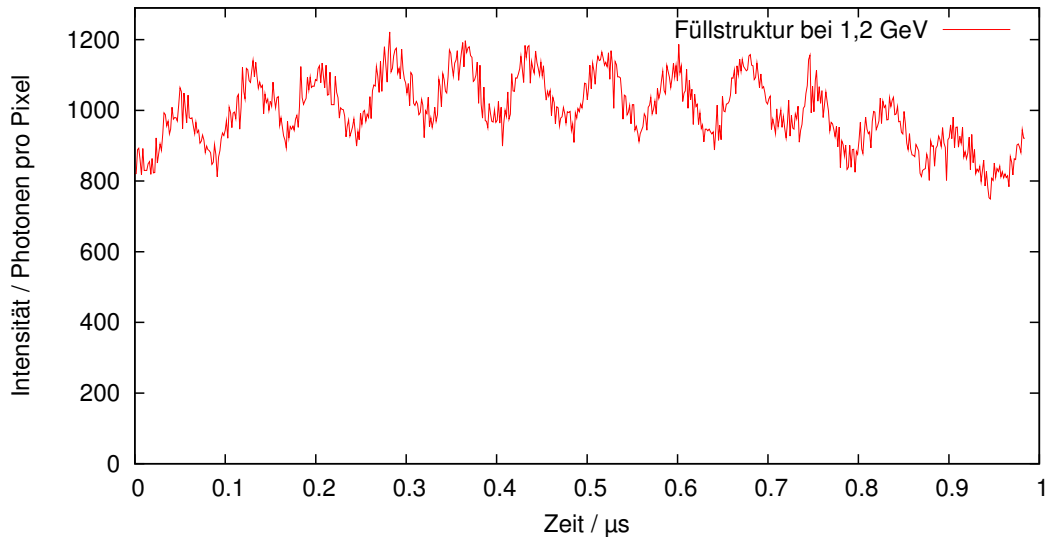


Abbildung 9.6: Die Füllstruktur bei gleichmäßiger Füllung des Stretcherrings.

Wie in Abschnitt 9.1 erläutert, beträgt die Pulsdauer einer kompletten Füllung im Stretcherring 548 ns. Mit dem gewählten Zeitfenster wird die Füllstruktur zweimal nahezu komplett abgebildet. Zunächst wird eine typische Füllstruktur für die Nutzung der Experimente untersucht. In diesem Fall wird eine möglichst homogene Füllung des Stretcherrings angestrebt, um den Experimenten einen konstanten Strom zur Verfügung stellen zu können. Hierfür wird jeder Injektionsschuss aus dem Synchrotron um 78 ns relativ zu dem vorherigen Injektionsschuss verzögert injiziert. Als Injektionsschuss wird eine komplette Füllung des Booster-Synchrotrons bezeichnet, die in den Stretcherring injiziert wird. Nach 7 Injektionsschüssen ergibt dies eine weitgehend homogene Füllung im Stretcherring. In Abbildung 9.6 ist die Füllstruktur eines solchen Betriebes abgebildet. Die Füllstruktur zeigt eine periodische Struktur. Die Analyse dieser Struktur zeigt, dass der Abstand der Intensitätsmaxima  $78 \pm 2$  ns beträgt. Dies entspricht dem zeitlichen Versatz von einer Injektion aus dem Booster-Synchrotron in den Stretcherring zur nächsten. Im Falle einer gleichmäßigen Füllung des Booster-Synchrotrons und einer verlustfreien Injektion in den Stretcherring sollte sich diese Struktur nicht ausbilden. Dies lässt darauf schließen, dass es bei der Injektion der ersten und letzten Bunche einer Füllung des Booster-Synchrotrons zu Verlusten kommt. Der absolute Wert der Photonen pro Pixel ist allein von der Integrationszeit der Kamera abhängig und hat keine physikalische Relevanz. Der Intensitätsabfall zu beiden Seiten des Bildes kann nicht auf die Füllstruktur zurückgeführt werden, da deren Periodizität bei 548 ns liegt. Dieser Abfall wird durch die Streakkamera verursacht. Über diesen Zeitbereich scheint die Änderung des ablenkenden Wechselfeldes in der Kamera vom gewünschten linearen Verlauf abzuweichen.

Die Injektion in den Stretcherring kann so eingestellt werden, dass es zwischen den folgenden Füllungen keinen zeitlichen Versatz gibt. Es wird also immer in den gleichen Bereich der Füllstruktur injiziert. Der gefüllte Bereich sollte hierbei genau der Länge des Booster-Synchrotrons entsprechen. Das Synchrotron besitzt eine Länge von 69,9 m, was bei sich hochrelativistisch bewegenden Elektronen einer zeitlichen Länge von 233,2 ns entspricht. Hierdurch entsteht eine Füllstrukturlücke, wie sie in Abbildung 9.7 dargestellt ist. Wie auch schon bei der homogenen Füllstruktur beobachtet, ist die Injektion der ersten und letzten Bunche aus dem Synchrotron offensichtlich mit Verlusten verbunden. Bei einer optimalen Injektion sollte die Füllstruktur im Stretcherring eine rechteckige Form aufweisen.

Am Stretcherring besteht die Möglichkeit, mit Hilfe des Feedback-Systems einzelne Bunche an-

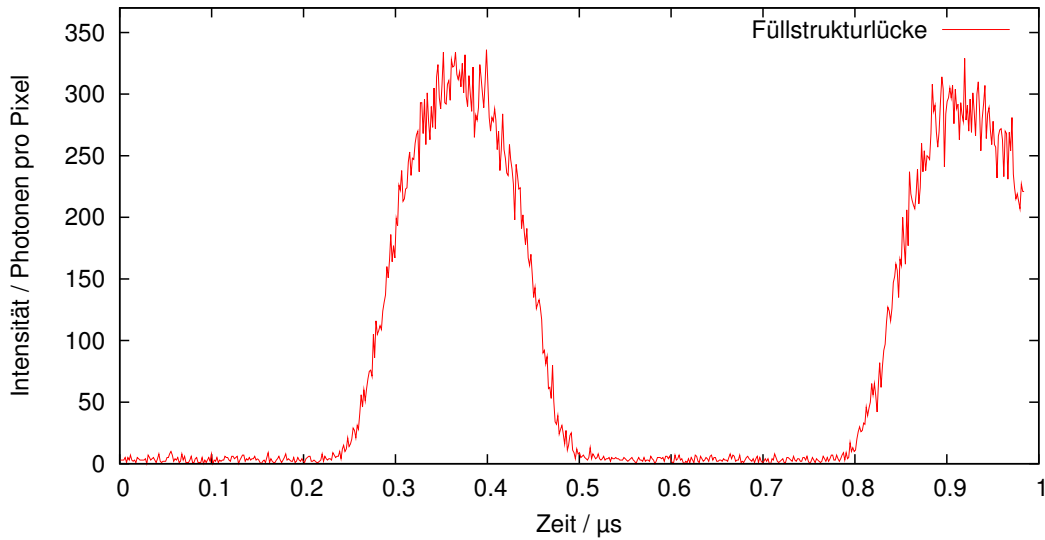


Abbildung 9.7: Die Füllstruktur des Stretchringes mit Füllstrukturlücke.

zuregen bis sie auf die Vakuumkammerwand treffen. Auf diese Weise kann ein Betrieb mit nur einem Bunch realisiert werden. Dieser sogenannte Single-Bunch-Betrieb ist insbesondere für beschleunigerinterne Studien interessant. Mit Hilfe der Slow-Sweep-Einheit wurde ein solcher Einzel-Bunch-Betrieb beobachtet. In diesem Fall entspricht die vertikale Achse einem Zeitbereich von 50 ns. Die horizontale Achse hat keine physikalische Aussage. In Abbildung 9.8 ist das Bild und die dazugehörige Intensitätsverteilung abgebildet. Es wird deutlich, dass die Anregung durch das Feedback-System in den benachbarten Bunchen nicht zu einem vollständigen Verlust der Elektronen führt. In der in Abbildung 9.8 gezeigten Projektion dieses Bildes auf die zeitliche Achse ist die erhöhte Intensität eines Bunches zu erkennen. Allerdings sind die nachfolgenden Bunches nicht soweit angeregt worden, dass es zum vollständigen Strahlverlust kommt.

Die Ursache hierfür liegt im Hochfrequenzverstärker, der zur Ansteuerung des sogenannten Striplinekickers genutzt wird. Für den Einzel-Bunch-Betrieb werden die Bunches mit Hilfe dieses Striplinekickers transversal maximal angeregt. Die Bandbreite des Hochfrequenzverstärkers von 0,01 – 250 MHz führt dazu, dass ein Rechtecksignal von 2 ns Länge am Eingang des Verstärkers zu einer Deformation und einem Nachschwingen des Ausgangssignals führen [42]. Dieses Nachschwingen verhindert die unabhängige Anregung der umliegenden Bunches des Einzelbunches.

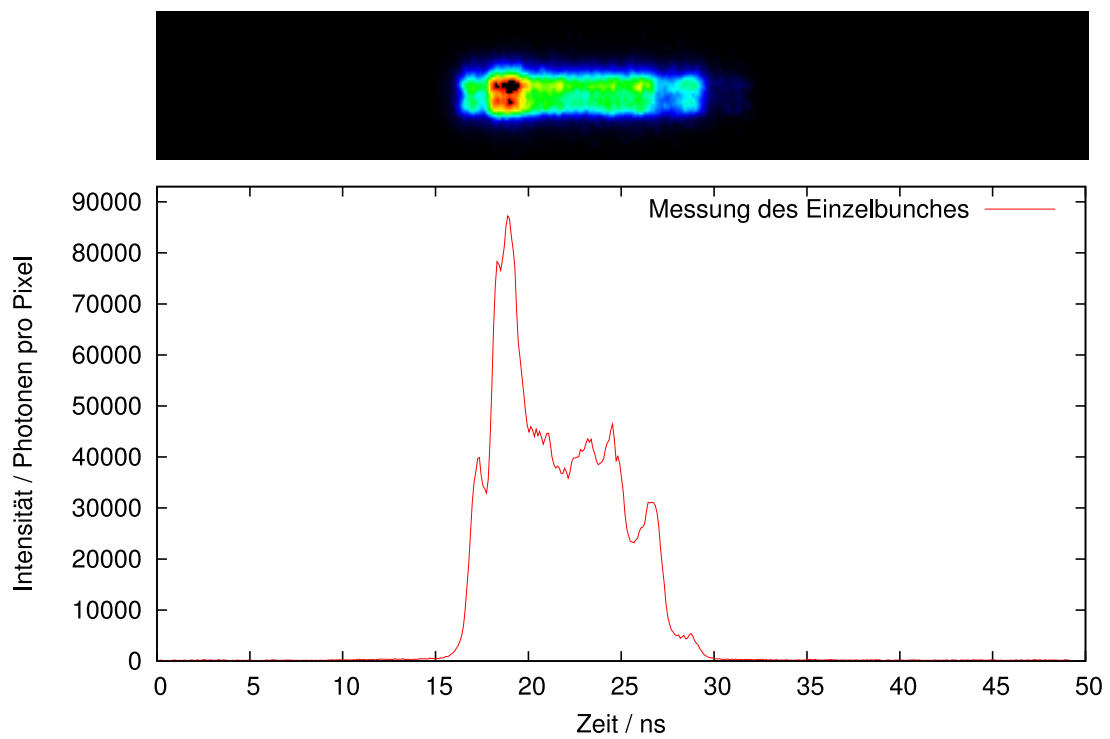


Abbildung 9.8: Oben: Das mit der Slowsweep-Einheit der Streakkamera aufgenommene Bild eines Einzel-Bunchs, welches mit Hilfe des Feedback-Systems erzeugt wurde. Unten: Das Intensitätsprofil des mit der Kamera aufgenommenen Bildes.





## 10 Zusammenfassung und Ausblick

Die Schwerpunkte dieser Arbeit waren der Aufbau eines Systems von Synchrotronlichtmonitoren zur parallelen Strahlprofilmessung im Stretcherring und zur Messung in der externen Strahlführung. Mit diesem System sollte der Einfluss der Resonanzextraktion auf die Emittanz untersucht werden.

Zur weiteren Verbesserung der optischen Strahldiagnose sollte ein neuer Diagnoseplatz mit dazugehöriger Strahlführung geplant, aufgebaut und getestet werden. An diesem Diagnoseplatz galt es einen hochauflösenden Synchrotronlichtmonitor, der im UV-Bereich betrieben wird, zu entwickeln und zu installieren. Schließlich sollte eine Streackamera zur Untersuchung der longitudinalen Intensitätsverteilung in Betrieb genommen werden. Im Folgenden sollen diese Punkte abschließend zusammengefasst werden.

Ein wichtiger Aspekt dieser Arbeit war die experimentelle Untersuchung der Strahleigenschaften unter dem Einfluss der Resonanzextraktion mit Hilfe der optischen Strahldiagnose. Zur Untersuchung dieser Strahleigenschaften wurde ein System aus Synchrotronlichtmonitoren aufgebaut und optimiert. Das System ermöglicht nun eine gleichzeitige Strahlprofilmessung in der externen Strahlführung kurz vor dem jeweiligen Experimentierplatz und im Stretcherring für beide transversalen Ebenen. Die hierfür entwickelte Diagnosesoftware ermöglicht eine detaillierte Auswertung und Speicherung der gemessenen Strahlprofile, während die Anbindung an das Kontrollsystem eine kompakte Übersicht über die wichtigsten Kenngrößen der Strahlprofile bietet.

Mit dieser neuen Möglichkeit der optischen Strahldiagnose sind die Abhängigkeiten der Emittanz von den Einstellungen der Resonanzextraktion gemessen worden. In der externen Strahlführung wurden verschiedene Messmethoden zur Bestimmung der Dispersionsfunktion angewendet. Dies ließ eine Bereinigung der gemessenen Strahlbreiten von der dispersiv verursachten Verbreiterung zu. Anschließend konnte mit Hilfe des Quadrupolscans die Emittanz in der externen Strahlführung bestimmt werden. Aufgrund der zu vernachlässigenden Dispersion in der vertikalen Ebene konnten hier die Ergebnisse aus dem Quadrupolscan durch die Messungen mit der Multischirmmethode bestätigt werden. Diese Messroutine wurde für verschiedene Sextupolstärken, horizontale Arbeitspunkte und Septumschneidenpositionen durchgeführt. Die erwarteten Abhängigkeiten der Emittanz von den Einstellungen der Resonanzextraktion konnten hiermit bestätigt werden. Begleitende theoretische Untersuchungen zu diesen Messungen können in der Zukunft ein tieferes Verständnis der Resonanzextraktion an ELSA ermöglichen.

Zum ersten Mal wurden zeitaufgelöste Emittanzmessungen über einen Beschleunigerzyklus an ELSA durchgeführt. Diese Messungen sind parallel in der externen Strahlführung und dem Stretcherring für beide transversalen Ebenen durchgeführt worden. Um die Emittanz bestimmen zu können, wurden im Stretcherring die Betafunktion und Dispersion an der Position des Monitors mit Hilfe des Programms SIMLIB berechnet. Mit der gemessenen Strahlbreite konnte die Emittanz ermittelt werden. Eine Überprüfung mit experimentell bestimmten Werten der Betafunktion und der Dispersion an der Position des Synchrotronlichtmonitors ergab eine zufriedenstellende Übereinstimmung mit den berechneten Werten. Die vorbereitenden Messungen zur Bestimmung der Dispersion und der Betafunktion sind momentan manuell durchzuführen. Um diese Art der Messungen dauerhaft in den Beschleunigerbetrieb zu implementieren, ist eine Automatisierung dieser Messungen sinnvoll.

Zum weiteren Ausbau der optischen Strahldiagnose wurde eine neue Strahlführung geplant, aufgebaut und erfolgreich in Betrieb genommen. Der Primärspiegel wurde speziell für diese Anwendung entwickelt und gefertigt. Die Oberflächenrauigkeit und Ebenheit des Spiegels übertreffen hierbei die Vorgaben. Der berechnete Druckverlauf konnte nach Aufbau und in Betriebnahme der Strahlführung bestätigt werden. Der Druck im Bereich des Primärspiegels ist hierbei so ge-

ring, dass eine Schwärzung der Spiegeloberfläche durch Reaktionen mit Restgasmolekülen im Rahmen der zu erwartenden Nutzungszeit des Diagnoseplatzes auszuschließen ist.

Der durch die Strahlführung ermöglichte neue Diagnoseplatz wurde mit einem Synchrotronlichtmonitor, der im UV-Bereich sensitiv ist, erfolgreich in Betrieb genommen. Die ersten aufgenommenen Strahlprofile zeigen ein bisher an ELSA noch nicht erreichtes Kontrastverhalten und ein verbessertes Auflösungsvermögen gegenüber allen anderen Synchrotronlichtmonitoren. Die aus den Strahlprofilen berechneten Emittanzen bestätigen im Bereich der Fehler die Messungen mit dem Synchrotronlichtmonitor am Dipolmagneten M28.

Die Installation und Inbetriebnahme der Streackkamera ermöglicht erstmals an ELSA Untersuchungen im Zeitbereich von Millisekunden bis hin zu Picosekunden. Die ersten Bunchlängenmessungen wurden erfolgreich durchgeführt, ebenso wie die ersten Füllstrukturuntersuchungen. Hierbei konnten sowohl die Synchronscan-Einheit wie auch die Slow-Sweep-Einheit erfolgreich eingesetzt werden.

Die bisher verwendete Optik limitiert die Intensität am Eingang der Streackkamera noch soweit, dass eine Integration über viele Aufnahmen der Streackkamera notwendig ist. Dies verhindert bisher die Analyse von dynamischen Prozessen. Mit dem Aufbau einer neuen Optik ergibt sich in Zukunft die Möglichkeit die Intensität am Eingang der Streackkamera soweit zu erhöhen, dass die Aufnahme von Einzelbildern möglich ist, was auch die Untersuchung dynamischer Prozesse erlaubt.

Eine weitere Ausbaustufe sieht die gleichzeitige Messung der transversalen Ebenen mit der Streackkamera vor. Dies ermöglicht eine optische Untersuchung der transversalen Dynamik bis zu einer Auslesefrequenz von 10 kHz.

Die optische Strahldiagnose konnte im Rahmen dieser Arbeit soweit ausgebaut werden, dass eine vollständige Überwachung der transversalen Strahlprofile ab der Injektion in den Stretcherring möglich ist. Mit der Erweiterung der optischen Strahldiagnose durch den Aufbau der Streackkamera können nun auch longitudinale Verteilungen untersucht werden. Die Anbindung an das Kontrollsystem bietet eine übersichtliche Darstellung der Strahlprofile. Ein eigens eingerichteter Arbeitsplatz im Kontrollraum des Beschleunigers erlaubt die zentrale Steuerung aller Synchrotronlichtmonitore und der Streackkamera.

## A Lösung eines überbestimmten Gleichungssystems

Zur Lösung eines Gleichungssystems der folgenden Form:

$$\begin{aligned} a_{11}x_1 + \cdots + a_{1n}x_n &\approx b_1 \\ &\vdots \\ a_{m1}x_1 + \cdots + a_{mn}x_n &\approx b_m \end{aligned} \quad (\text{A.1})$$

wobei  $m > n$  ist, kann dieses System durch den Matrixformalismus

$$\mathbf{Ax} \approx \mathbf{b} \quad (\text{A.2})$$

ausgedrückt werden. Das  $\approx$ -Zeichen drückt aus, dass im Allgemeinen ein Lösungsvektor  $\mathbf{x}$  existiert, mit dem alle Gleichungen erfüllt werden. Hierbei haben die Koeffizientenmatrix  $\mathbf{A}$ , der Vektor  $\mathbf{b}$  und der Lösungsvektor  $\mathbf{x}$  die Gestalt:

$$\underbrace{\begin{pmatrix} m_{11} & \cdots & m_{1n} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ m_{m1} & \cdots & m_{mn} \end{pmatrix}}_{\mathbf{A}} \underbrace{\begin{pmatrix} x_1 \\ \vdots \\ x_n \end{pmatrix}}_{\mathbf{x}} \approx \underbrace{\begin{pmatrix} b_1 \\ \vdots \\ b_m \end{pmatrix}}_{\mathbf{b}} \quad (\text{A.3})$$

Für einen beliebigen Lösungsvektor  $\mathbf{x}$  wird sich ein Vektor  $\mathbf{r} \neq \mathbf{0}$  ergeben, so dass

$$\begin{aligned} r_1 &= a_{11}x_1 + \cdots + a_{1n}x_n - b_1 \\ &\vdots \\ r_m &= a_{m1}x_1 + \cdots + a_{mn}x_n - b_m \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

In Matrixschreibweise führt dies zu:

$$\mathbf{r} = \mathbf{Ax} - \mathbf{b}. \quad (\text{A.5})$$

Um eine zufriedenstellenden Lösungsvektor  $\mathbf{x}$  zu finden, wird gefordert, dass die Summe der Quadrate der Fehler minimal sein soll.

$$F(x_1, \dots, x_n) = \sum_{i=1}^m r_i^2 \rightarrow \text{Minimum} \quad \Rightarrow \quad F(\mathbf{x}) = \mathbf{r}^T \mathbf{r} \rightarrow \text{Minimum} \quad (\text{A.6})$$

Heraus ergibt sich:

$$\frac{\partial F}{\partial x_1} = 0; \cdots; \frac{\partial F}{\partial x_m} = 0 \quad \Rightarrow \quad \frac{\partial F}{\partial \mathbf{x}} = \mathbf{0} \quad (\text{A.7})$$

Setzt man die Gleichung A.5 in  $F(\mathbf{x}) = \mathbf{r}^T \mathbf{r}$  und leitet diesen Ausdruck partiell ab, erhält man die Gaußsche Normalgleichungen:

$$\mathbf{A}^T \mathbf{Ax} = \mathbf{A}^T \mathbf{b}. \quad (\text{A.8})$$

Das so erhaltene Gleichungssystem führt zu einer eindeutigen Bestimmung des Lösungsvektors  $\mathbf{x}$  unter der Forderung der Minimierung der Fehlerquadratsumme.

### A.1 Anwendung der Gaußschen Normalenform bei der Multischirmmethode

Wie in Abschnitt 5.8.2 erläutert, wird zur Bestimmung der Twissparameter und der Emittanz die Strahlbreite  $\sigma_i$  an verschiedenen Positionen der externen Strahlführung gemessen. Bei bekannter Magnetoptik kann über

$$\sigma_i^2(s_i) = m_{11}^i(s_i)^2(\epsilon\beta_0) - 2m_{11}^i(s_i)m_{12}^i(s_i)(\epsilon\alpha_0) + m_{12}^i(s_i)^2(\epsilon\gamma_0). \quad (\text{A.9})$$

eine Relation zu  $\epsilon\beta$ ,  $\epsilon\alpha$  und  $\epsilon\gamma$  gefunden werden. Man erhält für jede Position  $s_i$  eine solche Gleichung. Es kann, wie weiter oben erklärt, ein Vektor  $\mathbf{r}$  eingeführt werden, der die Gleichung

$$\mathbf{r} = \mathbf{A}\mathbf{x} - \sigma \quad (\text{A.10})$$

erfüllt. Hierbei sind

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} m_{11}^{1\ 2} & -2m_{11}^1 m_{12}^1 & m_{12}^{1\ 2} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ m_{11}^{m\ 2} & -2m_{11}^m m_{12}^1 & m_{12}^{m\ 2} \end{pmatrix} \quad \mathbf{x} = \begin{pmatrix} \epsilon\beta_0 \\ \epsilon\alpha_0 \\ \epsilon\gamma_0 \end{pmatrix} \quad \sigma = \begin{pmatrix} \sigma_1^2 \\ \vdots \\ \sigma_m^2 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.11})$$

Wie weiter oben beschrieben, kann für Gleichung A.8 eine eindeutige Lösung gefunden werden.

## Literatur

- [1] ADAM, H. und WUTZ, M. und WALCHER, W. *Theorie und Praxis der Vakuumtechnik*. Vieweg, 1982.
- [2] ALTENPOHL, D. *Aluminium von Innen, 5. Auflage*. Aluminium-Verlag, 1994.
- [3] BONIN, U. *Ein Synchrotronlichtmonitor für die Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA*. Master's thesis, Rheinische-Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Juli 1996.
- [4] BORN, M. und WOLF, E. *Principles of optics*. Pergamon Press, 1989.
- [5] CHAO, A. W. und TIGNER, M. *Handbook of Accelerator Physics and Engineering, 3rd Printing*. World Scientific Publishing, 2006.
- [6] DERR, Louis. *Photography for students of physics and chemistry*. Macmillan, 1906.
- [7] EBERHARDT, M. *Messung und Korrektur der Arbeitspunkte während der Energierampe am Stretcherring von ELSA*. PhD thesis, Rheinische-Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2010.
- [8] ELSNER, D. Zur Verfügung gestellt von Daniel Elsner. . 2013.
- [9] ELSNER, D. u.a. *Linearly polarised photon beams at ELSA and measurement of the beam asymmetry in  $\pi^0$ -photonproduction off the proton*. *Eur. Phys. J.*, A(39):373–381, 2009.
- [10] FOREST, E. und SCHMIDT, F. und MCINTOSH, E. Introduction to the polymorphic tracking code. *European Organization for Nuclear Research, CERN-SL-2002-044*, 2002.
- [11] GENTNER, M. *Präparation von Teilchenstrahlen für Experimente der Hadronenphysik: langsame Extraktion an ELFE@DESY und ELSA, sowie Strahlkühlung an HERA*. PhD thesis, Rheinische-Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Januar 1999.
- [12] GESCHKE, D. *Physikalisches Praktikum, 12. Auflage*. Teubner Verlag, 2001.
- [13] HAKEN, H. und WOLF, H.C. *Atom- und Quantenphysik, 6. Auflage*. Springer Verlag, 1995.
- [14] HAMAMATSU Photonics K.K. *Universal streak camera C10910, test report*.
- [15] HÄNISCH, P. *Konstruktion eines Spiegels für einen Synchrotronlichtmonitor mit FEM Unterstützung*. Master's thesis, Fachhochschule Köln, April 2011.
- [16] HECHT, E. *Optik, 5. Auflage*. Oldenbourg Verlag München, 2009.
- [17] HILLERT, W. The Bonn Electron Stretcher Accelerator ELSA: Past and Future. *The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei*, Mai 2006.
- [18] HINTERBERGER, F. *Physik der Teilchenbeschleuniger, 2. Auflage*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2008.
- [19] HOFFMANN, M. *Beschleunigung polarisierter Elektronen in der Bonner Elektronen-Beschleunigeranlage ELSA*. PhD thesis, Rheinische-Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Dezember 2001.
- [20] INNOLITE GmbH. Zur Verfügung gestellt von Dipl.-Ing. Rainer Klar .

- 
- [21] JACKSON, J.D. *Classical Electrodynamics, Third Edition*. John Wiley & Sons, Inc., 1998.
- [22] JAI Ltd. *User's Manual CM-140GE-UV*. Technical report, Nr. 868 Changshou Road, Shanghai.
- [23] KAMMER, C. *Aluminium Taschenbuch 1. Grundlagen und Werkstoffe, 16. Auflage*. Aluminium-Verlag, 2002.
- [24] KAMMER, S. *Strahlpolarimetrie am CBELSA/TAPS-Experiment*. PhD thesis, Rheinische-Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2010.
- [25] KEIL, J. *Messung, Korrektur und Analyse der Gleichgewichtsbahn an der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA*. PhD thesis, Rheinische-Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, September 2000.
- [26] KLARNER, F. *Konzeption, Aufbau und Inbetriebnahme eines neuen Vorbeschleunigersystems an ELSA*. PhD thesis, Rheinische-Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, November 2011.
- [27] KLEIN, M.V. und FURTAK, T.E. *Optics*. John Wiley & Sons, Inc., 1986.
- [28] LAI, B. und CERRINA, F. *SHADOW: A Synchrotron Radiation Ray Tracing Program*. *Nucl. Instr. and Meth.*, A246, 1986.
- [29] LEE, S.Y. *Accelerator Physics, Second Edition*. World Scientific Publishing, 2004.
- [30] MATROX ELECTRONIC SYSTEMS Ltd. *Matrox Morphis Dual/Quad decoder Datenblatt*.
- [31] OBEREM, J. *Automatisierung der Emittanzmessung in der externen Strahlführung der Beschleunigeranlage ELSA*. Juni 2010.
- [32] PEATMAN, W. B. *Gratings, Mirrors and Slits - Beamline Design for Soft X-Ray Synchrotron Radiation Sources*. Gordon and Breach Science Publisher, 1997.
- [33] PFEIFFER VACUUM GmbH. *Grob- und Feinvakuum Erzeugung*. Florastrasse 2, 41539 Dormagen.
- [34] PREISNER, O. Zur Verfügung gestellt von Oliver Preisner. 2009.
- [35] PROFT, D. *Aufbau eines Monitorsystems zur Erfassung von Strahlverlust am ELSA-Stretcherring*. Master's thesis, Rheinische-Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, August 2011.
- [36] PUSCH, T. *Bestimmung von Intensität des extrahierten Elektronenstrahls an ELSA mittels Hochfrequenzresonatoren*. PhD thesis, Rheinische-Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, April 2012.
- [37] PUSCH, T. u.a. *Measuring the intensity of a pA electron beam with resonant cavities*. *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, 15(112801), 2012.
- [38] SABERSKY, A.P. The geometry and optics of synchrotron radiation. *SLAC-PUB-1245*, Mai 1973.
- [39] SAES GETTERS S.p.A. Italy. *Operating Instructions, CapacitTorr D1000 Pump*, May 2011.

- 
- [40] SANCHEZ DEL RIO, M. und DEJUS, R.J. u.a. Xop: a multiplatform graphical user interface for synchrotron radiation spectral and optics calculations. *Proc. SPIE 3152, Materials, Manufacturing, and Measurement for Synchrotron Radiation Mirrors*, 148, November 1997.
- [41] SANDS, M. *The Physics of Electron Storage Rings. An Introduction. Proceedings of the International School of Physics*, November 1970.
- [42] SCHEDLER, M. *Dämpfung transversaler Multibunchinstabilitäten am Elektronenbeschleuniger ELSA*. Master's thesis, Rheinische-Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Nußallee 12, 53115 Bonn, August 2011.
- [43] SCHMIEDEN, H. *The BGO-OpenDipole setup at ELSA. International Journal of Modern Physics*, E(19):1043–1054, Juni 2010.
- [44] SOLLER, K. *Kohlenstoffkontamination der Oberflächen optischer Elemente im Synchrotronlicht*. Master's thesis, Universität Hamburg, 1982.
- [45] SWITKA, M. *Masterarbeit in Vorbereitung*. Master's thesis, 2013.
- [46] TABAKIN, W. und CHIANG, F. *Completeness Rules for Spin Observables in Pseudoscalar Meson Photonproduction. Phys. Rev., C(55):2054–2066*, 1997.
- [47] TURNER, S. *Cern Accelerator School Fifth General Accelerator Physics Course*, volume Vol. 1, Cern 94-01. Januar 1994.
- [48] WATEC Co.,Ltd., Japan. *WAT-502B Datenblatt*.
- [49] WEBER, R. *Aluminium-Lexikon der Werkstoff von A bis Z*. Olynthus-Verlag, 1990.
- [50] WENZEL, J. *Entwicklung und Test eines Simulators der Teilchenbewegung in der Bonner 3.5 GeV-Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA*. PhD thesis, Rheinische-Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 1994.
- [51] WIEDEMANN, H. *Particle Accelerator Physics - Basic Principles and Linear Beam Dynamics, 1. Auflage*. Springer Verlag, 1995.
- [52] WILLE, K. *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen, 2. überarbeitete Ausgabe*. Teubner Studienbücher, 1986.
- [53] ZANDER, S. *Strahldiagnose mit Synchrotronlichtmonitoren an der Elektron-Stretcher-Anlage ELSA*. Master's thesis, Rheinische-Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Februar 2008.





## Danksagung

Abschließend möchte ich allen danken, die zum erfolgreichen Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Herrn Priv.-Doz. Dr. W. Hillert möchte ich für die Vergabe des interessanten Themas und die Betreuung dieser Arbeit während der vergangenen Jahre danken. Er war mir immer ein hilfsbereiter und freundlicher Ansprechpartner und konnte mir viele positive Impulse für die vorliegende Arbeit geben.

Mein Dank gilt Herrn Prof. Dr. K. Desch für die Übernahme des Koreferats. Herrn Prof. Dr. B. Kubis und Herrn Prof. Dr. O. Schiemann danke ich für ihre Bereitschaft, sich als Mitglieder der Promotionskommission zur Verfügung zu stellen.

Mein besonderer Dank gilt Dr. F. Frommberger für die weitreichende Unterstützung, insbesondere bei der Software-Entwicklung und für die aufschlussreichen physikalischen Diskussionen. Herrn Dipl.-Ing. B. Neff und Herrn Dipl.-Ing. P. Hänisch möchte ich für die großartige Unterstützung bei der technischen Umsetzung der neuen Strahlführung danken und die Geduld bei der Klärung konstruktions- und ingenieursspezifischer Fragestellungen. Herrn Dr. A. Diekmann und Herrn Dipl.-Ing F. G. Engelmann danke ich für die Unterstützung bei elektrotechnischer und anlagenspezifischer Probleme. Weiterhin möchte ich der gesamten technischen Mannschaft der Beschleunigeranlage danken, ohne sie wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen.

Ich möchte mich bei meinen aktuellen und ehemaligen Bürokollegen Oliver Boldt, Fabian Klarner, Rebecca Zimmermann, Michael Switka, Tobias Schiffer, Nadine Hofmann, Sebastian Aderhold und Dominik Krönung für das gute Arbeitsklima und die tolle Zeit bedanken. Mein Dank gilt weiterhin Dominik Heiliger, Dennis Proft, Manuel Schedler und Jens-Peter Thiry für die anregenden physikalische Diskussionen und das Korrekturlesen dieser Arbeit. Ich bedanke mich auch bei den ehemaligen Gruppenmitgliedern Maren Eberhardt, Thorsten Pusch, André Roth, Oliver Preisner, Jürgen Wittschen und Andreas Balling für die Unterstützung. Ich danke allen wissenschaftlichen Mitarbeitern der Arbeitsgruppe ELSA für die Zusammenarbeit und die tolle Arbeitsatmosphäre.

Ich möchte mich bei meiner Familie, insbesondere bei meinen Eltern, bedanken, deren Unterstützung erst ermöglicht hat, dass ich diese Arbeit absolvieren konnte.

Mein ganz besonderer Dank gilt Bettina Steitz, die mir zu jeder Zeit den Rückhalt gegeben hat, den ich brauchte.