

Optimierung des Beschleunigerbetriebs für Experimente zur Hadronen- und Detektorphysik an der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA

Dissertation
zur
Erlangung des Doktorgrades (Dr. rer. nat.)
der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

von
Dennis Proft
aus
Bad Honnef

Bonn, September 2018

Dieser Forschungsbericht wurde als Dissertation von der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität Bonn angenommen und ist auf dem Hochschulschriftenserver der ULB Bonn http://hss.ulb.uni-bonn.de/diss_online elektronisch publiziert.

1. Gutachter: Prof. Dr. Wolfgang Hillert
2. Gutachter: Prof. Dr. Klaus Desch
Tag der Promotion: 12.11.2018
Erscheinungsjahr: 2019

Zusammenfassung

An der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA des Physikalischen Instituts der Universität Bonn werden an den beiden Experimentierplätzen Crystal Barrel/TAPS und BGO-OD Experimente zur Untersuchung der inneren Struktur von Nukleonen durchgeführt. Das Areal wurde in den vergangenen Jahren durch einen weiteren Messplatz für Detektortests ergänzt, an dem die Möglichkeit besteht, mit einem primären Elektronenstrahl die Funktionalität und Leistungsfähigkeit neuartiger Detektoren zu evaluieren.

Die Erfordernisse der Hadronenphysikexperimente an die Qualität und Intensität des Elektronenstrahls sind in den vergangenen Jahren stetig gestiegen. Auch durch den neuen Messplatz und die damit verbundenen neuen Betriebsmodi des Beschleunigers wurden Anforderungen gestellt, die eine grundlegende Weiterentwicklung der Anlage erforderten. Im Rahmen dieser Arbeit wurde daher die Beschleunigeranlage hinsichtlich des geplanten Experimentierbetriebs der nächsten Jahre optimiert.

Dazu wurde das Kontrollsystem des Beschleunigers weiterentwickelt und für den Betrieb auf einem modernen und leistungsfähigeren Computersystem angepasst. Sowohl die Stabilität als auch die Leistungsfähigkeit des Systems konnten erheblich verbessert werden. Es wurde eine neue Datenbank zur Langzeitarchivierung von allen Mess- und Steuerwerten in das Kontrollsystem integriert sowie eine grafische Benutzeroberfläche dafür entwickelt.

Das alte Timing-System der Beschleunigeranlage wurde durch ein, im Rahmen dieser Arbeit konzipiertes, entwickeltes und in Betrieb genommenes System ersetzt. Das neue System basiert auf einem FPGA und ist mit der zentralen Hochfrequenzanlage synchronisiert. Dadurch ist es möglich, Einzel-Bunche zwischen den Beschleunigerstufen zu transferieren und im Speicherring zu akkumulieren. Ebendieses Akkumulationssystem findet auch im regulären Beschleunigerbetrieb zur Erzeugung einer homogenen Füllstruktur im Speicherring durch mehrfache und zeitversetzte Injektionen aus den Vorbeschleunigern Verwendung. Durch das neue Timing-System wurde der starre Zyklus des Nachbeschleunigungsmodus durch einen dynamischen, stets an die aktuellen Begebenheiten angepassten, ersetzt. Damit wird sowohl eine gleichbleibende Intensität des gespeicherten Elektronenstrahls als auch eine Vergrößerung der effektiven Messzeit der Experimente erreicht. Für die Haupt- und Korrektormagnete im Speicherring wurde eine neue Ansteuerelektronik entwickelt, die die dynamische Zyklusdauer unterstützt. Gleichzeitig konnte so die Auflösung der Energie- und Arbeitspunkteinstellung um den Faktor vier erhöht werden.

Im Speicherring treten optische Resonanzen auf, die durch nicht-lineare Magnetfeldkomponenten verursacht werden und zu einer Reduzierung der Strahlqualität oder zum Strahlverlust führen können. Die Resonanzen treten bei bestimmten, theoretisch berechenbaren, Einstellungen der Magnetoptik auf. Ihre Stärke und damit der Einfluss auf den Elektronenstrahl lässt sich aber ohne detaillierte Kenntnis der Magnetfeldverteilung nicht vorhersagen. In dieser Arbeit wird ein Messverfahren vorgestellt, mit dem optische Resonanzen, in der Umgebung der üblicherweise an ELSA verwendeten Arbeitspunkte, identifiziert und charakterisiert werden können. Durch Messungen bei unterschiedlichen Parametern der Resonanzextraktion konnte ebenfalls die Auswirkung der zusätzlichen Anregung durch Sextupolfelder untersucht werden. Es wurde ein Arbeitspunktdiagramm erstellt, das alle identifizierten Resonanzen beinhaltet, und in der Zukunft bei der Wahl der Extraktionsparameter genutzt werden kann, um Strahlverlust während des regulären Beschleunigerbetriebs zu vermeiden.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Strahldynamik in Kreisbeschleunigern	5
2.1	Transversale Strahldynamik	6
2.2	Longitudinale Strahldynamik	10
2.3	Arbeitspunkte	13
2.4	Optische Resonanzen	14
3	Die Beschleunigeranlage ELSA	21
3.1	ELSA-Speicherring	23
3.2	Betriebsmodi	26
4	Modernisierung des ELSA-Kontrollsystems	31
4.1	Portierung des Kontrollsystems	33
4.2	Archivdatenbank	35
4.3	Anbindung von EPICS	39
5	Neue und einheitliche Ansteuerung der Magnetnetzgeräte	41
5.1	Neue Ansteuerung der Magnetnetzgeräte: NAUDIS	41
5.2	Schema für die Berechnung von Ansteuerkurven	51
5.3	Implementierung des Berechnungsschemas	57
5.4	Inbetriebnahme und Tests der neuen Ansteuerung und Berechnungsschemata	58
5.5	Resümee	63
6	Das Timing-System	65
6.1	Das Timing-System für das Booster-Synchrotron	65
6.2	Das Timing-System für den Nachbeschleunigungsmodus	67
6.3	Motivation zur Erneuerung des Timing-Systems	71
6.4	Implementierung des neuen Timing-Systems auf Basis eines FPGAs	76
6.5	Inbetriebnahme des neuen Timing-Systems	90
6.6	Resümee	96
7	Arbeitspunktmessung im Speicherring	97
7.1	Messung der Arbeitspunkte	97
7.2	Weitere Einflüsse auf den Arbeitspunkt	106
7.3	Charakterisierung der Luftquadrupolmagnete	111
8	Optische Resonanzen im Speicherring	115
8.1	Zielsetzung und Vorbereitungen	115

8.2	Messprogramm	122
8.3	Beispiel für die Messung der Strahlverlustrate	123
8.4	Messung bei unterschiedlichen vertikalen Arbeitspunkten	125
8.5	Messung bei unterschiedlichen longitudinalen Arbeitspunkten	127
8.6	Bestimmung der Resonanzen	128
8.7	Messung bei unterschiedlichen vertikalen Arbeitspunkten mit zusätzlichen Sextupolfeldern	133
8.8	Resümee	135
9	Zusammenfassung	139
A	Weitere Informationen zum Kontrollsystem	143
A.1	Datenformat der Archivdatenbank	143
A.2	Bestimmung der Korrelation zwischen Parametern	143
A.3	Konfiguration der EPICS-Schnittstelle	144
B	NAUDIS	147
B.1	Definition der Rampdaten	147
B.2	Kalibrierung der DACs & ADCs	147
B.3	Implementierung der Energiekalibrierung	148
B.4	Kalibrierung der magnetischen Flussdichte der Korrektormagnete	150
B.5	Berechnungsfunktionen der verschiedenen Magnettypen	151
B.6	Weitere Arbeitspunktmessung während der Energierampe	153
C	Details zum Timing-System	157
C.1	Ausgangstreiber und Empfänger für LVTTTL-Signale	157
C.2	Zuordnung von internen Triggerkanälen auf die Ausgangsports	158
C.3	Adressraum der Konfigurationsregister des FPGAs	159
C.4	Verteilung der Triggersignale zur Synchrotron-Extraktion und Speicherring-Injektion	160
C.5	Implementierung der Ablaufsteuerung	160
C.6	Linear rückgekoppeltes Schieberegister (LFSR)	161
C.7	Zyklusdefinition des Nachbeschleunigungsmodus	162
D	Arbeitspunkt- und Resonanzmessungen	165
D.1	LASLETT-Koeffizienten	165
D.2	Weitere Grafiken zu den Resonanzmessungen	166
E	Beschleunigereinstellungen bei Messungen	171
F	Simulationen	175
F.1	Simulation des <i>Momentum-Compaction-Faktor</i>	175
F.2	Simulationsdaten für die Charakterisierung der Luftquadrupolmagnete	176
G	Anwendungssoftware	177
	Literatur	189
	Abbildungsverzeichnis	197
	Akronyme	201

Einleitung

Bereits seit den 1950er Jahren werden am Physikalischen Institut der Universität Bonn Teilchenbeschleuniger zur Grundlagenforschung auf den Gebieten der Kern- und Teilchenphysik eingesetzt. Die Erfolgsgeschichte, die mit dem ersten europäischen *alternating gradient*-Synchrotron mit einer Energie von 500 MeV begann [Alt+68], wird heute mit der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA, die in ihrer jetzigen Ausbaustufe seit 1987 besteht [Hil06], fortgeführt. Bei dem derzeitigen experimentellen Programm stehen die beiden Hadronenphysik-Experimente *Crystal-Barrel/TAPS* [BT17] und *BGO-OD* [SK17] im Mittelpunkt. Für beide Experimente liefert der Beschleuniger ELSA einen wahlweise polarisierten oder unpolarisierten, hochenergetischen Elektronenstrahl mit einer Energie von bis zu 3,2 GeV, der anschließend an einem Bremsstrahlungstarget in einen polarisierten Photonenstrahl [BT17, Abschn. 3.4] konvertiert wird. Die linear oder zirkular polarisierten Photonen treffen am *CB/TAPS*-Experiment auf ein ebenfalls polarisiertes Target, so dass Doppelpolarisationsmessungen des Spektrums der Anregungszustände der Nukleonen im Target möglich sind. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen fließen in Modelle ein, die Erkenntnisse über die innere Nukleonenstruktur liefern.

Im Dezember 2016 wurden die beiden Experimentierplätze durch einen weltweit einzigartigen, neuen Messplatz für Detektortests ergänzt. An diesem besteht die Möglichkeit, mit einem primären Elektronenstrahl mit einer Energie von maximal 3,2 GeV und einer Rate von 100 Hz bis 650 MHz die Leistungsfähigkeit von neuartigen Detektortechnologien zu evaluieren [Heu17].

Um die kontinuierlich wachsenden Erfordernisse der Experimente an die Qualität und Intensität des Elektronenstrahls zu erfüllen, wurde die Beschleunigeranlage stetig weiterentwickelt und verbessert. Die Schwerpunkte der beschleunigerphysikalischen Forschung und Entwicklung an ELSA liegen daher auf der Erweiterung der Strahldiagnose sowie der Instrumentierung. Das in den letzten Jahren installierte System zur Analyse der zeitlichen Struktur des Elektronenstrahls im Picosekundenbereich [Zan13; Swi18] sowie ein hochfrequenz-basiertes System zur Detektion und Dämpfung von kohärenten Strahlschwingungen [Rot12; Sch15] sind Beispiele dafür.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die neuen Möglichkeiten der Strahldiagnose intensiv genutzt, um die Beschleunigeranlage hinsichtlich des geplanten Experimentierbetriebs der nächsten Jahre zu optimieren. Im ersten Teil wird die Modernisierung und Erweiterung des computergestützten Kontrollsystems der Beschleunigeranlage vorgestellt. Anschließend wird im zweiten Teil das neu entwickelte Timing-System beschrieben, das die Beschleunigung der Elektronen in den einzelnen Teilabschnitten der Beschleunigeranlage koordiniert. Im letzten Teil werden die Ergebnisse detaillierter Untersuchungen der in Kreisbeschleunigern auftretenden, sogenannten *optischen Resonanzen* im ELSA-Speicherring¹ vorgestellt. In den folgenden Abschnitten wird ein Überblick über diese drei Themenkomplexe gegeben.

¹ Der Speicherring wird auch *Stretcherring* genannt.

Kontrollsystem

Das Kontrollsystem stellt einen der Grundpfeiler der Beschleunigeranlage ELSA dar. Es wurde Mitte der 1990er Jahre am Physikalischen Institut entwickelt [Pic95; Göt95] und wird seitdem stetig weiterentwickelt und an die neuen Aufgaben und Anforderungen angepasst. Durch einen hohen Level an Abstraktion der beschleunigerphysikalischen Prozesse gelingt es, mit dem Kontrollsystem die technische Realisierung weitestgehend vor dem Benutzer verborgen zu halten, und gleichzeitig die Steuerung und Strahldiagnose in einem System zu vereinen. Um diese Prämisse beizubehalten, wurden im Rahmen dieser Arbeit sowohl die Kontrollsysteminfrastruktur modernisiert als auch die Codebasis des Kontrollsystems überarbeitet, um den stetig wachsenden Anforderungen an höhere Auflösung und Datenraten der Messsysteme zu entsprechen. Gleichzeitig konnten so auch neue Systeme zur Echtzeitdatenanalyse und -simulation sowie eine nahtlose Integration fremder, auf dem Markt etablierter, Kontrollsysteme in das ELSA-Kontrollsystem bereitgestellt werden.

Ebenfalls wurde das Kontrollsystem durch ein Datenbanksystem zur Langzeitarchivierung aller Mess- und Steuerwerte erweitert. Diese Datenbank bietet so ein vollständiges Bild des Beschleunigers mit allen Einstellungen und Strahlparametern zu jedem beliebigen Zeitpunkt in der Vergangenheit². Eine grafische Benutzerschnittstelle bietet interaktiven Zugriff auf die Daten und wird zur Fehlerdiagnose, Optimierung der Beschleunigerparameter sowie Sicherstellung einer stets optimalen Strahlqualität am Experiment genutzt.

Flexibles Timing und Magnetansteuerung

Eine weitere Kernkomponente der Beschleunigeranlage stellt das Timing-System dar, welches in seiner jetzigen Ausbauform zusammen mit dem Kontrollsystem Mitte der 1990er Jahre installiert wurde [Göt95]. Durch das Timing-System wird im sogenannten Nachbeschleunigungsmodus, dem hauptsächlich genutzten Betriebsmodus der Anlage, ein Beschleunigerzyklus vorgegeben, der periodisch durchlaufen wird und eine Präparationsphase zur Füllung des Speicherrings, eine Energieerhöhung der Elektronen sowie eine Phase der langsamen Extraktion der Elektronen zu den Experimenten umfasst. Aufgabe des Timing-Systems ist die Synchronisierung der Beschleunigung der Elektronen in den verschiedenen Anlagenteilen sowie der Transfer der Elektronen zur nächsten Beschleunigerstufe zum richtigen Zeitpunkt.

Mit diesem alten Timing-System waren viele Einschränkungen verbunden, die insbesondere den gestiegenen Wünschen der Experimentatoren bezüglich höherer Intensitäten als auch einer höheren Stabilität der Strahlparameter am Experiment entgegen standen. Im Rahmen dieser Arbeit fand daher eine Neuentwicklung des Timing-Systems der gesamten Beschleunigeranlage statt. Das neue System zeichnet sich durch eine flexible, FPGA-basierte Implementierung aus, die mit ausreichend Kapazitäten für zukünftige Weiterentwicklungen ausgestattet ist. Die wichtigste Neuerung stellt die Abkehr von einem Beschleunigerzyklus mit fester Dauer dar. Mit einer dynamischen, stets an die aktuellen Gegebenheiten angepassten, Dauer der Präparationsphase kann das Timing-System direkt auf eventuelle Intensitätsprobleme des Injektors reagieren, und so für eine gleichbleibende Intensität des Elektronenstrahls im Speicherring und damit auch bei den Experimenten sorgen. Dasselbe Prinzip lässt sich auf die Dauer der Extraktionsphase anwenden, sodass der Beschleunigerzyklus beendet wird, sobald nahezu alle Elektronen extrahiert wurden. Ohne die Wartezeiten, wie sie im Fall des starren Zyklus vorhanden waren, wird die Beschleunigeranlage so immer am Effizienzoptimum betrieben.

Um die neuen Funktionen des Timing-Systems ausschöpfen zu können, war eine Erneuerung der bisherigen Ansteuerung aller Magnete des Speicherrings notwendig. In dieser Arbeit werden die dazu

² Seit Beginn der Datenaufzeichnung Mitte 2013.

spezifizierten und in Kooperation entwickelten Ansteuermodule vorgestellt, die eine mikrosekundengenaue Vorgabe der Sollströme der Magnete ermöglicht. Durch die neuen Module konnte gleichzeitig eine Erhöhung der Auflösung der Ströme und damit einhergehend eine um den Faktor vier präzisere Vorgabe der Energie der Elektronen erreicht werden.

Für zukünftige Experimente an der Beschleunigeranlage ist eine Erhöhung des extrahierten Stroms, und somit eine Erhöhung des Stroms im Speicherring, um den Faktor zehn geplant (vgl. z.B. [Kla11; Sch15]). Zur Untersuchung der Single-Bunch-Instabilitäten, die erst bei diesen hohen Intensitäten auftreten, ist die Füllung eines einzelnen, isolierten Elektronenpakets im Speicherring erforderlich. Die erheblich gestiegenen Anforderungen an die Synchronisierung der Beschleunigerstufen, um diese *Single-Bunch-Akkumulation* zu ermöglichen, konnten ebenfalls mit dem neuen Timing-System erreicht werden.

Untersuchung von optischen Resonanzen im Speicherring

In Kreisbeschleunigern treten bei ausgezeichneten Arbeitspunkten sogenannte *optische Resonanzen* auf. Durch eine periodische Anregung des Elektronenstrahls aufgrund von meist nicht-linearen Magnetfeldkomponenten wächst dessen Schwingungsamplitude unbegrenzt an, was zum Strahlverlust führen kann. Im praktischen Beschleunigerbetrieb müssen daher die Einstellungen der Magnetoptik so gewählt werden, dass starke Resonanzen gemieden werden.

Da die Resonanzstärken ohne Kenntnis der exakten Feldverteilung³ nicht analytisch vorhergesagt werden können, wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Messverfahren zur Identifikation der strahlzerstörenden optischen Resonanzen im Speicherring der Beschleunigeranlage entwickelt. Damit wurden Messungen bei unterschiedlichen Einstellungen des Beschleunigers, insbesondere bei verschiedenen Parametern der Resonanzextraktion, durchgeführt, wodurch eine Vielzahl an Resonanzen gefunden und mit dem theoretischen Modell abgeglichen werden konnte. Die Ergebnisse wurden in einem sogenannten *Arbeitspunktdiagramm* zusammengefasst, und finden fortan bei der Wahl verbesserter Einstellungen für den Experimentierbetrieb Verwendung.

³ Derzeit wird an einer Methode gearbeitet, die die Magnetfeldfehler im Speicherring durch eine strahlbasierte Messmethode zugänglich zu machen [Thi18].

Strahldynamik in Kreisbeschleunigern

Die *Sollbahn* der Teilchen in einem Beschleuniger, auch *Sollorbit* genannt, wird bereits vollständig durch die Positionierung der Strahlführungselemente und die Wahl der Frequenz der HF-Anlage bestimmt. Für Kreisbeschleuniger, auf die sich in dieser Arbeit beschränkt wird, besteht die Bahn stückweise aus Kreisbogensegmenten und zugehörigen, verbindenden Geraden. Der geladene Teilchenstrahl, hier Elektronen, wird mit elektrischen oder magnetischen Feldern manipuliert. Die LORENTZkraft

$$\vec{F}_L = e \left(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} \right)$$

wird auf ein Teilchen der Ladung e mit der Geschwindigkeit \vec{v} durch elektrische Felder \vec{E} und magnetische Felder \vec{B} ausgeübt. Bei den typischerweise in Elektronenkreisbeschleunigern verwendeten hohen Energien einiger GeV bewegen sich die Elektronen mit nahezu Lichtgeschwindigkeit. Elektrische Felder ausreichender Stärke zur Ablenkung auf eine Kreisbahn sind technisch wesentlich schwieriger zu realisieren als magnetische. Beispielsweise wird für die gleiche Kraft eines 1 T Magnetfelds ein elektrisches Feld mit einer Feldstärke von $3 \cdot 10^8$ V/m benötigt. Daher werden erstere zur Beschleunigung der Elektronen in geraden Segmenten, letztere zu deren Ablenkung genutzt.

Durch den Einsatz von Quadrupolmagneten erfahren Teilchen mit Winkeldivergenz und daraus resultierender Ortsablage eine zur Sollbahn gerichtete rücktreibende Kraft. So kann der Teilchenstrahl verlustfrei durch die Vakuumkammer mit beschränkter Apertur transportiert werden. Gleichzeitig wird durch die eindeutigen und feldfreien Mittelpunkte der Quadrupole die Sollbahn festgelegt.

Zur einfachen Beschreibung der Strahldynamik, also der von der Zeit abhängenden Position und Geschwindigkeit jedes einzelnen Teilchens, muss ein geeignetes Koordinatensystem gewählt werden. Da sich die Teilchen stets in der Umgebung der Sollbahn aufhalten, hat sich in der Beschleunigerphysik ein rechtwinkliges und mit einem Teilchen auf der Sollbahn mitbewegtes Koordinatensystem, wie in Abbildung 2.1 gezeigt, etabliert. Mit x wird dabei die transversale, horizontale Ablage bezüglich dieses *Sollteilchens* bezeichnet, mit z analog die vertikale. Eine longitudinale Ablage wird mit Δs bezeichnet. Die Position und Geschwindigkeit eines Teilchen lässt sich eindeutig mit dem sechsdimensionalen Vektor

$$\vec{X} = \left(x, x', z, z', \Delta s, \frac{\Delta p}{p} \right)^t$$

beschreiben, wobei

$$x' = \frac{d}{ds}x(s) \quad \text{und} \quad z' = \frac{d}{ds}z(s)$$

die jeweilige Ableitung in longitudinaler Richtung ist. Mit $\frac{\Delta p}{p}$ wird die relative Impulsabweichung

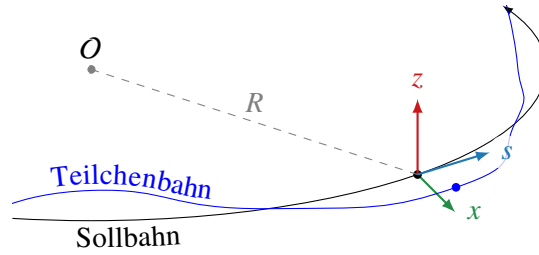


Abbildung 2.1: Mit dem Teilchen auf der Sollbahn mitbewegtes Koordinatensystem.

bezüglich des Sollteilchens bezeichnet. Da die transversale Bewegung im Wesentlichen durch die Magnete und die longitudinale Bewegung durch die beschleunigenden elektrischen Felder vorgegeben ist, unterscheidet sich die Strahldynamik in transversaler und longitudinaler Ebene stark voneinander, und wird daher in den folgenden Abschnitten getrennt behandelt.

2.1 Transversale Strahldynamik

Die Teilchenbewegung findet hauptsächlich in longitudinaler Richtung mit einer Geschwindigkeit v_s statt. Eine Beschränkung auf rein transversale Magnetfelder, also $\vec{B} = (B_x, B_z, 0)$ lässt so eine starke Vereinfachung zu. In der horizontalen Ebene stellt sich ein Gleichgewicht zwischen LORENTZkraft $F_L = -ev_s B_z$ und Zentrifugalkraft $F_Z = mv_s^2/R$ ein. Der Krümmungsradius R der Teilchenbahn ist bei einem Impuls p und einer Ladung e des betrachteten Teilchens dann einzig durch die vertikale Komponente des Magnetfelds B_z durch

$$\frac{1}{R(x, z, s)} = \frac{e}{p} B_z(x, z, s)$$

bestimmt [Wil96, Abschn. 3.1]. Da die Strahlbreite in Bezug auf den Krümmungsradius als vergleichsweise klein angenommen werden kann, lässt sich das Magnetfeld als Entwicklung ausdrücken [Wil96, Abschn. 3.1]

$$\frac{e}{p} B_z(x) = \underbrace{\frac{e}{p} B_{z_0}}_{\frac{1}{R}} + \underbrace{\frac{e}{p} \frac{dB_z}{dx} x}_{kx} + \underbrace{\frac{1}{2!} \frac{e}{p} \frac{d^2 B_z}{dx^2} x^2}_{\frac{1}{2!} m x^2} + \underbrace{\frac{1}{3!} \frac{e}{p} \frac{d^3 B_z}{dx^3} x^3}_{\frac{1}{3!} o x^3} + \dots, \quad (2.1)$$

wobei nur nicht-gedrehte Magnete berücksichtigt wurden und die Abhängigkeit des Felds von der vertikalen Position des Strahls vernachlässigt wurde. Der erste Term in Gleichung (2.1) entspricht einem homogenen Dipolfeld in vertikaler Richtung. Es wird typischerweise durch Dipolmagnete realisiert, in denen die Ablenkung auf Kreisbögen stattfindet. $\frac{1}{R}$ wird dabei Dipolstärke genannt. Der zweite Term liefert ein mit dem horizontalen Abstand von der Sollbahn linear ansteigendes, vertikales Magnetfeld. Es wird durch Quadrupolmagnete realisiert, die mit ihrer linear zurücktreibenden Kraft fokussierend auf den Strahl einwirken. Die Stärke k wird Quadrupolstärke genannt. Die weiteren Terme repräsentieren Multipole höherer Ordnung, welche für die lineare Strahldynamik vorerst außer Acht gelassen werden. Für die Korrektur der sogenannten Chromatizität (siehe Abschnitt 2.3) werden Sextupolmagnete mit der Stärke m genutzt.

Für die Bewegung in der vertikalen Ebene lässt sich analog zu Gleichung (2.1) eine Entwicklung von $B_x(z)$ durchführen. In dieser Ebene entfällt aber der erste Term, da Beschleuniger üblicherweise komplett in der horizontalen Ebene aufgebaut werden. Zu beachten ist, dass alle Multipolfelder ebenfalls

auf die jeweils andere Ebene wirken. Beispielsweise hat ein in der horizontalen Ebene fokussierender Quadrupolmagnet in der vertikalen Ebene den umgekehrten Einfluss; er wirkt defokussierend.

Unter Zuhilfenahme von Abschätzungen (siehe dazu z.B. [Wil96, Abschn. 3.2]) lassen sich die im linearen Fall unabhängigen Bewegungsgleichungen für die beiden transversalen Ebenen aufstellen. Im horizontalen Fall ergibt sich eine inhomogene Differentialgleichung

$$x''(s) + \left(\frac{1}{R^2(s)} + k(s) \right) x(s) = \frac{1}{R(s)} \frac{\Delta p}{p} . \quad (2.2)$$

Diese Gleichung wird HILLSche Differentialgleichung genannt, sofern die Funktion $(\frac{1}{R^2(s)} + k(s))$, wie in Kreisbeschleunigern, periodisch ist.

Dabei bezeichnet R wieder den Krümmungsradius der Dipolmagnete, k die Quadrupolstärke sowie $\Delta p/p$ die relative Impulsabweichung. Im vertikalen Fall entfällt der dispersive Anteil und es wird eine homogene Bewegungsgleichung erhalten:

$$z''(s) - k(s) z(s) = 0 . \quad (2.3)$$

Das negative Vorzeichen der Quadrupolstärke k lässt sich auf die Definition einer positiven Stärke bei *horizontal* fokussierenden Magneten zurückführen. In der *vertikalen* Ebene ist die Stärke daher mit negativem Vorzeichen zu versehen. Als Lösungsansatz für die Gleichungen (2.2) und (2.3) eignet sich eine quasi-harmonische Schwingung mit ortsabhängigem Phasenwinkel Ψ_i , individuellem Nullphasenwinkel ϕ_i sowie ortsabhängiger Amplitude $\sqrt{\epsilon\beta_i}$: [Wil96, Abschn. 3.7]

$$x(s) = \sqrt{\epsilon_x \beta_x(s)} \cos(\Psi_x(s) + \phi_x) + D_x(s) \frac{\Delta p}{p} . \quad (2.4)$$

In der vertikalen Ebene verschwindet die mit D bezeichnete Dispersionsfunktion mangels Dipolfeldern und vereinfacht die Lösung zu

$$z(s) = \sqrt{\epsilon_z \beta_z(s)} \cos(\Psi_z(s) + \phi_z) . \quad (2.5)$$

Die Dispersionsfunktion D beschreibt dabei Teilchen, welche sich mit einer fiktiven relativen Impulsabweichung $\Delta p/p = 1$ bewegen. Die Amplitudenfunktion β wird als *Betafunktion* bezeichnet und ergibt mit der *Emittanz* ϵ die Einhüllende, auch *Envelope* genannt, innerhalb der die transversalen Teilchenschwingungen stattfinden. Ein mit dem Simulationsprogramm *elegant* simuliertes Beispiel für die rein durch die Magnetstruktur des Beschleunigers vorgegebenen sogenannten *optischen Funktionen* β_x , β_z und D_x ist in Abbildung 2.2 gegeben. In Kreisbeschleunigern weisen diese mindestens eine Umlaufperiodizität auf.

Der Phasenwinkel der Teilchenschwingung Ψ_i in den Gleichungen (2.4) und (2.5) lässt sich direkt über [Wil96, Abschn. 3.7]

$$\Psi_i(s) = \int_0^s \frac{d\sigma}{\beta_i(\sigma)} \quad (2.6)$$

aus der Betafunktion β_i berechnen und hängt damit ebenfalls nur von der Magnetstruktur ab. $i \in \{x, z\}$ indiziert die jeweilige transversale Ebene.

Mit dem in Gleichung (2.6) berechneten Phasenwinkel lässt sich der Phasenvorschub pro Umlauf berechnen. Werden über mehrere Umläufe hinweg die Phasenraumkoordinaten $x(s_0)$ und $x'(s_0)$ einer Teilchenschwingung mit der Amplitude a , an einer ausgezeichneten Stelle s_0 gegeneinander aufgetragen,

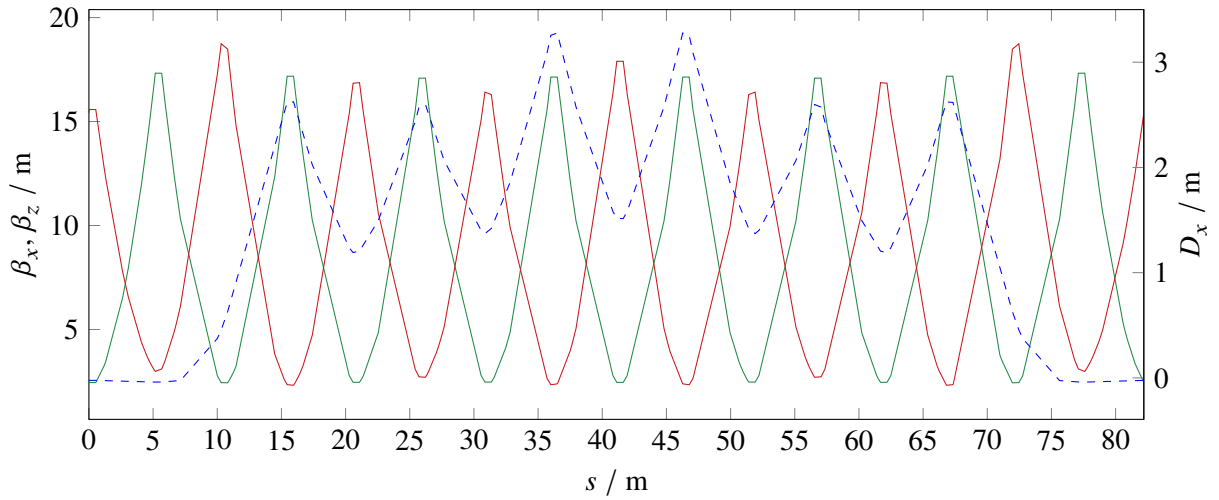


Abbildung 2.2: Darstellung der simulierten Betafunktion in der horizontalen (—) und vertikalen (—) Ebene, sowie der horizontalen Dispersionsfunktion (---). Als Beispiel wird die Magnetstruktur des ELSA-Speicherrings (siehe Abbildung 3.1) verwendet. Die für die Simulation eingestellten Quadrupolstärken ergeben die Arbeitspunkte $Q_x = 4,63$ und $Q_z = 4,46$. Da sich nach der Hälfte des Umfangs (circa. 82,2 m) die Magnetstruktur und damit die optischen Funktionen wiederholen, ist nur ein Ausschnitt gezeigt.

so liegen sie auf einer Ellipse mit dem Flächeninhalt $a^2\pi$. Die Ellipse wird auch Phasenellipse genannt und der Faktor a^2 COURANT-SNYDER-Invariante. Bei einer Teilchenbewegung, die sich mit kanonischen Bewegungsgleichungen beschreiben lässt, ist a^2 zeitlich konstant. Eine schematische Darstellung befindet sich in Abbildung 2.3. Die Lage und Form der Ellipse ändern sich zusammen mit der Betafunktion β_i entlang der s -Koordinate. Die in der Abbildung eingeführten weiteren optischen Funktionen sind definiert als: [Wil96, Abschn. 3.7 und 3.8]

$$\alpha_i(s) := -\frac{\beta'_i(s)}{2} \quad (2.7)$$

und

$$\gamma_i(s) := \frac{1 + \alpha_i^2(s)}{\beta_i(s)}$$

In einem Kreisbeschleuniger sind in der Regel sehr viele Teilchen gespeichert, was die Definition einer *Strahlemittanz* $\epsilon = a^2$ nahelegt, mit der das Verhalten aller Teilchen mit einer Schwingungsamplitude kleiner gleich a beschrieben wird. Jedes Teilchen für sich betrachtet bewegt sich an der Stelle s_0 dann auf seiner Phasenellipse mit jeweils einer unterschiedlichen Fläche A . Die unterschiedlichen Invarianten a^2 sind zum einen in unterschiedlichen Startparametern zum anderen aber, bei Elektronenstrahlen dominant, durch die stochastische Abstrahlung von Synchrotronstrahlung begründet. Die daraus resultierende Emittanz wird daher auch als *natürliche* Emittanz bezeichnet. Es ergibt sich, wie in Abbildung 2.4 dargestellt, für die transversale Ladungsdichteverteilung von N Teilchen eine Gaußverteilung

$$\rho(x, z) = \frac{Ne}{2\pi\sigma_x\sigma_z} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_x^2}\right) \exp\left(-\frac{z^2}{2\sigma_z^2}\right) .$$

Die Strahlemittanz lässt sich nun über die 1σ -Breite der Ladungsdichte definieren: [Wil96, Abschn. 3.9]

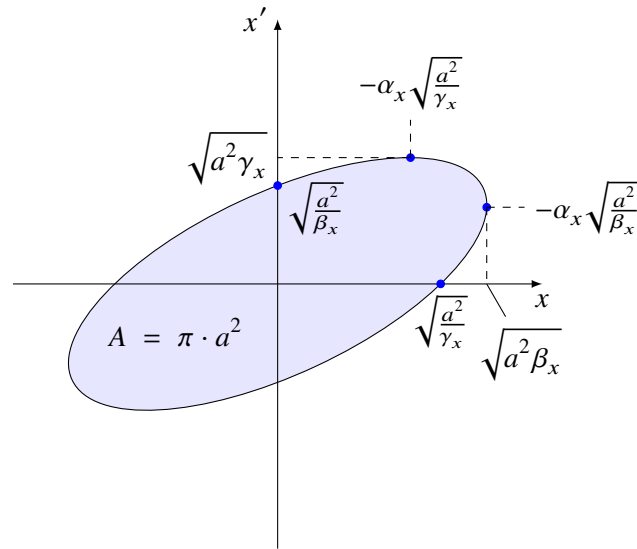


Abbildung 2.3: Phasenellipse in der x - x' Ebene an der Stelle s_0 . A bezeichnet die Fläche der Ellipse, a^2 die COURANT-SYNDER-Invariante, α_x , β_x und γ_x die optischen Funktionen beziehungsweise deren Ableitung. Analoges gilt für die z - z' Ebene.

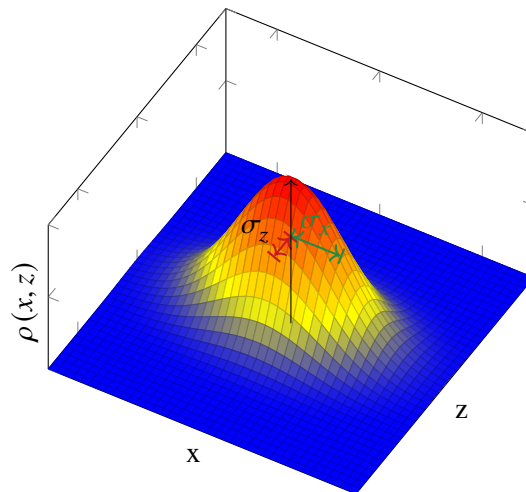


Abbildung 2.4: Ladungsdichteverteilung eines Elektronenstrahls im Kreisbeschleuniger. σ_x und σ_z geben die Breite des Strahls an.

$$\epsilon_i = \frac{\sigma_i^2(s) - \frac{\Delta p}{p_0} D_i(s)}{\beta_i(s)}$$

$\sigma_i(s)$ wird daher auch als *Strahlbreite* bezeichnet.

In der horizontalen Ebene hängt die natürliche Emittanz $\epsilon_{x,\text{nat}}$ aufgrund der Abstrahlung von Synchrotronstrahlung von der Strahlenergie ab. Ein Teilchen auf der Sollbahn, welches einen Impulsverlust durch Synchrotronstrahlung erleidet, müsste sich auf einer Dispersionsbahn entsprechend seiner Impulsabweichung Δp befinden. Da es zu dieser aber aufgrund der instantanen Abstrahlung des Photons nun eine Ablage aufweist, beginnt es mit Betatronoszillationen um die Dispersionsbahn. In der vertikalen

Ebene ist dieser Effekt sehr stark unterdrückt, da typischerweise keine vertikale Ablenkung des Strahls stattfindet und die Dispersionsfunktion D_z Null ist. Dennoch führt der Abstrahlwinkel der Photonen der Synchrotronstrahlung von $1/\gamma$ auch in der vertikalen Ebene zu einer leicht von Null verschiedenen natürlichen Emittanz. Der Effekt ist allerdings zu vernachlässigen, da er mehrere Größenordnungen unter dem in der horizontalen liegt [Wie95, Abschn. 9.1.4].

Die dennoch stark von Null verschiedene vertikale Emittanz kann in realen Beschleunigern durch die Kopplung der Betatronschwingung der beiden Ebenen erklärt werden (siehe Abschnitt 2.4.5).

Konkurrierend zur Anregung der Betatronschwingung durch die Abstrahlung von Synchrotronstrahlung findet ebenfalls eine Dämpfung statt. Durch das Photon, welches in Flugrichtung des Teilchens abgestrahlt wird, wird der Impuls eben jenes Teilchens reduziert. Seine Flugrichtung ist davon aber nicht betroffen. Gleichzeitig findet eine Wiederherstellung des longitudinalen Impulses in den Beschleunigungsresonatoren statt (siehe Abschnitt 2.2). Damit reduziert sich insgesamt die Schwingungsamplitude in transversaler Richtung unter Beibehaltung der Teilchenenergie und damit ebenfalls die Emittanz. Die natürliche Emittanz ergibt sich dann als Gleichgewicht zwischen Anregung und Dämpfung.

In der horizontalen Ebene ergibt sich für die Dämpfungsrate [Wi96, Abschn. 6.2]

$$\frac{1}{\tau_x} = \frac{1}{2T_u} \frac{eU_{\text{rev}}}{E_0} (1 - \mathcal{D}) \quad . \quad (2.8)$$

Der Parameter \mathcal{D} wird dabei nur durch die Magnetstruktur, also Dipol- und Quadrupolmagnete, bestimmt. T_u bezeichnet die Umlaufzeit der Elektronen im Beschleuniger und eU_{rev} fasst die Synchrotronstrahlungsverluste pro Umlauf zusammen (vergleiche Abschnitt 2.2.1). Für die vertikale Ebene gilt unter Voraussetzung einer verschwindenden Dispersionsfunktion

$$\frac{1}{\tau_z} = \frac{1}{2T_u} \frac{eU_{\text{rev}}}{E_0} \quad , \quad (2.9)$$

was sich im Wegfall des \mathcal{D} -Parameters widerspiegelt.

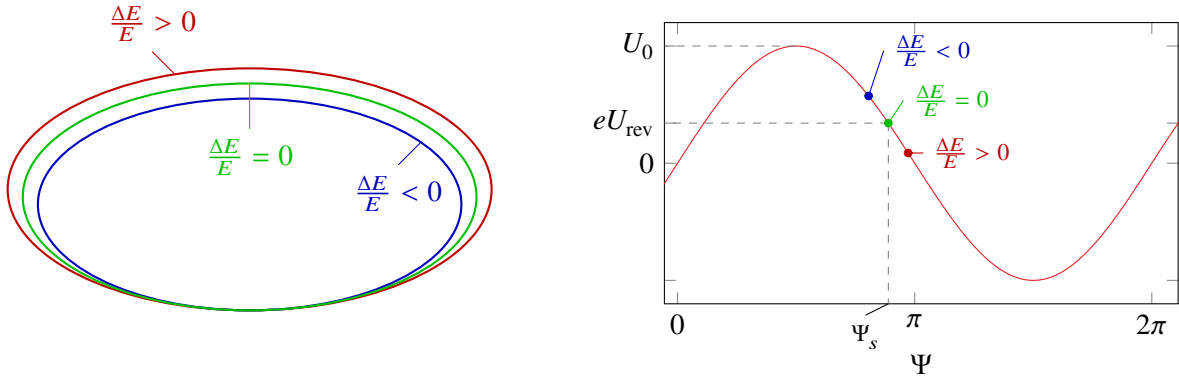
2.2 Longitudinale Strahldynamik

Die longitudinale Strahldynamik in Kreisbeschleunigern unterscheidet sich wesentlich von der transversalen, da hier in erster Näherung nur elektrische Felder in longitudinaler Richtung zum Beschleunigen der Teilchen wirken.

2.2.1 Phasenfokussierung und Synchrotronfrequenz

Die elektrischen Felder in Kreisbeschleunigern treten in Form von hochfrequenten elektromagnetischen Wechselfeldern in den Hohlraumresonatoren, sogenannten *Cavities*, auf. Je nach Anwendungsfall wird auf normalleitende oder auf supraleitende Resonatoren zurückgegriffen. In beiden Fällen werden typischerweise mehrere Resonatoren an ausgezeichneten Positionen im Beschleuniger aufgebaut und stellen so mehrere Megavolt an Beschleunigungsspannung pro Umlauf zur Verfügung.

Der primäre Zweck der Beschleunigung ist natürlich der Energiezuwachs der geladenen Teilchen. Dieser findet im Elektronensynchrotron zeitgleich mit der Erhöhung der Magnetfeldstärke der Strahlführungsmagnete statt, und sorgt so für einen konstanten Umlaufradius [Wie93, Abschn. 3.5]. Einen weiteren Grund stellt die Kompensation von Verlusten durch Synchrotronstrahlung dar. Bei dieser Strahlung handelt es sich um Photonen, die in den gebogenen Segmenten bei der Ablenkung der geladenen Teilchen



(a) Skizzierte Darstellung der Abhängigkeit des Bahnradius von der relativen Energieabweichung.

(b) Beschleunigungsspannung im Cavity in Abhängigkeit der relativen Energieabweichung.

Abbildung 2.5: Funktionsprinzip der Phasenfokussierung.

abgestrahlt werden. Der mittlere Energieverlust pro Umlauf wird mit ΔE_{rev} bezeichnet und kann durch eine Beschleunigungsstrecke mit der Spannung $U_{\text{rev}} = \Delta E_{\text{rev}}/e$ kompensiert werden.

Um effektiv eine Beschleunigung zu erhalten, muss das Teilchen beim Eintritt in den Resonator stets dem beschleunigenden Anteil der sinusförmigen Spannung ausgesetzt sein, also eine feste Phase bezüglich dieser besitzen. Hierzu ist eine *Phasenfokussierung* notwendig, die nach dem in [Abbildung 2.5](#) gezeigten Prinzip funktioniert. Die Phase Ψ_s wird als *Sollphase* bezeichnet und markiert die Phase, mit der das Sollteilchen den Resonator durchquert. Die Spannung, die das Teilchen zur Kompensation der Umlaufverluste eU_{rev} (zusammengesetzt aus Synchrotronstrahlungsverlusten und Energiebedarf für die Beschleunigung) erfährt, ist dabei kleiner als die gesamte, im Resonator bereitgestellte Spannung U_0 .

Damit sich die Phase pro Umlauf nicht ändert, muss die Umlaufzeit ein Vielfaches der Periode der Hochfrequenz T_{HF} sein, was bedeutet, dass ebenfalls die Umlauffrequenz ω_u und die HF-Frequenz ω_{HF} in einem festen Verhältnis stehen müssen: [[Wil96](#), Abschn. 5.6]

$$h \omega_u = \omega_{\text{HF}} \quad . \quad (2.10)$$

Die natürliche Zahl $h \in \mathbb{N}$ wird als *Harmonischenzahl* bezeichnet.

Teilchen, welche hinsichtlich des Impulses vom Sollteilchen abweichen, bewegen sich in den Dipolmagneten auf einer dispersiven Bahn. Die relative Längenänderung der Bahn der ultrarelativistischen Elektronen lässt sich über den Momentum-Compaction-Faktor α_c mit der relativen Impulsabweichung verknüpfen: [[Wil96](#), Abschn. 5.6]

$$\frac{\Delta L}{L_0} = \alpha_c \frac{\Delta p}{p_0} \quad . \quad (2.11)$$

α_c ist definiert als

$$\alpha_c = \frac{1}{L_0} \oint_{s_0}^{s_0+L} \frac{D_x(s)}{1/R(s)} ds \quad , \quad (2.12)$$

und ist damit allein durch die Dispersionsfunktion D_x und den Radius der Ablenkermagnete R bestimmt. Wie in [Abbildung 2.5\(a\)](#) gezeigt, erfährt ein Teilchen mit einer positiven Impulsabweichung Δp beziehungsweise Energieabweichung ΔE nach [Gleichung \(2.11\)](#) auch eine positive Längenänderung ΔL . Damit trifft es später am Resonator ein und erfährt so aufgrund der kleineren Beschleunigungsspannung einen kleineren Energiezuwachs (siehe [Abbildung 2.5\(b\)](#)). Analog wird für Teilchen mit negativer

relativer Energieabweichung dem Teilchen mehr Energie als zur Kompensation von ΔE_{rev} notwendig zugeführt. Über viele Umläufe ergibt sich so eine Schwingung des Teilchens um die Sollenergie E_0 . Sofern die Amplitude dieser Synchrotronoschwingung genannten Oszillation klein ist, kann sie, analog zum transversalen Fall, als harmonisch angenommen werden. Die Synchrotronfrequenz Ω_s lässt sich nach [Wil96, Abschn. 5.6] berechnen:

$$\Omega_s = \omega_u \sqrt{\frac{\alpha_c h e U_0 \cos \Psi_s}{2\pi E_0}} \quad . \quad (2.13)$$

Die Synchrotronoschwingung wird, wie im Fall der transversalen Betatronschwingungen, durch den Einfluss der Synchrotronstrahlungsverluste angeregt. Sobald das Teilchen mit Sollenergie und Sollphase ein Photon abstrahlt, reduziert sich der Impuls und damit die Energie des Teilchens. Ein Teilchen auf der Sollphase mit zu kleiner Energie erreicht nach Gleichung (2.11) die Hohlraumresonatoren früher als eines mit Sollenergie, so dass mit dem Prinzip der Phasenfokussierung die fehlende Energie kompensiert wird. Die so entstehende Phasenablage bezüglich der beschleunigenden Hochfrequenz führt wiederum zu einer Oszillation um die Sollenergie und damit zu einer Synchrotronoschwingung. Analog zu Gleichungen (2.8) und (2.9) lässt sich auch für den longitudinalen Fall ebenfalls eine Dämpfung der Schwingung feststellen. Für die Dämpfungsrate gilt analog [Wil96, Abschn. 6.3]:

$$\frac{1}{\tau_s} = \frac{1}{2T_u} \frac{eU_{\text{rev}}}{E_0} (2 + \mathcal{D}) \quad . \quad (2.14)$$

Beim Gleichgewicht aus Dämpfung und Anregung ergibt sich entsprechend der natürlichen Emittanz im transversalen Fall eine natürliche Breite des Elektronenpakets σ_s , die auch Bunchlänge genannt wird, sowie eine natürliche Energiebreite σ_E (siehe dazu [Wie95, Abschn. 9.2]).

2.2.2 Energieakzeptanz

Die Anzahl der Bereiche, auch *Buckets* genannt, in denen Teilchen durch die Phasenfokussierung stabil im Beschleuniger umlaufen können, ergibt sich aus Gleichung (2.10) und entspricht der Harmonischenzahl h . Die stabilen Bereiche sind begrenzt durch die maximale Energieabweichung die auftreten darf, so dass die Teilchen noch zur Sollenergie hin fokussiert werden können. Für Teilchen mit der Sollphase Ψ_s ist die maximale Energieabweichung, Energieakzeptanz genannt, gegeben durch [Wie93, Abschn. 8.2.2]

$$\left(\frac{\Delta E}{E_0}\right)_{\text{acc}}^2 = \frac{eU_0 \sin \Psi_s}{\pi h \alpha_c E_0} 2 \left(\sqrt{q^2 - 1} - \arccos \frac{1}{q}\right) \quad . \quad (2.15)$$

Dabei bezeichnet q den sogenannten Überspannungsfaktor und ist definiert als das Verhältnis von maximaler Beschleunigungsspannung im Resonator und der tatsächlichen Spannung bei der Sollphase:

$$q = \frac{U_0}{U_0 \sin \Psi_s} \quad . \quad (2.16)$$

Die Sollphase lässt sich direkt aus den Verlusten pro Umlauf ΔE_{rev} , der Sollenergie E_0 und der gewünschten Synchrotronfrequenz Ω_s aus Gleichung (2.13) ableiten:

$$\Psi_s(E_0, \Omega_s) = \arctan \left(\frac{\alpha_c h e U_{\text{rev}} \omega_u^2}{2\pi \beta^2 \Omega_s^2 E_0} \right) \quad . \quad (2.17)$$

2.3 Arbeitspunkte

Wird der Phasenverschiebung $\Psi(s)$ aus Gleichung (2.6) pro Umlauf eines Kreisbeschleunigers mit der Länge L betrachtet, so lässt sich daraus die Anzahl der Betatronoszillationen pro Umlauf berechnen:

$$Q_i := \frac{\Psi_i(s+L) - \Psi_i(s)}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \int_s^{s+L} \frac{d\sigma}{\beta_i(\sigma)} = \frac{1}{2\pi} \oint \frac{d\sigma}{\beta_i(\sigma)} \quad (2.18)$$

Aufgrund der Periodizität der Betafunktion β_i kann der Startpunkt s der Integration beliebig gewählt werden. Die Größe Q_i kann für beide transversalen Richtungen unterschiedliche Werte annehmen und wird *Arbeitspunkt* genannt. Die Arbeitspunkte können in einem gewissen Rahmen frei über die Optik, also die Quadrupolstärke des Beschleunigers eingestellt werden. Weitere Faktoren, welche Einfluss auf den Arbeitspunkt haben, werden im Detail in Abschnitt 7.2 erläutert.

Auch in der longitudinalen Ebene lässt sich ein Arbeitspunkt definieren, der sich analog zu Gleichung (2.18) als Anzahl der Synchrotronschwingungen (siehe Gleichung (2.13)) pro Umlauf ergibt zu [Wie93, Abschn. 8.1.2]

$$Q_s = \frac{\Omega_s}{\omega_u} = \frac{\nu_s}{\nu_u} \quad (2.19)$$

2.3.1 Chromatizität

Unter den bisher angenommenen idealen Bedingungen für Teilchen mit Sollimpuls ist der Arbeitspunkt in allen drei Ebenen punktförmig. Durch eine leichte Impulsabweichung Δp vom Sollimpuls p_0 wird allerdings die effektive Quadrupolstärke k – definiert in Gleichung (2.1) – leicht variiert [Wil96, Abschn. 3.16]:

$$k(p) = \frac{eg}{p} = \frac{eg}{p_0 + \Delta p} \approx \frac{e}{p_0} \left(1 - \frac{\Delta p}{p_0}\right) g = k_0 - \Delta k \quad .$$

Somit kann die Auswirkung der Impulsabweichung als ein Fehler Δk der Quadrupolstärke aufgefasst werden. Der Einfluss auf den Arbeitspunkt lässt sich nach [Wil96, Abschn. 3.15, 3.16] als

$$\Delta Q_i = \frac{1}{4\pi} \oint \Delta k(s) \beta_i(s) ds = -\frac{\Delta p}{p_0} \frac{1}{4\pi} \oint k(s) \beta_i(s) ds = \xi_i \frac{\Delta p}{p_0} \quad (2.20)$$

ausdrücken. Die Arbeitspunktverschiebung ist damit proportional zur relativen Impulsabweichung sowie abhängig von der Quadrupolstärke und dem Wert der Betafunktion an der jeweiligen Stelle der Quadrupole. Der in Gleichung (2.20) eingeführte Proportionalitätsfaktor ξ_i wird, in Anlehnung an Farbfehler in lichteoptischen Systemen, *natürliche Chromatizität* genannt.

Aufgrund der Energieschwingung der Teilchen um die Sollenergie, weisen alle eine unterschiedliche Impulsabweichung auf, was zu einer Verbreiterung des Arbeitspunkts in beiden transversalen Ebenen führt. Diesem Effekt kann durch Reduzierung der Chromatizität entgegengewirkt werden. Hierzu werden Sextupolmagnete verwendet, die in geraden Strecken mit großer Dispersionsfunktion D_x , in denen die Teilchen energieabhängige horizontale Ablagen besitzen, eingesetzt werden (siehe z.B. [Wie93, Abschn. 7.5.1]). Die Chromatizität lässt sich dann nach

$$\xi_i = \frac{1}{4\pi} \oint (m(s) D_x(s) - k(s)) \beta_i ds \quad (2.21)$$

berechnen.

Werden die Sextupolmagnete in zwei Familien aufgeteilt, ist eine Einstellung der Chromatizität in

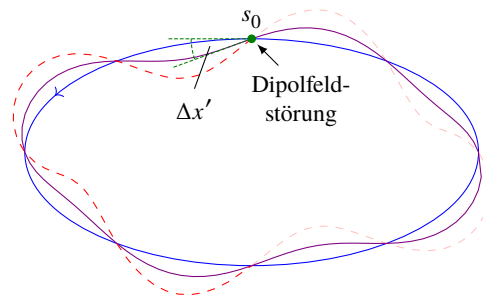


Abbildung 2.6: Effekt einer Dipolfeldstörung an der Stelle s_0 auf die Teilchenbahn bei einem ganzzahligen Arbeitspunkt von $Q = 4$. Gezeigt ist die Sollbahn (blau), die Teilchenbahn nach einem Umlauf (violett) und die Teilchenbahn nach zwei Umläufen (rot).

beiden transversalen Ebenen getrennt möglich. Steht ein Magnet an einer Position, wo die horizontale Betafunktion β_x einen hohen und die vertikale Betafunktion β_z einen vergleichbar niedrigen Wert aufweist, wirkt die Korrektur hauptsächlich in der horizontalen Ebene. Analog wird für die vertikale mit der zweiten Magnetfamilie verfahren.

2.4 Optische Resonanzen

Bei bestimmten Arbeitspunkten können sogenannte *optische Resonanzen* auftreten. In diesem Abschnitt wird zur näheren Betrachtung eine Einführung anhand eines einfachen Beispiels gegeben und im Anschluss wird ein theoretisches Modell zur Beschreibung der Resonanzen vorgestellt.

Die transversalen Arbeitspunkte Q_x und Q_z sind in einem idealen Kreisbeschleuniger quasi-beliebig wählbar. Unter realen Bedingungen gibt es allerdings Arbeitspunktbereiche in denen keine stabile Teilchenbewegung möglich ist.

Ein einfaches Beispiel dafür kann ein störendes Dipolfeld am Ort s_0 bei einem Arbeitspunkt von $Q = 4$ eines ansonsten idealen Beschleunigers sein. Das Sollteilchen läuft zunächst ohne Ablage auf dem Sollorbit, wie in Abbildung 2.6 in blau gezeigt. Das zusätzliche Dipolfeld bewirkt einen kleinen Kick $\Delta x'$ auf das Teilchen am Ort s_0 , was fortan zu einer Betatronoszillation des Teilchens um den Sollorbit führt (violette Teilchenbahn). Nach einem Umlauf erreicht das Teilchen abermals den Punkt s_0 . Die Phase der Betatronschwingung ist aufgrund des ganzzahligen Arbeitspunkts die gleiche wie im ersten Durchlauf. Der Kick wirkt dadurch in gleicher Richtung auf das Teilchen und erhöht die Amplitude der Betatronschwingung erneut (rote, gestrichelte Teilchenbahn). Dadurch erreicht die Schwingung nach wenigen Umläufen eine so große Amplitude, dass das Teilchen mit der Vakuumkammer kollidiert und verloren geht. Da es sich um eine periodische Anregung der Betatronoszillation handelt, wird daher auch von sogenannten *optischen Resonanzen* gesprochen. Liegt der Arbeitspunkt weit entfernt von der ganzzahligen Resonanz, so variiert die Phase der Betatronoszillation am Ort der Störung, so dass sich die Anregung im Mittel aufhebt und das Teilchen stabil umlaufen kann. Dazu ist allerdings ein gewisser Abstand von der Resonanz nötig, da jede Resonanz ebenfalls eine *Stoppband* genannte Breite aufweist. Das Phänomen ist dabei nicht auf ganzzahlige Arbeitspunkte beschränkt, sondern tritt beispielsweise auch, wie sich im Folgenden zeigen wird, bei halb- und drittelzahligen Arbeitspunkten auf.

2.4.1 Einfluss von Dipolstörungen auf die Teilchenbahn

Die resonante Anregung des Teilchenstrahls durch Dipolstörungen findet nicht statt, wenn der Arbeitspunkt nicht ganzzahlig gewählt wird. Ein zeitlich konstantes Dipolfeld wirkt aber immer noch umlaufperiodisch auf den Teilchenstrahl. Nach vielen Umläufen beziehungsweise nach vielen Dämpfungszeiten stellt sich ein Gleichgewicht ein. In diesem Gleichgewicht oszillieren die Einzelteilchen nicht mehr um den Sollorbit des Beschleunigers, sondern um eine neue Gleichgewichtsbahn, die sich aufgrund des zusätzlichen Kicks ausbildet. Daher wird die neue Gleichgewichtsbahn auch *gestörte Gleichgewichtsbahn* beziehungsweise *closed orbit*¹ genannt.

Werden alle Dipolstörungen entlang der Teilchenbahn in der Größe $d_0(s)$ zusammengefasst, lässt sich die gestörte Teilchenbahn $x_c(s)$ bezüglich der Sollbahn durch [Wie93, Abschn. 7.2.2]

$$x_c(s) = \frac{\sqrt{\beta(s)}}{2 \sin \pi Q} \oint_s^{s+L} d_0(\sigma) \sqrt{\beta(\sigma)} \cos(Q \cdot (\Psi(s) - \Psi(\sigma) + \pi)) d\sigma \quad (2.22)$$

ausdrücken. An der Gleichung lässt sich ebenfalls, das im vorherigen Beispiel beschriebene, Verhalten der unendlich anwachsenden Ablage der Teilchen im Fall eines ganzzahligen Arbeitspunkts ablesen ($\frac{1}{\sin \pi Q} \rightarrow \infty$). Die gestörte Gleichgewichtsbahn kann durch Applikation von Dipolfeldern, die den Störungen entgegenwirken, korrigiert werden (siehe z.B. [Wie93, Abschn. 7.2.3] und Abschnitt 3.1.1).

2.4.2 Transformation in Normalkoordinaten

Die Bewegungsgleichungen aus Gleichungen (2.2) und (2.3) eignen sich eher weniger für eine mathematische Herangehensweise an die theoretische Beschreibung der Resonanzen. Daher wird eine Koordinatentransformationen in die sogenannten *Normalkoordinaten* vorgenommen. Dazu wird die x - beziehungsweise z -Koordinate mit der ortsabhängigen Amplitudenfunktion β_x normiert [Wie93, Abschn. 5.5.3]:

$$\omega(s) := \frac{x(s)}{\sqrt{\beta(s)}} \quad (2.23)$$

Die Phase der Betatronfunktion wird als Koordinate genutzt und zusammen mit dem Arbeitspunkt Q für einen Umlauf auf 2π normiert:

$$\phi(s) := \frac{\Psi(s)}{Q} \quad (2.24)$$

Mit dieser Transformation, die auch FLOQUETSche Transformation genannt wird, und unter Vernachlässigung des dispersiven Anteils² ergibt sich für die Bewegungsgleichung

$$\frac{d^2 \omega}{d\phi^2} + Q^2 \omega = \omega'' + Q^2 \omega = 0 \quad .$$

Die Gleichung entspricht der des harmonischen Oszillators mit der Lösung

$$\omega(\phi) = \omega_0 \cos(Q\phi + \delta) \quad .$$

Wird die Phasenraumellipse aus Abbildung 2.3 in den *Normalkoordinaten* ω und $\dot{\omega}$ dargestellt, so hat die ortsabhängige Änderung der optischen Funktionen keinen Einfluss mehr auf die Phasenraumellipse und

¹ Englisch für *geschlossene Gleichgewichtsbahn*.

² Der dispersive Anteil kann als Lösung der inhomogenen Bewegungsgleichung verstanden und später wieder eingeführt werden. Siehe dazu z.B. [Wie93, Abschn. 4.8.4].

es ergibt sich ein invarianter Kreis.

2.4.3 Einfluss von Feldern höherer Ordnung

Felder höherer Ordnung können beispielsweise durch Gradientenfelder der jeweiligen Magnete, aber auch als Feldfehler bei allen im Kreisbeschleuniger eingesetzten Magnettypen auftreten. Allgemein lässt sich eine solche zusätzliche Störung der Bewegungsgleichung als $\mathcal{S}_n(s)$ in Abhängigkeit der longitudinalen Position s und Ordnung n ausdrücken. In die Bewegungsgleichung kann sie als zusätzlicher Term auf der rechten Seite eingeführt werden:

$$u''(s) + k(s)u(s) = \mathcal{S}_n(s)u^{n-1}(s) \quad . \quad (2.25)$$

$u(s)$ steht je nach transversaler Ebene für $x(s)$ oder $z(s)$. Bei Feldern mit Ordnung größer eins spielt die transversale Position des Teilchens an der Position s eine Rolle, welche durch die transversale Position u mit der Potenz $n-1$ berücksichtigt wird (siehe Gleichung (2.1) in Abschnitt 2.1). Mit der in Abschnitt 2.4.2 eingeführten Transformation in die Koordinaten (2.23) und (2.24) lässt sich Gleichung (2.25) in

$$\omega''(\phi) + Q_0^2 \omega(\phi) = \bar{\mathcal{S}}_n(\phi) \omega^{n-1}(\phi) \quad (2.26)$$

überführen [Wie93, Abschn. 7.4.1]. Mit Q_0 wird der ungestörte Arbeitspunkt der jeweiligen Ebene bezeichnet.

Da die Funktion $\bar{\mathcal{S}}_n(\phi)$ in den Normalkoordinaten 2π -periodisch ist, lässt sie sich nun in Form einer Fourierreihe

$$\bar{\mathcal{S}}_n(\phi) = \sum_m \tilde{\mathcal{S}}_{nm} e^{im\phi} \quad (2.27)$$

mit den Koeffizienten

$$\tilde{\mathcal{S}}_{nm} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \bar{\mathcal{S}}_n(\phi) e^{-im\phi} d\phi$$

darstellen.

Unter Annahme einer kleinen Störung verändert sich die individuelle Teilchenbahn $\omega(\phi)$ nur wenig und kann in erster Näherung mit der ungestörten Bahn $\omega_0(\phi)$ ausgedrückt werden. Für den Term $\omega^{n-1}(\phi)$ ergibt sich so:

$$\omega^{n-1}(\phi) \approx \omega_0^{n-1}(\phi) = \left(a e^{iQ_0\phi} + b e^{-iQ_0\phi} \right)^{n-1} = \sum_{-n+1 \leq l \leq n-1} W_l e^{ilQ_0\phi} \quad . \quad (2.28)$$

Der Koeffizient W_l nimmt am Beispiel eines Gradientenfehlers zweiter Ordnung die Werte

$$W_l = \begin{cases} a & \text{für } l = 1 \\ 0 & \text{für } l = 0 \\ b & \text{für } l = -1 \end{cases}$$

an³, wobei a und b beliebige reelle Parameter sind.

Nun können die Gleichungen (2.27) und (2.28) in die Bewegungsgleichung (2.26) eingesetzt werden

³ Die beitragenden Koeffizienten W_l lassen sich über einen Vergleich der Terme der Potenzsumme aus Gleichung (2.28) mit der Summe auf der rechten Seite von Gleichung (2.28) bestimmen.

und es ergibt sich:

$$\omega''(\phi) + Q_0^2 \omega(\phi) = \sum_{l,m} W_l \tilde{S}_{nm} e^{i(m+lQ_0)\phi} . \quad (2.29)$$

Eine periodische Anregung des gespeicherten Strahls kann immer genau dann stattfinden, wenn sie mit der Resonanzfrequenz des Strahls, also Q_0 , auftritt. Das ist genau dann der Fall, wenn

$$m + lQ_0 = Q_0 \quad \text{mit} \quad -n < l < n \quad (2.30)$$

gilt.

Dipolstörungen: Für Dipolstörungen mit $n = 1$ bleibt $l = 0$ als einziger Index in Gleichung (2.30) bestehen, womit $Q_0 = m$ gilt. Daraus ergibt sich, dass eine Resonanz bei ganzzahligem Arbeitspunkt Q_0 auftritt, was bereits anschaulich zu Beginn des Abschnitts gezeigt wurde.

Quadrupolstörungen: Für Quadrupolstörungen, also beispielsweise Gradientenfehler der Quadrupole oder entsprechende Multipolanteile der anderen Magnete, stehen bei $n = 2$ die Indizes $l = -1, l = 0$ sowie $l = 1$ zur Wahl. Für $l = -1$ ergibt sich, dass $2Q_0 = m$ und damit, dass sowohl eine ganzzahlige als auch halbzahlige Wahl des Arbeitspunkts zu Strahlverlusten führt. Für $l = 0$ lässt sich keine Resonanzbedingung finden, da gleichzeitig $W_0 = 0$ ist und damit keine Anregung des Strahls möglich ist. Für $l = 1$ folgt für die Resonanzbedingung $m = 0$. Daraus lässt sich eine Verschiebung des Arbeitspunkts ableiten, da durch den Koeffizienten $\tilde{S}_{2,0}$ aus Gleichung (2.27) zu den ohnehin schon existierenden Quadrupolfeldern ein im Mittel konstanter Beitrag hinzukommt.

Sextupolstörungen: Von den in diesem Fall ($n = 3$) möglichen Kombinationen für $l = -2, -1, \dots, 2$ lassen sich für $l = -1$ und $l = 1$ keine Resonanzbedingungen festlegen, da hier die Faktoren W_{-1} sowie W_1 gleich Null sind. Für die anderen Möglichkeiten gelten die in Tabelle 2.1 gezeigten möglichen Resonanzen.

Höhere Multipolordnungen: Analog zu den bereits behandelten Fällen lässt sich nachvollziehen, dass jede Multipolstörung der Ordnung n ebenfalls eine n -zahlige Resonanz des Strahls ermöglicht. Die Stärke und damit der Einfluss der Resonanzen nimmt typischerweise mit steigender Ordnung ab [Wie93, Abschn. 7.4.3]. So kann trotz der erfüllten Resonanzbedingung der Strahl stabil gespeichert werden.

2.4.4 Kopplung der Bewegungsgleichungen

Die bisherige Diskussion der Resonanzen beschränkt sich auf Multipolfelder, die rein in einer Ebene wirken. Eine Verdrehung der Magnete um die longitudinale Achse führt allerdings zu einer Kopplung der transversalen Bewegung der Teilchen, da abhängig von der Teilchenposition in der Horizontalen die Bewegung in der Vertikalen gestört wird – und umgekehrt. Gleiches gilt beispielsweise für Sextupolmagnete, deren Magnetfeld [Wi196, Abschn. 3.3.2]

$$\begin{aligned} B_x(x, z) &= m' x \cdot z \\ B_z(x, z) &= \frac{1}{2} m' (x^2 - z^2) \end{aligned} \quad (2.31)$$

Ordnung	l	Resonanzbedingung	Beschreibung
1	0	$Q_0 = m$	ganzzahlige Resonanz
2	-1	$2Q_0 = m$	halbzahlige Resonanz
2	0	$Q_0 = m$	kein Beitrag ($W_0 = 0$)
2	1	$0 = m$	Arbeitspunktverschiebung
3	-2	$3Q_0 = m$	drittelzahlige Resonanz
3	-1	$2Q_0 = m$	kein Beitrag ($W_{-1} = 0$)
3	0	$Q_0 = m$	ganzzahlige Resonanz
3	1	$0 = m$	kein Beitrag ($W_1 = 0$)
3	2	$-Q_0 = m$	ganzzahlige Resonanz
4	-3	$4Q_0 = m$	viertelzahlige Resonanz
4	-1	$2Q_0 = m$	halbzahlige Resonanz
4	1	$0 = m$	Arbeitspunktverbreiterung
4	3	$-2Q_0 = m$	halbzahlige Resonanz
4	-2, 0, 2	...	kein Beitrag ($W_l = 0$)

Tabelle 2.1: Liste der Resonanzbedingungen bei entsprechender Ordnung der Multipolfehler. l bezeichnet den Laufindex der Summe in Gleichung (2.29), m den Index in der FOURIEREihe der Multipolstörung.

sowohl von der horizontalen Position x als auch der vertikalen Position z abhängt. m' lässt sich aus dem Erregerstrom I und dem Polradius a nach

$$m' = 6\mu_0 \frac{nI}{a^3}$$

berechnen.

Für die sogenannten Koppelresonanzen lässt sich analog zur Betrachtung der Störeinflüsse im letzten Abschnitt wieder eine Resonanzbedingung ableiten: [Wil96, Abschn. 3.14.3]

$$mQ_x + nQ_z = p \quad . \quad (2.32)$$

m , n und p sind dabei ganze Zahlen. Im Fall der Koppelresonanz wird die Summe aus $|m| + |n|$ als Ordnung bezeichnet.

In Abbildung 2.7 ist ein Arbeitspunktdiagramm gezeigt, in dem der vertikale gegen den horizontalen Arbeitspunkt aufgetragen ist. Die Linien im Diagramm zeigen Bereiche, in denen die Resonanzbedingung erfüllt ist, und somit keine stabile Teilchenbewegung möglich ist. Im linken Teil der Abbildung sind Resonanzen und Koppelresonanzen bis zur dritten Ordnung gezeigt. Im rechten Teil ist eine vergrößerte Ansicht des für den Speicherring der Beschleunigeranlage ELSA verwendeten Arbeitspunktbereichs bis zur siebten Ordnung gezeigt. Auch hier nimmt die Stärke der Resonanzen wieder mit der Ordnung ab, und nicht alle Resonanzen führen zum unverzüglichen Verlust des Strahls.

2.4.5 Summen- und Differenzenresonanzen

Wie sich durch weiteres theoretisches Studium der Koppelresonanzen zeigt, führen nicht alle Resonanzen zu Strahlverlust. Entscheidend ist, ob es sich um eine sogenannte *Summenresonanz* oder *Differenzenresonanz* handelt. Für lineare Differenzenresonanzen lässt sich zeigen, dass die Summe der Schwingungsamplituden

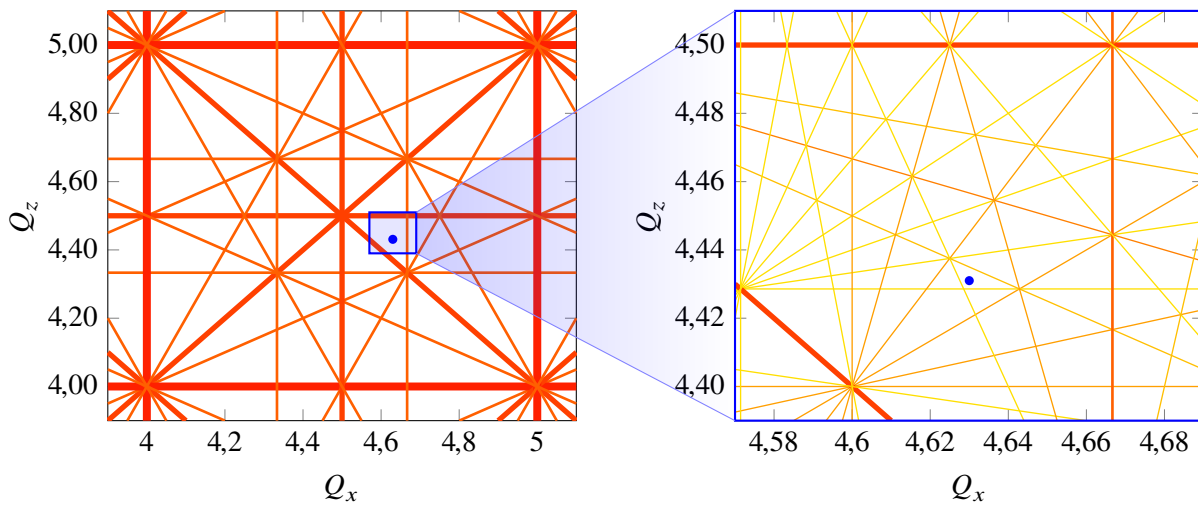


Abbildung 2.7: Arbeitspunktdiagramm bis zur dritten Ordnung (links) und eine Ausschnittsvergrößerung für den im ELSA-Speicherring genutzten Arbeitspunktbereich bis zur siebten Ordnung (rechts). Die Farbe (orange bis gelb) und Dicke der Linien gibt die Ordnung der optischen Resonanz an. Der blaue Kreis (●) zeigt den typischerweise im Nachbeschleunigungsmodus genutzten Arbeitspunkt bei $Q_x = 4,63$ und $Q_z = 4,431$.

beider transversalen Ebenen konstant ist: [Wie95, Abschn. 1.3.1]

$$\frac{d}{d\phi} (a_x + a_z) = 0 \quad .$$

Damit kann sich die Amplitude der Betatronschwingung in der einen Ebene nur auf Kosten der Amplitude der anderen Ebene vergrößern.

Da die Schwingungsamplitude der Betatronoszillation proportional zur Emittanz ist, lässt sich daraus ebenfalls ableiten, dass die Summe der Emittanzen ebenfalls konstant ist:

$$\epsilon_x + \epsilon_z = \text{const.} \quad .$$

Auf diese Weise kann die, aufgrund der Synchrotronstrahlung entstehende, natürliche Emittanz $\epsilon_{x,\text{nat}}$ in die vertikale Ebene übertragen werden, bis sich ein Gleichgewicht durch die Dämpfung einstellt.

Bei Summenresonanzen, bei denen die *Differenz* der Amplituden [Wie95, Abschn. 1.3.1]

$$\frac{d}{d\phi} (a_x - a_z) = 0$$

konstant bleibt, sind den Amplituden der Oszillationen keine Grenzen gesetzt, und die jeweilige Emittanz kann so lange ansteigen, bis die Teilchen die Vakuumkammerwand treffen.

2.4.6 Superperiodizität

Beim Design der Magnetstruktur eines Beschleunigers wird die Gesamtstruktur meist aus mehreren gleichen Teilabschnitten zusammengesetzt. Diese Symmetrien spiegeln sich dann auch in den optischen Funktionen wider (siehe zum Beispiel Abbildung 2.2) und erleichtern aufgrund der Periodizitätsbedingungen deren Berechnung. Für die möglichen optischen Resonanzen spielt die Anzahl der gleichen

Teilabschnitte, die *Superperiodizität* P genannt wird, eine wesentliche Rolle.

Wie in Abschnitt 2.4.3 und Tabelle 2.1 zusammengefasst können Resonanzen der Ordnung n durch Feldkomponenten in der gleichen Ordnung angeregt werden. Wiederholt sich allerdings die Magnetstruktur, bedeutet das für die Fourierreihe in Gleichung (2.27), dass nur die Koeffizienten jeder P -ten Harmonischen ungleich Null sind. Die Resonanzbedingung aus Gleichung (2.32) erweitert sich dann zu [Wie93, Abschn. 7.4.1]

$$mQ_x + nQ_z = P \cdot p' \quad ,$$

wobei $p = P \cdot p'$ gilt und p' eine ganze Zahl ist. Folglich werden dadurch Resonanzen vermieden, die dann nicht mehr der Resonanzbedingung genügen. Das gilt natürlich nur, wenn die Resonanzen durch *strukturell* bedingte Gradientenfelder der verwendeten Magnete angeregt werden. Handelt es es andererseits um Multipolfelder, deren Ursache zum Beispiel in Aufstellungsfehlern der Magnete liegt, ist die Periodizität nicht gegeben und die entsprechenden Resonanzen werden nicht unterdrückt. Im Allgemeinen lässt sich aber durch eine hohe Superperiodizität die Breite der Stoppbänder reduzieren [Wie93, Abschn. 7.4.1].

Die Beschleunigeranlage ELSA

Die Beschleunigerphysik an der Universität Bonn geht zurück auf den Bau des ersten europäischen stark fokussierenden *alternating gradient*-Elektronensynchrotrons mit einer Energie von 500 MeV Anfang der 1950er Jahre durch Wolfgang Paul [Alt+68]. Bereits nach wenigen Jahren im Betrieb stand eine Erweiterung der Anlage außer Frage und sie wurde 1967 um das heute noch als Vorbeschleuniger für den ELSA-Speicherring dienende 2,5 GeV-Booster-Synchrotron erweitert [Hil06].

Der Speicherring, auch *Stretcherring* genannt, ist seit 1987 in Betrieb. Seine ursprüngliche Aufgabe war die Erhöhung des makroskopischen Tastverhältnisses. In diesem, als *Stretchermodus* bezeichneten, Betriebsmodus (siehe Abschnitt 3.2.3) wurden mit einer Rate von 50 Hz Elektronen aus dem Booster-Synchrotron in den Speicherring injiziert und dann jeweils innerhalb von 20 ms zu den Experimentierplätzen extrahiert. Die begrenzte Maximalenergie von 1,6 GeV, mit der in den Speicherring injiziert wurde, konnte durch den ab 1994 nutzbaren Nachbeschleunigungsmodus (siehe Abschnitt 3.2.1) auf bis zu 3,5 GeV angehoben werden.

Abbildung 3.1 zeigt den Lageplan der Beschleunigeranlage ELSA in ihrer heutigen Ausbaustufe. In diesem Kapitel werden die drei Beschleunigerstufen bestehend aus Linearbeschleuniger, Booster-Synchrotron und Speicherring mit den für diese Arbeit relevanten Komponenten vorgestellt.

Linearbeschleuniger

An ELSA können den Experimenten sowohl unpolarisierte als auch spinpolarisierte Elektronenstrahlen mit wenigen Nanoampere Strom zur Verfügung gestellt werden [Hil06]. Am Linearbeschleuniger LINAC2 stehen dazu eine Elektronenquelle mit einer Photokathode für polarisierte Elektronen [Hil00; Hei14] als auch eine thermische Quelle für unpolarisierte Elektronen bereit. Für den Linearbeschleuniger LINAC1 ist hingegen nur eine Quelle unpolarisierter Elektronen vorgesehen, welche aber eine größere Intensität von bis zu 900 mA im sogenannten Langpulsmodus aufweist [Kla11, Abschn. 3.2].

Die Elektronenquellen und Linearbeschleuniger werden gepulst mit einer Rate von 50 Hz betrieben und sind damit an den Beschleunigungszyklus des Booster-Synchrotrons angepasst. Der Zeitpunkt der Elektronenerzeugung und Erzeugung des Hochfrequenzfelds im LINAC ist dabei so gewählt, dass die Elektronen mit einer Energie von 23 MeV beziehungsweise 26 MeV nach Verlassen des jeweiligen LINACs zum richtigen Zeitpunkt am Injektionspunkt im Booster-Synchrotron eintreffen.

Booster-Synchrotron

Das Booster-Synchrotron dient zusammen mit den LINACs als Injektor für den Speicherring. Im Booster-Synchrotron können Elektronen mit einer Rate von durchschnittlich 150 GeV/s innerhalb von 8 ms

Elektronen-Stretcher-Anlage (ELSA)

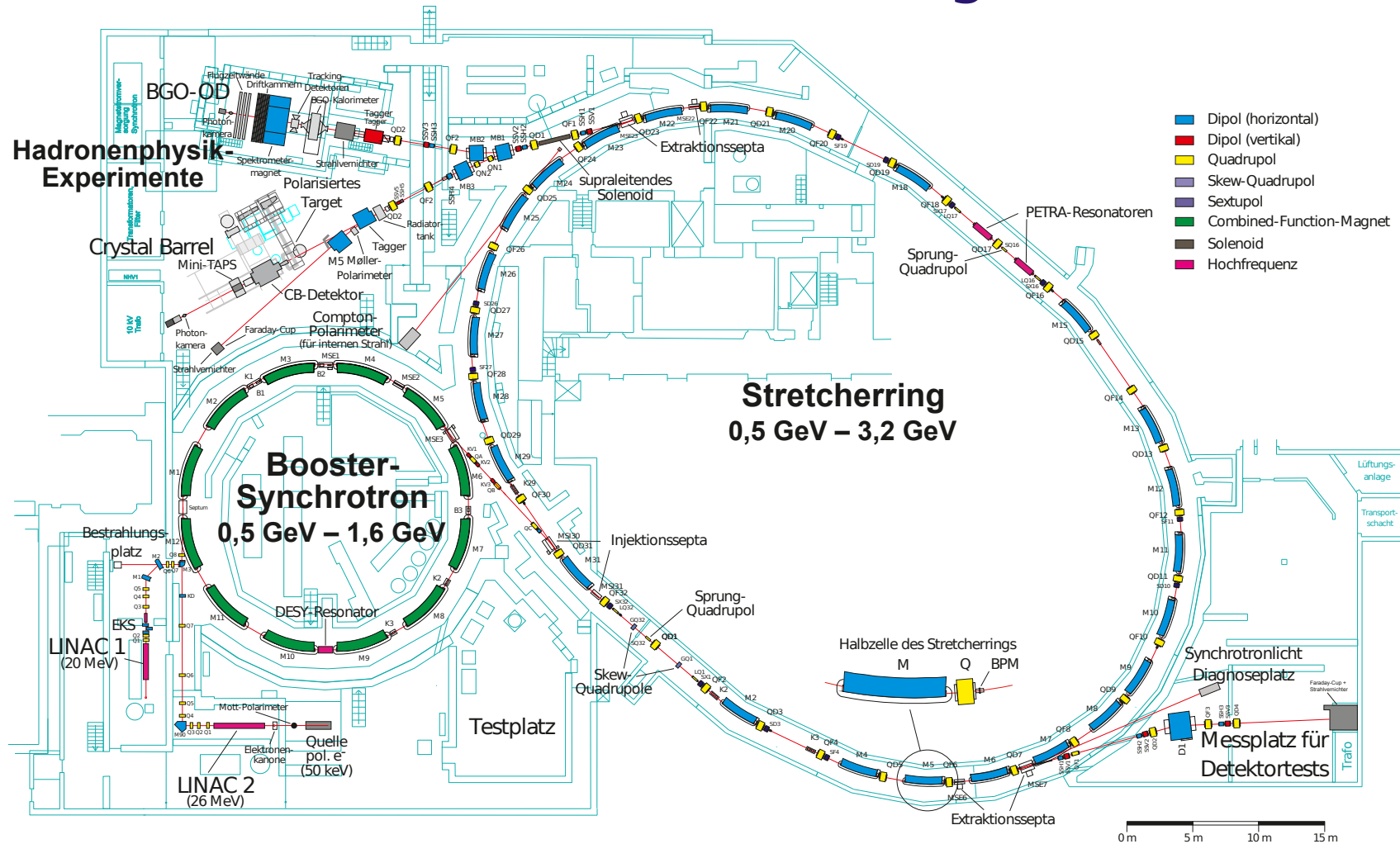


Abbildung 3.1: Plan der dreistufigen Beschleunigeranlage ELSA mit LINAC1, LINAC2, Booster-Synchrotron und Speicherring.

auf eine Energie von $1,2 \text{ GeV}^1$ beschleunigt werden. Das Booster-Synchrotron wird netzsynchron mit 50 Hz Repetitionsrate betrieben und kann daher alle 20 ms Elektronen zur Injektion in den Speicherring bereitstellen.

3.1 ELSA-Speicherring

Die letzte Stufe der Beschleunigeranlage stellt der als *separated function*-Maschine ausgeführte Speicherring dar. Dieser versorgt die Hadronenphysikexperimente und den Messplatz für Detektortests mit Elektronen bei verschiedenen Energien und Strömen. Da sich ein Großteil der Entwicklungen und Messungen dieser Arbeit auf den Speicherring konzentriert und er den Mittelpunkt der derzeitigen beschleunigerphysikalischen Entwicklung an ELSA darstellt, werden im Folgenden die einzelnen Komponenten sowie Betriebsmodi detailliert vorgestellt.

3.1.1 Magnete

Dipolmagnete

Die 24 Strahlführungsmagnete im Speicherring sind in zwei Halbkreissegmenten mit dazwischenliegenden Driftstrecken ohne Ablenkung angeordnet. Hier wird das sogenannte *missing-magnet*-Prinzip angewendet damit die horizontale Dispersionsfunktion D_x in den geraden Stücken verschwindet (siehe auch Abbildung 3.2). Die Dipolmagnete sind als Rechteckmagnete statt als Sektormagnete ausgeführt. Daher fokussieren die Dipole den Elektronenstrahl vertikal (und defokussieren ihn horizontal) an den Ein- und Austrittsstellen durch die Kantenfokussierung [Wil96, Abschn. 3.4]. Alle Dipolmagnete sind in Reihe geschaltet und werden von einem gemeinsamen Netzgerät versorgt. Der maximal mögliche Strom des Netzgeräts begrenzt die maximale Elektronenenergie auf 3,5 GeV.

Quadrupolmagnete

Der Speicherring ist aus 16 Elementarzellen zusammengesetzt. Jede dieser Zellen besteht aus einem horizontal fokussierenden Quadrupolmagneten (F), einer Driftstrecke ohne Fokussierung (O), einem horizontal defokussierenden Magneten (D) und einer weiteren Driftstrecke (O). Diese Struktur wird daher FODO-Struktur genannt. In den Driftstrecken befinden sich jeweils Elemente mit vernachlässigbarer fokussierender Wirkung (wie zum Beispiel Dipolmagnete). Die alternierend verwendeten Magnete sind in zwei Familien, 16 QF-Magnete und 16 QD-Magnete, aufgeteilt und werden jeweils durch ein baugleiches Netzgerät versorgt. Die Periodizität der Elementarzellen spiegelt sich ebenfalls in den optischen Funktionen wider (siehe auch Abbildung 3.2).

Strahlpositionsmonitore

In der unmittelbaren Nähe jedes Quadrupols ist ein sogenannter Strahlpositionsmonitor (auch Beam Position Monitor (BPM) genannt) installiert [Kei00, Kap. 4]. Der Elektronenstrahl koppelt kapazitiv an die vier darin angebrachten Knopfelektroden. Die angeschlossene signalverarbeitende Elektronik digitalisiert die Spannung der vier Elektroden und ermöglicht durch Bildung der Differenz und Summe der vier Signale die Berechnung der Position des Elektronenstrahls im Monitor [Kei00, Abschn. 4.5].

¹ Die ursprüngliche Maximalenergie von 2,5 GeV des Booster-Synchrotrons wurde im Zuge der Entwicklung des Nachbeschleunigungsmodus auf 1,6 GeV reduziert. Die Injektion in den Speicherring findet üblicherweise bei 1,2 GeV statt.

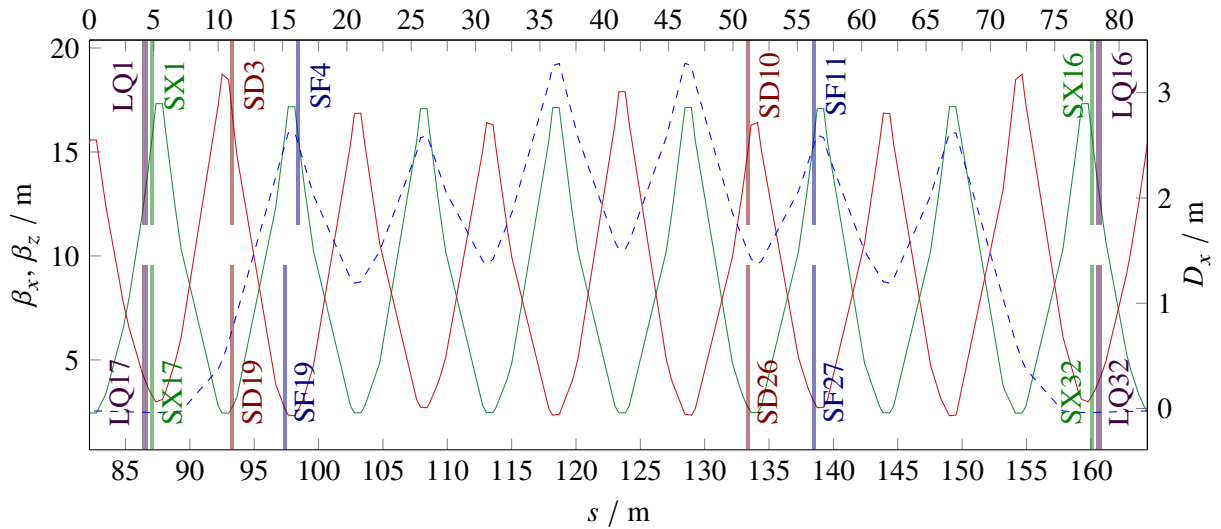


Abbildung 3.2: Mit elegant simulierte optische Funktionen β_x (—), β_z (—) und D_x (---) für die erste Hälfte (obere Achse) und zweite Hälfte (untere Achse) des Speicherrings. Weiterhin sind die Positionen von Sextupolmagneten (SF* und SD*), Extraktionssextupolmagneten (SX*) sowie Luftquadrupolen (LQ*) eingezeichnet. Die zur Simulation verwendeten Parameter sind in Abbildung 2.2 gegeben. Die Quadrupolmagnete befinden sich jeweils an den Extremstellen der Betafunktionen.

Zwei zusätzlich installierte Monitore dienen dem *Bunch-by-Bunch-Feedbacksystem* zur Messung des Strahlspektrums in allen drei Ebenen.

Sextupolmagnete

Im Speicherring der Beschleunigeranlage werden insgesamt drei verschiedene Familien von Sextupolmagneten eingesetzt. Die ersten beiden werden mit SF und SD analog zu den beiden Quadrupolfamilien bezeichnet und sind in Bereichen mit nicht verschwindender Dispersionsfunktion D_x aufgestellt (siehe Abbildung 3.2). Ihre Aufgabe ist die, bereits in Abschnitt 2.3.1 angesprochene, Kompensation der Chromatizität. Durch die räumliche Nähe der SF-Sextupolmagneten zu den horizontal fokussierenden Quadrupolmagneten überwiegt der Einfluss der Chromatizitätskorrektur in der horizontalen Ebene gegenüber der in der vertikalen. Für die SD-Sextupolmagnete gilt das gleiche für die vertikale Ebene. Mit beiden Familien zusammen lässt sich die Chromatizität in beiden Ebenen beliebig und unabhängig voneinander einstellen. Die unter Einschränkung auf die Dipole und Quadrupole noch existierende Superperiodizität von $P = 2$ ist durch die Sextupole aufgehoben, da sich der Sextupolmagnet SF4 bedingt durch den Injektionskicker IK3 auf der anderen Seite des Quadrupols QF4 befindet. Dadurch sind insbesondere drittelzahlige strukurbedingte Resonanzen nicht mehr unterdrückt (siehe Abschnitt 2.4.6).

Das durch die Sextupolmagnete der SX-Familie erzeugte Magnetfeld dient der Anregung von drittelzahligen Resonanzen (siehe Abschnitt 2.4.3). Insbesondere wird auch die Resonanz beim horizontalen Arbeitspunkt $Q_x = 4 \frac{2}{3}$ angeregt, die zur Extraktion der Elektronen aus dem Speicherring genutzt wird. Durch die Positionierung der Magnete in Bereichen verschwindender horizontaler Dispersionsfunktion D_x haben diese Sextupolmagnete keinen Einfluss auf die Chromatizitäten.

Jede der drei Familien besteht aus vier Sextupolmagneten. Diese sind in Reihe geschaltet und werden jeweils von einem baugleichen Netzgerät versorgt. Im Nachbeschleunigungsmodus (siehe Abschnitt 3.2.1)

können jeweils Sextupolstärken für die Injektions- und Rampphase sowie für die Extraktionsphase vorgegeben werden. Die Stärken der Sextupole zur Chromatizitätskorrektur behalten normalerweise ihren Wert bei, wohingegen die Stärke der Extraktionssextupole nur während der Extraktionsphase von Null abweichend gewählt wird. So wird eine Anregung der $4\frac{2}{3}$ -Resonanz durch Verminderung der Breite des Stoppbands während der Injektions- und Rampphase vermieden (siehe dazu auch Abschnitte 8.4 und 8.7).

Korrektormagnete

Durch geeignete Wahl der Feldstärke der Korrektormagnete kann die durch Dipolfeldfehler verursachte Störung der Gleichgewichtsbahn kompensiert werden (siehe dazu [Wie93, Abschn. 7.2.3] und [Thi18]; die konkrete Implementierung an ELSA ist in [Kei00, Abschn. 11.4] gegeben). In der horizontalen Ebene werden Zusatzwindungen der 24 Dipolmagnete zur Erzeugung des Felds genutzt. In der vertikalen Ebene sind 30 Korrektormagnete installiert. Sowohl die horizontalen als auch die vertikalen Korrektormagnete werden individuell von jeweils einem eigenen Netzgerät angesteuert [Thi+13].

Die Korrektormagnete können ebenfalls zur Erzeugung einer geschlossenen Beule der Gleichgewichtsbahn verwendet werden. Mit vier Magneten kann an einer Position zwischen den Magneten sowohl die Ablage als auch die Winkelablage frei gewählt werden [Wil96, Abschn. 3.18]. Die Auswirkung auf die Verschiebung der Gleichgewichtsbahn ist auf den Bereich zwischen dem ersten und letzten Magneten begrenzt. Zur Berechnung der Feldstärken der Korrektormagnete wird der gleiche Algorithmus benutzt, der auch für die Korrektur der Gleichgewichtsbahn verwendet wird [Thi18].

Luftquadrupolmagnete

Im Speicherring werden vier Luftquadrupolmagnete betrieben, mit denen der horizontale Arbeitspunkt in Richtung der drittelzahligen Resonanz $4\frac{2}{3}$ verschoben werden kann [Ebe87]. Dazu sind die Magnete in den geraden Teilstücken des Speicherrings eingebaut, an denen die horizontale Betafunktion groß im Vergleich zur vertikalen ist. Die Aktivierung im Nachbeschleunigungsmodus erfolgt während der Extraktionsphase. Dabei wird der Strom der Magnete, und damit der horizontale Arbeitspunkt, so geregelt, dass der extrahierte Strom während der gesamten Extraktionsphase konstant bleibt. Die Auflösung der Arbeitspunkteinstellung liegt in der Größenordnung von $\Delta Q = 1 \cdot 10^{-6}$ und ist verglichen mit denen der Hauptquadrupolmagnete um drei Größenordnungen präziser (siehe Abschnitt 7.3 und Abschnitt 8.1.4).

Die Luftquadrupole wurden für den früher genutzten Stretchermodus (siehe Abschnitt 3.2.3) entwickelt. Um den Anforderungen der Dauer der Extraktionsphase in diesem Modus von 20 ms gerecht zu werden, sind sie als eisenlose Luftspulen ausgeführt. Das erforderliche Quadrupol- beziehungsweise Gradientenfeld wird mithilfe einer geeigneten Anordnung der Spulen erreicht [Ebe87]. Ohne Weicheisenkern besitzen sie eine geringe Induktivität und das Magnetfeld kann entsprechend schnell geändert werden. Sie werden mit jeweils zwei Magneten in Reihe an einem Netzgerät, welches einen Maximalstrom von 150 A liefern kann, betrieben. Die Stromstärke kann mit einer Rate von 1 kA/ms geändert werden, wobei der Sollwert über eine analoge Spannung vorgegeben wird.

3.1.2 Hochfrequenzanlage

In einem der geraden Teilabschnitte des Speicherrings sind zwei Hohlraumresonatoren zur Beschleunigung der Elektronen installiert. Mit den zwei fünfzelligen 500 MHz-Resonatoren des Typs PETRA können, unter Berücksichtigung der Synchrotronstrahlungsverluste, Elektronen mit einem Strom von circa 20 mA bei einer Strahlenergie von 3,2 GeV gespeichert werden [Sch15, Abschn. 13.1]. Durch die Hochfrequenz ist ebenfalls der Bunchabstand von 2 ns im Booster-Synchrotron und im Speicherring vorgegeben.

Das in der gesamten Beschleunigeranlage erforderliche Hochfrequenzsignal mit circa 499,667 MHz wird von einem zentralen Frequenzgenerator, *Master-Generator* genannt, bereitgestellt. Die Frequenz wird so gewählt, dass in den Strahlpositionsmonitoren keine dispersive Ablage (siehe Gleichung (2.4)), verursacht durch eine Impulsabweichung des Strahls, sichtbar ist (siehe dazu auch [Thi18] und [Kei00, Abschn. 11.3]). Die Impulsabweichung Δp lässt sich nach Gleichung (2.11) mit

$$\frac{\Delta p}{p_0} = -\frac{1}{\alpha_c} \frac{\Delta\omega_{\text{HF}}}{\omega_{\text{HF}}}$$

durch eine Frequenzverschiebung $\Delta\omega_{\text{HF}}$ des HF-Systems kompensieren.

Das Hochfrequenzsignal dient unter anderem für folgende Systeme als Referenzfrequenz:

Bunch-by-Bunch-Feedbacksystem Das Bunch-by-Bunch-Feedbacksystem dient der Dämpfung longitudinaler und transversaler kohärenter Strahlschwingungen. Gleichzeitig bietet es Möglichkeiten der Strahldiagnose wie zum Beispiel der Messung der Arbeitspunkte (siehe Kapitel 7 und [Sch15, Kap. 7]).

Low-Level-RF-System Um während der Beschleunigung der Elektronen im Speicherring die Synchronfrequenz zu stabilisieren, ist eine präzise Vorgabe der Beschleunigungsspannung und Phase notwendig. Diese Regelung der Spannung und Phase der Resonatoren bezüglich der Referenzfrequenz wird durch das digitale Low-Level-RF-System bereitgestellt (siehe [Sch15, Kap. 12]).

Booster-Synchrotron Die Frequenz der HF-Anlage des Booster-Synchrotrons ist an die des Speicherrings gekoppelt [Thi11, Abschn. 2.2] und ermöglicht so, durch eine konstante Phasenbeziehung zwischen den beiden Systemen, eine Injektion der vorbeschleunigten Elektronen in die Buckets des Speicherrings. Die Phase kann durch einen einstellbaren Phasenschieber optimiert werden.

Timing-System Sowohl für das neue (siehe Kapitel 6) als auch das alte Timing-System dient das HF-Signal als Referenzfrequenz. Die daraus abgeleitete Umlauffrequenz ν_u wird als Zeitbasis für die Extraktion aus dem Booster-Synchrotron genutzt um eine gewünschte Füllstruktur im Speicherring zu erzeugen (siehe Abschnitte 6.4.3 und 6.5.1 sowie [Pic95; Göt95]). Das HF-Signal wird vom Timing-System ebenfalls für ein Bunch-genaues Timing zur geplanten Single-Bunch-Akkumulation benötigt.

3.1.3 Bunch-by-Bunch-Feedbacksystem

Mit dem Bunch-by-Bunch-Feedbacksystem werden im Speicherring auftretende kohärente Schwingungen des Elektronenstrahls sowohl in der longitudinalen als auch den transversalen Ebenen aktiv gedämpft. Dazu werden die Positionsschwingungen aller Elektronenpakete mithilfe von BPMs detektiert [Rot12, Abschn. 4.2]. Ein schnelles FPGA-basiertes System digitalisiert und analysiert die Signale und leitet daraus entsprechende Korrektursignale ab, die, in Kickercavities [Zim10; Heu+11] und Striplineikicker [Sch+11] eingespeist, auf den Strahl zurückwirken. Die Diagnosemöglichkeiten zur Detektion von Strahlschwingungen eignen sich weiterhin zur Messung von Strahleigenschaften wie beispielsweise den Arbeitspunkten oder der Füllstruktur [Sch15, Abschn. 10.1], die in dieser Arbeit intensiv genutzt werden.

3.2 Betriebsmodi

3.2.1 Nachbeschleunigungsmodus

Der Nachbeschleunigungsmodus (auch *Boostermodus* genannt) stellt den Hauptbetriebsmodus der Beschleunigeranlage ELSA dar und wird für den Experimentierbetrieb der beiden Hadronenphysikexperi-

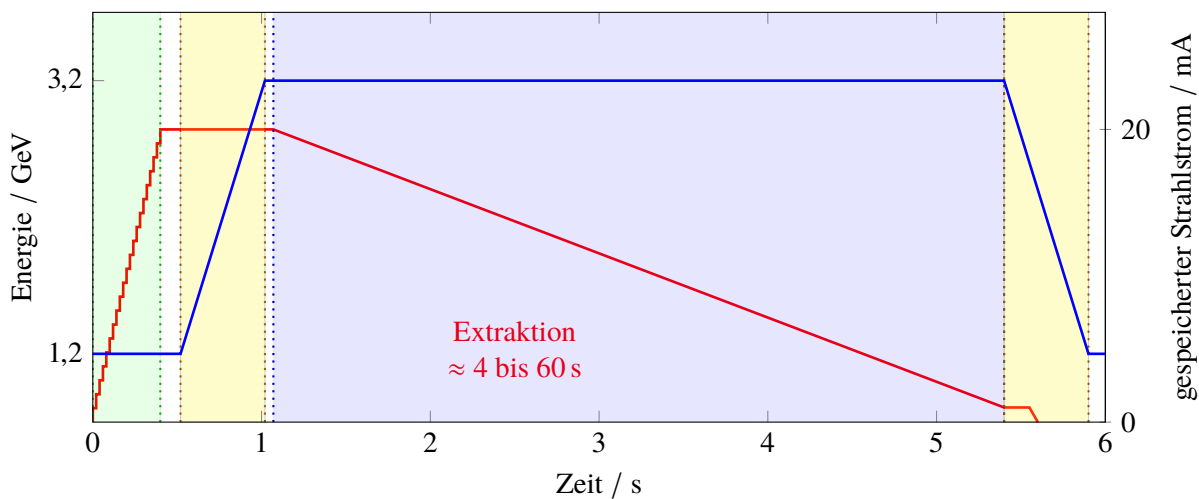


Abbildung 3.3: Verlauf der Energie (—) und des gespeicherten Strahlstroms (—) während eines Beschleunigerzyklus im Nachbeschleunigungsmodus.

mente sowie für Detektortests genutzt. Dabei wird den Experimenten ein kontinuierlicher Elektronenstrahl von bis zu 2 nA Strom für den Zeitraum von mehreren Sekunden zur Verfügung gestellt. An den derzeit aufgebauten Experimenten erzeugt dieser an einem Radiatortarget durch Bremsstrahlung einen Photonenstrahl, der für die Experimente genutzt wird. Für die Detektortests, die am Ende der externen Strahlführung E3 aufgebaut sind, wird hingegen der Primärelektronenstrahl bei wesentlich kleineren Strömen (bis maximal 100 pA) genutzt.

Um den externen Elektronenstrahl bei verschiedenen Energien zwischen 0,8 GeV und 3,2 GeV bereitstellen zu können, wird ein makroskopischer Beschleunigerzyklus, der in Abbildung 3.3 gezeigt ist, mit einer Dauer von mehreren Sekunden eingesetzt. Zu Beginn des Zyklus werden Elektronen in den Speicherring injiziert (grün). Zum Erreichen eines internen gespeicherten Strahlstroms von 20 mA im Speicherring sind circa 10 bis 20 Injektionen aus dem Booster-Synchrotron notwendig. Danach erfolgt eine Beschleunigungsphase (gelb) auf die gewünschte Endenergie mit einer Beschleunigungsrate von typischerweise 6 GeV/s. Die mehrere Sekunden andauernde Extraktionsphase (blau) schließt sich an, während derer die gespeicherten Elektronen zu den Experimenten transferiert werden und gleichzeitig die Intensität des gespeicherten Strahls abnimmt. Im Anschluss wird die Energie wieder auf die Injektionsenergie von 1,2 GeV heruntergefahren, woraufhin der nächste Zyklus beginnt. Die Relation zwischen Zyklusdauer und dem Zeitraum, in dem der Elektronenstrahl dem Experiment zur Verfügung steht, wird makroskopisches Tastverhältnis genannt, und liegt typischerweise bei über 80 %.

Niedrigintensitätsmodus

In den vergangenen Jahren wurde eine neue externe Strahlführung in den ehemaligen Synchrotronlichtlaboren aufgebaut [Heu17]. Hier wird ein primärer Elektronenstrahl zur Untersuchung von Detektoren bereitgestellt. Dabei werden wesentlich kleinere Ströme als für die Hadronenphysikexperimente verwendet. Die Rate mit der Elektronen extrahiert werden liegt zwischen wenigen 100 Hz und 625 MHz, was einem Strom von 100 pA entspricht. Um eine Beschädigung der hochempfindlichen Detektoren zu vermeiden, wird der intern im Speicherring gespeicherte Strahlstrom um mehrere Größenordnungen auf 100 nA bis 100 μ A reduziert. Die im Speicherring installierte Strahldiagnose zur Messung des Stroms ist nicht

für diese geringe Intensität ausgelegt. Stattdessen wird in diesem Niedrigintensitätsmodus genannten Betriebsmodus auf eine Messung der Synchrotronstrahlungsintensität, die proportional zum gespeicherten Strom ist, zurückgegriffen [Fro+16]. Ebenfalls wurde der Nachbeschleunigungsmodus so angepasst, dass im Fall eines zu großen internen Strahlstroms der Elektronenstrahl automatisch vernichtet wird, bevor er in die externe Strahlführung extrahiert werden kann.

3.2.2 Speicherringmodus

Der Speicherringmodus, auch *Sylimodus* genannt, bezeichnet einen Betriebsmodus, in dem Elektronen bis zu einem gewünschten Strahlstrom im Speicherring akkumuliert und anschließend nachbeschleunigt werden. Danach entfällt die Extraktionsphase und der Elektronenstrahl wird stattdessen bei der gewünschten Strahlenergie gespeichert. Der Speicherring diente in diesem Betriebsmodus als Synchrotronstrahlungsquelle für zahlreiche Untersuchungen, wie zum Beispiel der Röntgenlithographie oder der Strahlenchemie [Hil06]. Die Eigenschaften des gespeicherten Strahls entsprechen aber, verglichen mit der Strahlqualität von modernen Elektronenbeschleunigern, die speziell als Synchrotronstrahlungsquellen ausgelegt sind, nicht mehr den Ansprüchen heutiger Synchrotronstrahlungsexperimente. Daher wurden die Messplätze am Speicherring sukzessive zurückgebaut. Allerdings wird heute noch eine neu aufgebaute Strahlführung zur Strahldiagnose genutzt [Zan13, Kap. 8].

Dieser Betriebsmodus findet heute meistens Anwendung für beschleunigerphysikalische Untersuchungen, bei denen die Erzeugung von Synchrotronstrahlung nur noch eine untergeordnete Rolle spielt. Gegenüber dem Nachbeschleunigungsmodus steht in diesem Betriebsmodus der Elektronenstrahl für einen sehr langen Zeitraum bei einer Energie von 1,2 bis 3,2 GeV für Messungen zur Verfügung. Die Dauer der Speicherung ist dabei einzig durch die Lebensdauer des Strahls begrenzt, die in Abhängigkeit der Energie und des Strahlstroms mehrere Stunden betragen kann. Beispiele für solche Messprogramme sind die in Kapitel 8 gezeigten Untersuchungen der optischen Resonanzen oder zum Beispiel aktuelle Untersuchungen zu Ioneneffekten in Kreisbeschleunigern [Sau18].

In diesem Betriebsmodus sind, bedingt durch eine beliebig lange Injektionsphase, gespeicherte Ströme von bis zu 100 mA und mehr im Speicherring möglich. Um dynamische Effekte während der Energierampe zu unterdrücken, wird die Rampdauer aus historischen Gründen auf 5 s eingestellt. Die maximale Rampgeschwindigkeit beträgt daher 0,4 GeV/s.

3.2.3 Stretchermodus

Vor Einführung des Nachbeschleunigungsmodus stellte der Stretchermodus nach dem Bau des ELSA-Speicherrings den Hauptbetriebsmodus dar. In diesem Modus wurden Elektronen aus dem Booster-Synchrotron bei einer variablen Energie von bis zu 1,6 GeV, der damaligen Maximalenergie des Booster-Synchrotrons, in den Speicherring injiziert. Jeweils zwischen den Injektionsschüssen, hier stehen jeweils 20 ms bei der Rate von 50 Hz zur Verfügung, wurden die Elektronen mithilfe der langsamen Resonanzextraktion zu den Experimenten gebracht. Damit konnte das niedrige Tastverhältnis des Synchrotrons von 5 % [Hil06] erheblich verlängert werden, weshalb der Speicherring auch *Stretcherring* genannt wird. Nachdem der Nachbeschleunigungsmodus entwickelt wurde, mit dem wesentlich größere Strahlenergien bis 3,2 GeV und Strahlströme von mehreren 10 mA möglich sind, wurde der Stretchermodus nicht mehr für den Experimentierbetrieb benötigt und genutzt.

Der Betriebsmodus lässt sich auch heute noch im Kontrollsystem aktivieren, wobei die jetzige Implementierung nichts mehr mit dem damaligen Modus gemein hat. Es werden solange Elektronenpakete aus dem Booster-Synchrotron akkumuliert, bis die eingestellte Abschaltswelle erreicht ist. Danach findet weder eine Extraktion noch eine Nachbeschleunigung der Elektronen statt. Sobald der gespeicherte Strom unter

die Schwelle fällt, werden wieder Elektronen aus dem Booster-Synchrotron in den Speicherring injiziert. Dieser Modus wird zur Zeit nur noch von der softwaregestützten Ablaufsteuerung des Speicherringmodus während der Injektionsphase und zu Diagnosezwecken beispielsweise zur Injektionsoptimierung in den Speicherring genutzt.

Modernisierung des ELSA-Kontrollsystems

An der Beschleunigeranlage ELSA wird ein verteiltes Kontrollsystem auf der Basis unterschiedlicher Computer- und Softwaresysteme eingesetzt. Es vereint sowohl technische als auch beschleunigerphysikalische Funktionalität in einem homogenen System und bietet so eine umfassende Möglichkeit der Steuerung aller Komponenten bei gleichzeitigem Zugriff auf alle relevanten Parameter des Elektronenstrahls. Dies wird durch eine Reihe speziell für die Anlage entwickelte Softwarekomponenten (siehe [Pic95; Göt95; Wer88]) realisiert.

Die geografisch verteilte Hardware des Kontrollsystems ist in drei Ebenen mit unterschiedlichen Aufgabenbereichen angesiedelt. Die oberste Ebene stellt die Kontrollebene dar (siehe Abbildung 4.1, Komponenten in gelb). Alle Rechner dieser Ebene sind gleichberechtigt und teilen sich die Kontrolle von einzelnen Teilbereichen der Anlage bei gleichzeitiger Kommunikation untereinander. Auf dieser Ebene werden Applikationsprogramme ausgeführt, die Zugriff auf Soll- und Messwerte aus allen Teilen der

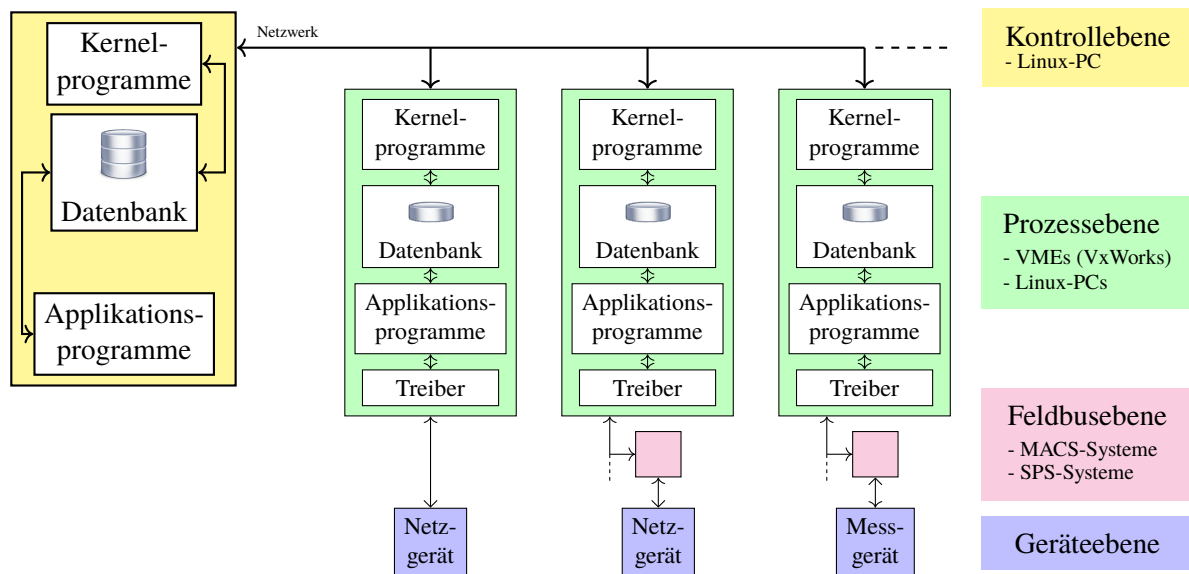


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung der Kontrollsystemhierarchie. Mehrere Instanzen des Prozessnetzkontrollsystems (grün) sind über eine Netzwerkverbindung mit dem Kontrollsystem auf dem zentralen Kontrollrechner verbunden (gelb). Jedes Prozessnetzkontrollsystem verfügt über eine Replikation eines Teils der Parameterdatenbank. Applikationsprogramme kommunizieren über spezialisierte Treiber mit den Netz- und Messgeräten (blau); entweder direkt oder über angebundene Feldbussysteme (rosa).

Anlage benötigen. Dazu gehört zum Beispiel die grafische Benutzeroberfläche, die eine Bedienung der Anlage ermöglicht, und Programme, die komplexe beschleunigerphysikalische Berechnungen durchführen.

Das Kernsystem besteht aus einem verteilten Datenbanksystem, in dem der aktuelle Zustand der Beschleunigeranlage erfasst wird [Pic95, Abschn. 2.5]. Eine einheitliche Programmierschnittstelle bietet Anwendungen den transparenten¹ Zugriff auf die durch eindeutige Parameternamen² identifizierbaren Parameterwerte. Das Kernsystem wird durch ein Kommunikationssystem erweitert [Göt95, Abschn. 2.5], das den Datenaustausch mit den anderen Rechnern sowohl der Kontrollebene als auch der darunterliegenden Prozessebene ermöglicht. Eine lose Kopplung der Systeme stellt beim Ausfall eines Systems den Weiterbetrieb der restlichen Systeme sicher.

Die Implementierung der beschleunigerphysikalischen Intelligenz des Kontrollsystems findet separiert vom Kernsystem über sogenannte *Expertenprogramme* statt [Göt95, Abschn. 2.9]. Jedem dieser *Experten* ist eine konkrete Aufgabe in Form einer Berechnung zugewiesen, die bei Änderung eines Eingangsparameters³ ausgeführt wird und deren Resultat wieder zurück in einem Parameter geschrieben wird. Ein Beispiel stellt die Berechnung der erforderlichen Quadrupolstärken k_f und k_d zum Erhalten eines gewünschten Arbeitspunktpaars Q_x, Q_z dar. Ein weiterer Experte kann dann unter Zuhilfenahme der eingestellten Energie E den dafür erforderlichen Strom durch die Quadrupolmagnete berechnen und dem zuständigen Prozessnetzsystem mitteilen. Zur Simulation der Eigenschaften des Elektronenstrahls (beispielsweise der Betafunktion, siehe Abschnitte 2.1 und 2.2) wird in mehreren Experten auf die Simulationsbibliothek *simlib* [Wen94] zurückgegriffen. Eine Anzeige und Visualisierung der simulierten Parameter ist sowohl über das Kontrollsystem als auch über eine separate grafische Benutzeroberfläche verfügbar.

Die nächste Ebene stellt die Prozessebene dar (siehe Abbildung 4.1, Komponenten in grün). Hier fungieren Rechnersysteme verschiedener Architekturen⁴ als Schnittstelle zwischen der Kontrollebene und der Feldbus- beziehungsweise Geräteebene. Die hier eingesetzte Kontrollsystemsoftware ist ähnlich der auf der Kontrollebene aufgebaut, verfügt aber nur über eine, auf die relevanten Parameter beschränkte, Teilreplik der Datenbank [Göt95, Abschn. 2.4]. Der Datenbankinhalt wird durch die Kernanwendungen stets mit der Kontrollebene synchronisiert. Die Verwendung des echtzeitfähigen Betriebssystems *VxWorks* auf den VME-Systemen erlaubt die Ansteuerung zeitkritischer Komponenten [Pic95, Abschn. 2.3.3]. Zusätzlich lassen sich die VME-Systeme um ein Modul mit vier externen Signaleingängen zur Synchronisierung der Applikationsprogramme mit dem Zyklus der Beschleunigeranlage durch das Timing-System erweitern (siehe auch Abschnitt 6.2.1). Auf dieser Ebene findet ebenfalls die Verarbeitung von Messwerten zur Strahldiagnose statt. Ein Beispiel stellt die Messung des im Speicherring gespeicherten Strahlstroms dar. Daraus wird direkt die Strahllebensdauer bestimmt und dann an die Kontrollebene zur Weiterverarbeitung und Anzeige in der Benutzeroberfläche gesendet. Die Anbindung an die darunterliegende Schicht ist mit etablierten Protokollen und Schnittstellen realisiert⁵.

Die Geräte der untersten Ebenen kommunizieren direkt mit der zugrundeliegenden Hardware (siehe Abbildung 4.1, Komponenten in blau) oder binden Netz- und Messgeräte mithilfe von spezialisierten Elektronikmodulen an das Kontrollsystem an (siehe Abbildung 4.1, Komponenten in rosa). Dazu gehören Schnittstellenkarten mit digitalen Ein- und Ausgängen, Digital-Analog-Wandlern (DACs) als auch

¹ Die konkrete Hardwareimplementierung ist dabei dem Anwender auf der Kontrollebene verborgen.

² Derzeit sind 18 500 Parameter im Kontrollsystem definiert (Stand Juni 2018).

³ Der Kontrollsystemkern verfügt über ein ereignisorientiertes Benachrichtigungssystem, so dass Applikationsprogramme bei Änderung eines Parameterwerts entsprechend informiert werden.

⁴ Es werden sowohl echtzeitfähige Versa Module Eurocard (VME)-Systeme auf der Basis verschiedener Mikroprozessoren als auch Desktoprechner und Kleincomputer (wie zum Beispiel dem *Raspberry Pi*) eingesetzt.

⁵ Zur Anbindung der MACS-Module wird das High-Level Data Link Control (HDLC)-Protokoll genutzt. Messgeräte werden beispielsweise über den *IEC-625-Bus* beziehungsweise General Purpose Interface Bus (GPIB) angebunden. Weiterhin stehen Schnittstellen zu den seriellen Bussen *RS485* und *RS232* als auch *CAN* und *Profibus* zur Verfügung.

Analog-Digital-Wandlern (ADCs). Insbesondere sind auf dieser Ebene die eigenentwickelten MACS-Module⁶ [Sch84] angesiedelt. Sie steuern zeitkritische Endgeräte wie zum Beispiel die Magnetnetzgeräte des Speicherrings.

4.1 Portierung des Kontrollsystems

Aufgrund der in den 1990er Jahren noch stark begrenzten Leistung der erhältlichen Computerprozessoren wurde das Kontrollsystem als verteiltes System entwickelt. Zum Einsatz kamen drei Workstations der Firma *Hewlett-Packard*, die sich die Gesamtlast der Applikationsprogramme und Experten teilten. Daher wurden ebenfalls die Systeme des Prozessnetzes in drei separate Netzwerksegmente aufgeteilt, die jeweils mit einem der drei Kontrollrechner verbunden waren.

Die ständige Weiterentwicklung des Kontrollsystems und insbesondere die Integration neuer Komponenten bedeutet einen kontinuierlich steigenden Ressourcenverbrauch, sowohl bei der Prozessorleistung als auch beim Arbeitsspeicher⁷. Auch das verwendete Betriebssystem *HP-UX* stellte, verglichen mit heutigen Standards, nur veraltete Programmbibliotheken und Software bereit. Somit stellten die Workstations eine wesentliche Limitation bei der Leistungsfähigkeit des gesamten Kontrollsystems dar, die unter anderem die Integration von speicher- und rechenintensiver Simulationssoftware (wie z.B. *elegant* [Bor00] oder *polematrix* [Sch17, Abschn. 3.3]) unmöglich macht. Auch fehlende und nicht mehr erhältliche Ersatzkomponenten, durch die keine Ausfallsicherheit mehr garantiert werden konnte, machten schließlich den Austausch unerlässlich.

Die drei Workstations konnten im Rahmen dieser Arbeit durch einen modernen Desktopcomputer⁸ ersetzt werden. Die Aufteilung auf mehrere Kontrollsystemrechner ist nicht mehr notwendig und erleichtert damit den administrativen Aufwand enorm.

Das auf den *HP*-Workstations eingesetzte Unix-basierte Betriebssystem *HP-UX* wurde auf dem neuen Kontrollrechner durch eine aktuelle *Linux*-basierte Distribution⁹ ersetzt. Am Kontrollsystem mussten dafür zahlreiche Modifikationen des Quellcodes der Kernsysteme und Applikationsprogramme des Kontrollsystems erfolgen. Dabei handelt es sich hauptsächlich um Anpassungen der verwendeten und inkompatibel gewordenen Systemaufrufe als auch um die Beseitigung von Programmierfehlern, die auf dem neuen System aus Sicherheitsgründen zum Abbruch der entsprechenden Programme führen. Einige der Applikationsprogramme mussten durch neu entwickelte ersetzt werden, da sie inkompatibel zu den neuen Versionen von Programmbibliotheken geworden sind. Die Funktionalität des *verteilten* Kontrollsystems wurde, obwohl sie bei einem einzelnen Kontrollrechner nicht mehr zum Einsatz kommt, erhalten. Durch den Architekturwechsel wurde weiterhin eine Anpassung der Funktionen zur Netzwerkkommunikation und damit zur erfolgreichen Anbindung der Prozessnetze und deren Rechnerinfrastruktur notwendig. In einem weiteren Schritt wurde die 64 bit-Kompatibilität des Kontrollsystems hergestellt, so dass auch hier die Leistungsfähigkeit des zugrundeliegenden Rechners voll ausgeschöpft werden kann¹⁰ und keine Inkompatibilitäten mit den Programmbibliotheken des 64 bit basierten Betriebssystems auftreten¹¹. Nach

⁶ MACS steht für Microprocessor aided Accelerator Control System. Es existieren verschiedene universell einsetzbare Interfacekarten mit verschiedenen Schwerpunkten wie zum Beispiel schneller Analogwertausgabe, Analogwertdigitalisierung mit mehreren Kanälen oder digitalen Ein- und Ausgängen.

⁷ Die Größe der Datenbank überschreitet mit mehr als 34 MiB mittlerweile die Hälfte des auf einer Workstation zur Verfügung stehenden Arbeitsspeichers.

⁸ Derzeit kommt ein System auf Basis eines *Core i7-6700K* der Firma *Intel* mit vier physischen und acht logischen Prozessorkernen sowie 48 GB Arbeitsspeicher zum Einsatz.

⁹ Derzeit wird die Distribution *Ubuntu* in der Version *16.04 LTS* verwendet.

¹⁰ Insbesondere können so die Applikationsprogramme auf den gesamten Arbeitsspeicher zugreifen.

¹¹ Das betrifft insbesondere das speicherintensive Backend der Archivdatenbank (siehe Abschnitt 4.2.2).

erfolgter Inbetriebnahme des neuen Kontrollsystemrechners wurde die Leistungsfähigkeit des Systems überprüft. Ein einzelner Prozess erreicht dabei 300 000 Lese- als auch Schreiboperationen eines lokalen Parameters pro Sekunde ohne Netzwerkanbindung. Ist zusätzlich ein Prozessnetzsystem involviert, verringert sich der Durchsatz aufgrund der Netzwerk- und Ausführungslatenz auf dem Prozessrechner auf circa 500 Operationen pro Sekunde. Bei der Verwendung von mehreren Prozessen skaliert der Durchsatz linear bis zur Anzahl der Kerne und es können Raten von bis zu $2,4 \cdot 10^6$ Operationen pro Sekunde erreicht werden. Im Fall der rechnerübergreifenden Transaktion skaliert die Leistungsfähigkeit ebenfalls linear mit der Prozessanzahl, aber es können wesentlich mehr Prozesse parallel ausgeführt werden, da die Netzwerklatenz den begrenzenden Faktor darstellt. Im regulären Betrieb werden Raten von etwa $1 \cdot 10^3$ bis $3 \cdot 10^3$ Operationen pro Sekunde erreicht. Die Datenrate aller Schreib- und Lesetransaktionen aller Prozesse bei Strahlbetrieb erreicht im Maximum circa 10 000 Operationen pro Sekunde. Die Leistungsfähigkeit der neuen Kontrollrechners ist damit gegeben.

Im Rahmen der Aktualisierung des Kontrollsystems wurde bewusst auf die Portierung von Altsoftwarekomponenten verzichtet. Dazu gehört beispielsweise die selbst entwickelte Skriptsprache EPOS¹² [Göt90; Pic91], die bereits seit den späten 1980er Jahren an der Beschleunigeranlage eingesetzt wurde. Die darin integrierte interaktive kommando-orientierte Shell wurde nur noch für die softwaregestützte Ablaufsteuerung des Speicherringmodus eingesetzt. Die entsprechende Funktionalität wurde direkt im Kontrollsystem nachgerüstet (siehe Abschnitt 4.1.1) wodurch EPOS obsolet wurde und von nun an nicht mehr zur Verfügung steht.

Einsatz des Kontrollsystems am Laborbeschleuniger LAB Wie in der Einleitung dieses Kapitels dargestellt, ist der Kern des Kontrollsystems sowohl auf der Ebene des Kontroll- als auch des Prozessnetzes vom Beschleuniger und der zugrundeliegenden Beschleunigerphysik unabhängig. Mit einfachen Mitteln konnte so eine zweite Instanz des Kontrollsystems in Betrieb genommen werden, die speziell auf die Steuerung und Strahldiagnose des Laborbeschleunigers LAB¹³ [Hau15] zugeschnitten ist. Durch neu entwickelte Elektronikmodule der Feldbusebene und den Einsatz von zwei Kleincomputern und eines VME-Moduls in der Prozessebene [Hau15, Abschn. 3.2] konnten alle Strahlführungselemente, die Elektronenquelle [Höv15; Ada16] sowie ein Monitorsystem [Die15] eingebunden werden. Das Kontrollsystem ist unabhängig von dem der Beschleunigeranlage ELSA, greift aber zur Langzeitarchivierung auf dieselbe Datenbank (siehe Abschnitt 4.2.2) zurück.

4.1.1 Ablaufsteuerung des Speicherringmodus

Im Speicherringmodus werden Elektronen bis zu einem gewünschten Maximalstrom im Speicherring akkumuliert und nachfolgend auf die gewünschte Energie gebracht. Danach verbleibt der Elektronenstrahl für mehrere Minuten bis Stunden im Speicherring. Das Timing-System der Beschleunigeranlage (siehe Kapitel 6) wurde allerdings speziell für den Nachbeschleunigungsmodus (siehe Abschnitt 3.2.1) entworfen und ist für eine direkte Steuerung des Speicherringmodus ungeeignet, da es die variable Speicherdauer nicht unterstützt. Dieser Betriebsmodus wurde daher mit einer Kombination aus Soft- und Hardwareablaufsteuerung implementiert, und wird in Abschnitt 6.2.3 beschrieben.

Der softwaregestützte Teil der Steuerung wurde durch die an ELSA entwickelte Skriptsprache EPOS realisiert. Mit dem Speicherringmodus als letztem *Nutzer* der Sprache wurde von einer Portierung abgesehen (siehe Abschnitt 4.1). Als Ersatz für die Ablaufsteuerung wurde im Rahmen von [Gab12] ein

¹² EPOS steht für *Elsa Physics Operating System*. Siehe dazu [Göt90, Kap. 2].

¹³ Bei dem Laborbeschleuniger LAB handelt es sich um einen 50 keV-elektrostatischen Elektronenbeschleuniger konzipiert für den Einsatz im Fortgeschrittenenpraktikum des Physikalischen Instituts der Universität Bonn.

C++-Programm mit derselben Funktionalität erstellt. Dabei konnten gleichzeitig viele Detailverbesserungen realisiert werden. Außerdem wurde die bisher teilweise noch kommando-orientierte Steuerung komplett in die grafische Benutzeroberfläche des Kontrollsystems integriert.

Nach der Inbetriebnahme des neuen Timing-Systems (siehe Abschnitt 6.4) konnte die Software des Speicherringmodus nochmals stark vereinfacht werden, da das neue Timing-System durch seine programmierbare Ablaufsteuerung (siehe Abschnitt 6.4.2) eine flexiblere Wahl des Betriebsmodus ermöglicht. Die neue Magnetansteuerung NAUDIS (siehe Kapitel 5) wurde ebenfalls integriert. Dadurch wird die Berechnung der Steuerkurven der Energierampe der Hauptmagnete und insbesondere der Korrektormagnete nun sowohl im Nachbeschleunigungsmodus als auch im Speicherringmodus konsistent mit den gleichen Programmroutinen und Kalibrierungen durchgeführt.

4.2 Archivdatenbank

In der Online-Datenbank des Kontrollsystems sind stets die Ist-Zustände aller Geräte der gesamten Anlage gespeichert. Einen Teil davon macht die Zustandserfassung der Infrastruktur, zum Beispiel die Temperaturen und Volumenströme der Kühlanlagen, aus. Der größte Anteil an erfassten Daten stellt aber die Strahldiagnose dar. Zum Beispiel wird die Position des Elektronenstrahls in jedem Strahlpositionsmonitor kontinuierlich überwacht [Thi18] und in den entsprechenden Kontrollsystemmenüs visualisiert. Auf alle Istwerte kann jederzeit von jedem Kontroll- und Prozessrechner aus zugegriffen werden. An vielen Stellen ist aber insbesondere die zeitliche Entwicklung von Messwerten von großem Interesse. Ein Beispiel stellt das Driften der gemessenen Strahllage über mehrere Tage dar. Um im Nachhinein eine Ursachenforschung durchführen zu können, ist die Aufzeichnung aller Betriebsparameter der Anlage als auch aller Strahldiagnosedaten wünschenswert.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde zu diesem Zweck eine Datenbank zur Langzeitarchivierung *aller* erfassten Mess- und Sollwerte in das Kontrollsystem integriert. Die drei folgenden Teilaspekte der Implementierung werden in diesem Abschnitt vorgestellt:

- Die Erweiterung des Kontrollsystems um eine Schnittstelle zum Datenaustausch mit einem externen Datenbanksystem und Zugriffsmöglichkeiten auf die gespeicherten Daten,
- Vorstellung des verwendeten Datenbanksystems,
- sowie eine grafische Benutzeroberfläche zur Echtzeitdarstellung von gewonnenen Messwerten.

4.2.1 Integration in das Kontrollsystem

Das Kontrollsystem unterstützt verschiedene Kommunikationskanäle, mit denen Änderungen von Parameterwerten übertragen werden können. Bei diesen *Transaktionen* (siehe Abbildung 4.2 und [Pic95, Abschn 2.6]) kann es sich um lokale Operationen auf dem jeweiligen Rechner der Kontrollebene oder um eine von einem Rechner aus der Prozessebene initiierte Übertragung handeln. In beiden Fällen löst eine Schreiboperation die Aktualisierung der Datenstrukturen der Online-Datenbank aus. Da diese Teiloperation für alle schreibenden Transaktionen durchgeführt wird, eignet sie sich besonders zur Integration einer Schnittstelle zur neuen Archivdatenbank. Damit bleiben die notwendigen Anpassungen ebenfalls auf den Programmcode der Kontrollebene begrenzt und sie müssen nicht für jede im Prozessnetz verwendete Rechnerarchitektur separat implementiert werden.

Die Integration in das Kontrollsystem findet über eine zusätzliche *shared memory*-Datenbank¹⁴

¹⁴ Alle Applikationsprogramme des Kontrollsystems greifen auf einen gemeinsamen Bereich des Arbeitsspeichers, engl. *shared memory*, zu, in dem sich beispielsweise die Parameterdefinitionen und -werte befinden.

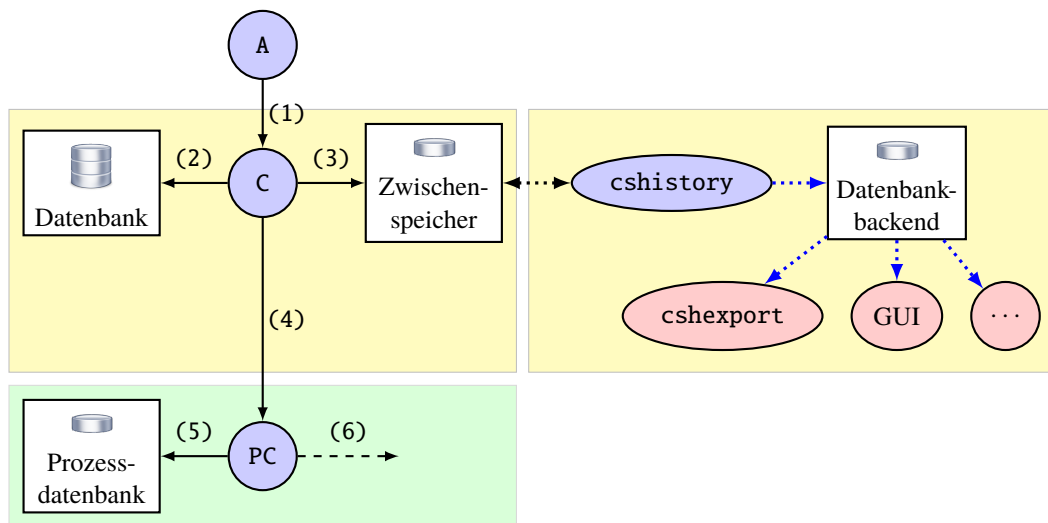


Abbildung 4.2: Teilschritte, die bei einer rechnerübergreifenden Transaktion (hier einer Schreiboperation) im Kontrollsystem ausgeführt werden. Die Applikation A übermittelt (1) den aktualisierten Parameterwert an den cscollector-Prozess C. Dieser speichert ihn im nächsten Schritt (2) in die Online-Datenbank auf dem Kontrollrechner. Danach wird der Wert zusammen mit Metainformationen (Parametername und Zeitstempel) in dem neuen *shared memory*-Zwischenspeicher hinterlegt (3). Mit den weiteren Teiloperationen (4) bis (6) wird der Wert auf den Prozessnetzrechner übertragen (siehe [Pic95, Abschn. 2.6.1]) und dort weiterverarbeitet. Bei lokalen Transaktionen entfällt der erste Teilschritt (1) und die Anwendung greift direkt auf die Datenbanken zu. In einem regelmäßigen Zeitintervall (derzeit 3 s) wird der Zwischenspeicher durch den cshistory-Prozess geleert und die Daten werden an das Datenbank-Backend übertragen.

statt. In diese werden, ausgelöst durch jede Schreibtransaktion, sequentiell Blöcke bestehend aus Verwaltungsinformationen (Parametern und Zeitstempel) sowie den Nutzdaten (Parameterwerte) hinterlegt. Somit besteht keine direkte Verbindung zwischen den Kernapplikationen des Kontrollsystems und dem Datenbanksystem. Dieser Ansatz wurde gewählt, um mögliche Latenzzeiten¹⁵ bei der synchronen Kommunikation mit dem Datenbanksystem zu vermeiden und somit eine negative Beeinflussung der quasi-Echtzeitfähigkeiten des Kontrollsystems zu verhindern. Zusätzlich werden Abhängigkeiten des Kontrollsystemkerns an externe Programmbibliotheken vermieden, um die Kernfunktionalität des Kontrollsystems nicht zu beeinträchtigen. Die neu erstellte Applikation cshistory mit einer Anbindung sowohl an das Kontrollsystem als auch an das Datenbanksystem liest nach einem regelmäßigen Intervall von 3 s die *shared memory*-Datenbank aus, gibt die belegten Blöcke wieder frei und überträgt die Datensätze in die Archivdatenbank. Mit einer Negativliste, die für eine dauerhafte Speicherung nicht relevante Parameter beinhaltet, werden bestimmte Parameter von der Übertragung ausgeschlossen.

Eine in C++ erstellte Programmbibliothek ermöglicht den transparenten und damit vom konkret verwendeten Datenbanksystem losgelösten Zugriff auf die Archivdaten. Damit können Datenbankabfragen durchgeführt werden, die den Gesamtdatenbestand mithilfe von Selektoren nach einzelnen Parametern und Zeitbereichen gefiltert zurückliefern. Ein Programmpaket bestehend aus kommandozeilenorientierten Programmen ermöglicht den Datenexport (cshexport, siehe Anhang G.2.1) oder den Zugriff auf einzelne Parameterwerte zu bestimmten Zeitpunkten (cshget, siehe Anhang G.2.2). Ebenfalls können Beschleunigereinstellungen zu beliebigen Zeitpunkten untereinander oder mit den aktuell applizierten Einstellungen verglichen werden (cshdiff, siehe Anhang G.2.3). Durch eine Anwendung mit einer

¹⁵ Beispielsweise verursacht durch hohe Last auf dem entsprechenden Rechner.

Szenario	Datenrate
zufällige Lesezugriffe (Cache)	$1 \cdot 10^5$ bis $3 \cdot 10^5$ Werte/s
sequentielle Lesezugriffe (Festplatte)	$8 \cdot 10^4$ bis $3 \cdot 10^5$ Werte/s
zufällige Lesezugriffe (Festplatte)	1 bis $1 \cdot 10^3$ Werte/s

Tabelle 4.1: Datenrate mit der Werte aus der Archivdatenbank bei verschiedenen Zugriffsszenarien ausgelesen werden können.

grafischer Benutzeroberfläche, welche aus dem Kontrollsystemmenü aufgerufen werden kann, lassen sich die aufgezeichneten Datenreihen visualisieren (siehe Abschnitt 4.2.3).

4.2.2 Datenbank-Backend

Die bisher im Kontrollsystem verwendeten dateibasierten Methoden zum Speichern von Messreihen reichen für die anfallende Datenmenge nicht aus. Insbesondere fehlt ein geeigneter Index, um schnell die Daten gewünschter Parameter und Zeitbereiche zu finden. Da pro Tag circa $200 \cdot 10^6$ neue Datensätze mit einer Rohdatenmenge von circa 5 bis 20 GiB gespeichert werden müssen, wird auf ein etabliertes Datenbanksystem zurückgegriffen. Dabei steht eine transparente Datenkompression, einfache Skalierbarkeit und eine Programmierschnittstelle in C++ oder C im Vordergrund.

Bei dem verwendeten Datenbank-Backend *hypertable* handelt es sich um eine frei verfügbare, sogenannte *NoSQL*-Datenbank¹⁶, die vom Entwickler als Open-Source-Projekt veröffentlicht wurde. In der Datenbank werden Datensätze in der Form von Schlüssel-Werte-Kombinationen abgelegt. Ein Wert repräsentiert hier bei der speziellen Implementierung für das ELSA-Kontrollsystem den Wert eines Parameters, der Schlüssel hingegen den Parameternamen. Das Datenbanksystem selbst erweitert den Schlüssel um einen 64 bit Zeitstempel. So können Zeitreihen zu einem Parameter unter einem Schlüssel direkt abgelegt werden. Die Datenstruktur ist in Anhang A.1 näher erläutert.

Zusammen mit der in Abschnitt 4.2.1 erwähnten Schnittstelle zur Datenbank konnte der Datendurchsatz mit Szenarien, wie sie im täglichen Einsatz vorkommen, getestet werden. Daten, die während der letzten 24 h erhoben wurden, befinden sich üblicherweise noch im Cache¹⁷ des Datenbanksystems. So ist auf diese ein extrem schneller Zugriff möglich. Darüber hinaus ist auch die Leserate von sequentiellen Daten (also Zeitreihen eines einzelnen Parameters) von den Datenspeichern noch ausreichend schnell, sodass die Daten innerhalb von höchstens 3 s zur Verfügung stehen. Die Datenrate bei zufälligen Lesezugriffen (also einzelnen Werten zu verschiedenen Zeitpunkten und von unterschiedlichen Parametern) ist stark reduziert, entspricht aber auch nicht dem typischen Nutzungsszenario. In Tabelle 4.1 sind die erreichbaren Leseraten zusammengefasst.

4.2.3 Grafische Benutzeroberfläche

Die grafische Benutzeroberfläche des Kontrollsystems bietet bereits eine konsistente Darstellung des Ist-Zustands der gesamten Beschleunigeranlage. Da sehr viele verschiedene Menüs mit unterschiedlichen Schwerpunkten existieren, stellt sich die Integration der Archivdaten in die Menüs als schwierig dar. Insbesondere Menüs zur Einstellung und Steuerung werden durch zusätzliche Daten schnell

¹⁶ Dabei handelt es sich in der Informatik um einen Datenbanktyp, der nicht-relationale Ansätze verfolgt.

¹⁷ Dabei handelt es sich um einen schnellen Zwischenspeicher im Arbeitsspeicher des Rechners. Damit werden wiederholte Zugriffe mit großer Latenz auf einen langsamen Datenspeicher vermieden.

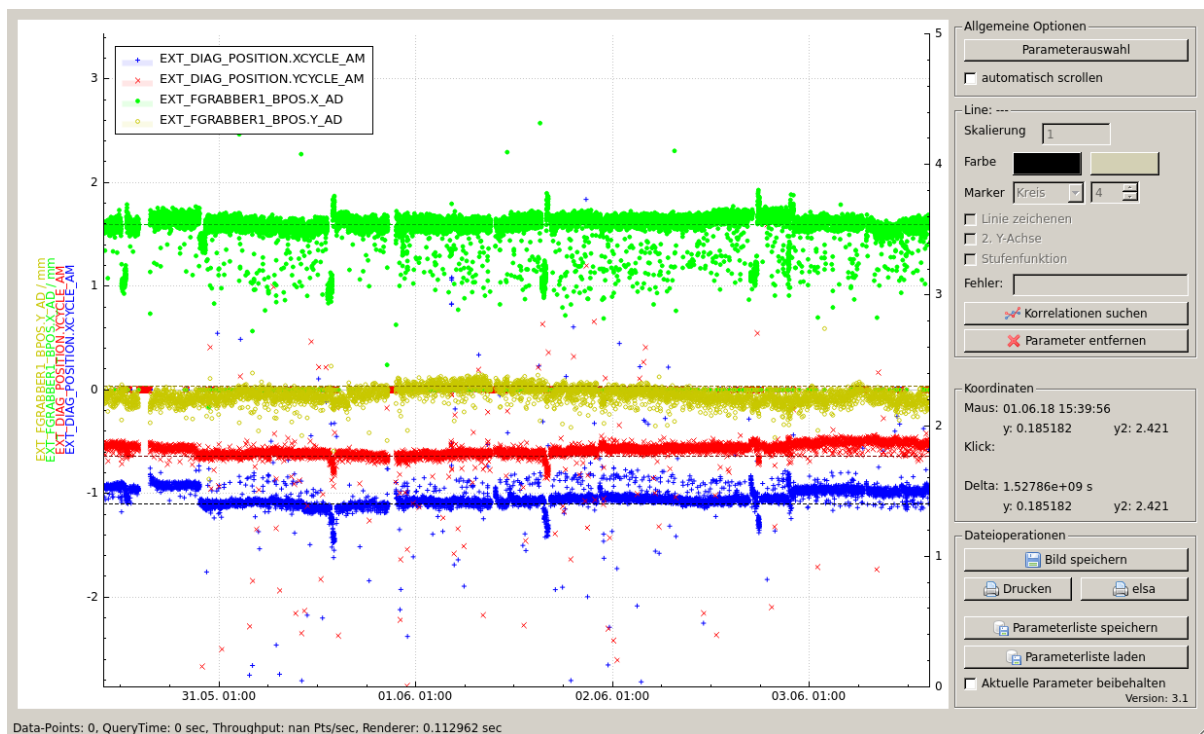


Abbildung 4.3: Abbildung der Anwendung zur Anzeige von Messreihen aus der Archivdatenbank. Dargestellt ist der zeitliche Verlauf der Position des Elektronenstrahls in der externen Strahlführung (gemessen im Lagecavity) sowie der Schwerpunkt des Photonenstrahls (gemessen am Ende der Photonenstrahlführung) über einen Zeitraum von etwa vier Tagen.

unübersichtlich und zu komplex. Abhilfe schafft hier die strikte Trennung des Ist-Zustands in den bekannten Kontrollsystemmenüs von einer neuen Anwendung zur Darstellung der Archivdaten. Bei einem Ausfall des Datenbanksystems ist so die Steuerung der Beschleunigeranlage weiterhin ohne Einschränkungen möglich (siehe dazu auch Abschnitt 4.2.1). Zudem kann so auf moderne Grafikbibliotheken zur Anzeige von komplexen Diagrammen zurückgegriffen werden, ohne in das bestehende Menüsystem einzugreifen.

Mit *Qt* wurde auf eine moderne und plattformübergreifende Programmiersprache zurückgegriffen. Die Funktionalität zur Anzeige der Archivdaten in Form einer Messreihe konnte durch leichte Anpassung der frei verfügbaren Erweiterungsbibliothek *QCustomPlot* [Eic] ergänzt werden. So stehen direkt zahlreiche Interaktionsmöglichkeiten mit dem Benutzer, wie zum Beispiel eine Skalierung und Verschiebung der Achsen, bereit. Ebenfalls ist die grafische Anzeige von Messreihen mit mehreren Millionen Datenpunkten problemlos möglich¹⁸. Durch die kontinuierliche Aktualisierung der angezeigten Daten bietet die Oberfläche einen Quasi-Echtzeitmodus. Es besteht eine interne Kommunikationsverbindung zwischen der grafischen Anzeige und dem Programm des Kontrollsystemmenüs. Mit dieser können durch den Benutzer Parameter, welche im Kontrollsystem angezeigt werden, auf unkompliziertem Weg zur Anzeige hinzugefügt werden.

Die grafische Benutzeroberfläche ist in Abbildung 4.3 gezeigt. Die vier beispielhaften Datenreihen zeigen die zeitliche Entwicklung der Position des Elektronenstrahls im Lageresonator [Pus11] in einer der externen Strahlführungen sowie die Position des Photonenstrahls am Ende der Photonenstrahlführung für einen Zeitraum von mehreren Tagen.

¹⁸ Die Verarbeitung und Anzeige von $1,5 \cdot 10^6$ Datenpunkten nimmt etwa 15 ms in Anspruch.

Korrelationen zwischen Parametern Die grafische Darstellung der Parameterwerte gegen die Zeit erlaubt es bereits Trends und sprunghafte Änderungen in den Messwerten zu identifizieren. Eine Ursachenforschung gestaltet sich meist aber als ausgesprochen schwierig, da der Parameterraum mit über 3 400 digitalisierten Messwerten und über 6 600 Soll- und Schaltwerten sehr groß ist. Eine Funktion zum Herstellen von Korrelationen verschiedener Parameter innerhalb eines definierten Zeitintervalls kann diese Arbeit abnehmen.

Zur einfachen Integration der Korrelationsberechnung (für Details siehe Anhang A.2) wurde eine in C++ programmierte Bibliothek entwickelt. Die Bibliothek ermöglicht den direkten Zugriff auf die Archivdatenbank über Parameternamen. Da das Berechnen der Korrelationen, durchgeführt von einer in der `alglib` [ALG] implementierten Funktion, bei größeren Zeitintervallen (und damit einer größeren Anzahl an Messwerten in den Datenreihen) viel Zeit in Anspruch nehmen kann, nutzt die Bibliothek die mit C++-11 eingeführten Multithreading-Funktionen und somit alle ihr zur Verfügung stehenden Prozessorkerne. Dadurch kann auch der Datenbankzugriff auf die Archivdatenbank optimiert werden, da die Daten asynchron geliefert werden können¹⁹. Als Benutzerschnittstelle steht eine Konsolenanwendung (siehe Anhang G.2.4) und eine Integration in die grafische Benutzeroberfläche zur Verfügung. Die Suche nach Korrelationen mit allen archivierten Parametern dauert für ein Intervall der Länge 20 min etwa 3 bis 5 s.

4.3 Anbindung von EPICS

Bei EPICS, dem Experimental Physics and Industrial Control System [Dal+94], handelt es sich um eine Zusammenstellung von frei verfügbarer *Open-Source-Software* und Bibliotheken, die den Betrieb eines Kontrollsystems für Großexperimente ermöglicht. EPICS arbeitet, wie das im Haus entwickelte Kontrollsystem auch, auf verschiedenen verteilten Computersystemen, welche über eine gemeinsame Netzwerkverbindung miteinander verbunden sind. Als Kommunikationsprotokoll zwischen den Rechnern verschiedener Ebenen kommt das *channel access protocol* [DKK] zum Einsatz.

An der Beschleunigeranlage wird EPICS zur Steuerung und Kontrolle des Bunch-by-Bunch-Feedback-systems [Dimb] und des Low-Level-RF-Systems [Dimc] eingesetzt. Die beiden kommerziell erhältlichen Produkte enthalten EPICS bereits als Kontrollsystem und Schnittstelle zur Benutzerinteraktion. Die direkte Integration der beiden Systeme in das ELSA-Kontrollsystem wäre zwar möglich, bedeutet aber erheblichen Mehraufwand. Stattdessen wurde eine universell einsetzbare Schnittstelle zum Datenaustausch beider Systeme geschaffen.

Bei der Schnittstelle handelt es sich um eine in der Programmiersprache C++ entwickelte Software, welche auf dem Kontrollrechner ausgeführt wird. Sie bindet sich direkt sowohl an das ELSA-Kontrollsystem als auch an das EPICS an. Die Kommunikation mit den autarken EPICS-Kontrollsystemen findet über eine Netzwerkverbindung statt. Die Schnittstelle erlaubt sowohl eine unidirektionale als auch eine bidirektionale Synchronisation von Parameterwerten zwischen den beiden Systemen. Unidirektionale Kanäle sind beispielsweise für von den EPICS-Systemen erhobene Messwerte vorgesehen. Steuerparameter und Sollwerte lassen sich in beiden Systemen setzen und werden automatisch bidirektional synchronisiert. Beschleunigerrelevante Einstellungen erfolgen ausschließlich im ELSA-Kontrollsystem und werden, sofern die Parameterwerte für die EPICS-Systeme relevant sind, hierhin übertragen. Ein Beispiel für solche Werte ist die Länge der Energierampe (siehe dazu Abschnitt 6.2). Nach dem Programmstart findet eine komplette Synchronisierung statt, um einen konsistenten Zustand beider Systeme herzustellen. Ist

¹⁹ Die Datenbank operiert mit mehreren parallelen Prozessen auf unterschiedlichen Rechnern und liefert die Daten zurück, sobald einer der Prozesse die Verarbeitung abgeschlossen hat.

ein EPICS-System nicht erreichbar, wird die Synchronisation der entsprechenden Parameter verzögert, bis das System verfügbar ist.

In beiden Systemen sind unterschiedliche Repräsentationen²⁰ für die verschiedenen Datentypen vorgesehen. Daher ist eine Typenkonversion der 38 Parametertypen in EPICS und der vier im ELSA-Kontrollsystem beim Datentransfer notwendig. Ist ein EPICS-System nicht verfügbar, werden bei entsprechenden unidirektional übertragenen Parametern standardmäßig die Werte im ELSA-Kontrollsystem gelöscht, um einen Fehler zu signalisieren²¹.

Derzeit werden mit der Schnittstelle 296 Parameter der Bunch-by-Bunch-Feedbacksysteme und des Low-Level-RF-Systems bei einer maximalen vorkommenden Rate von 10 Hz pro Parameter synchronisiert. Alle ins ELSA-Kontrollsystem übertragenen Werteänderungen werden automatisch archiviert (siehe Abschnitt 4.2). Details zur Implementierung und Konfiguration der Schnittstelle werden in Anhang A.3 gegeben.

²⁰ Mit Repräsentation ist die interne, binäre Darstellung der verschiedenen Daten gemeint.

²¹ Im Menüsystem werden Parameter ohne Werte mit „n.def.“ angezeigt.

Neue und einheitliche Ansteuerung der Magnetnetzgeräte

Viele Eigenschaften des Elektronenstrahls im Speicherring lassen sich durch das Kontrollsystem der Beschleunigeranlage ELSA (siehe Kapitel 4) komfortabel einstellen. Dazu gehören zum Beispiel die Strahlenergie und die Arbeitspunkte, die frei und ohne konkrete Kenntnis der Anlagenteile durch den Benutzer der grafischen Menüoberfläche vorgegeben werden können. Im Hintergrund werden komplexe beschleunigerphysikalische Berechnungen durchgeführt, die schlussendlich in Sollwertvorgaben für die Netzgeräte der jeweiligen Magnete münden.

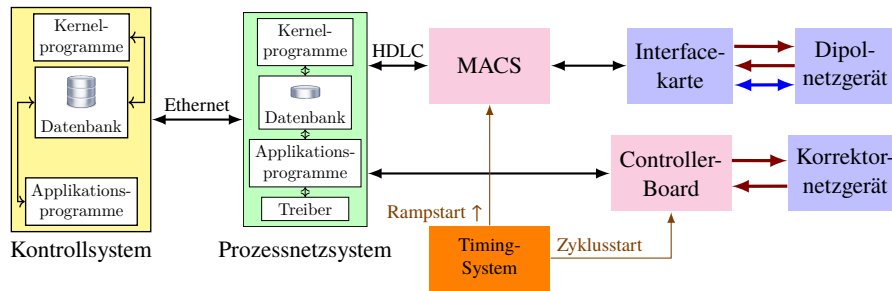
Die Netzgeräte sind, zusammen mit vielen weiteren Komponenten der Beschleunigeranlage, kontinuierlich weiterentwickelt und erneuert worden. Dadurch wurde eine Vielzahl unterschiedlicher und teilweise untereinander inkompatibler Ansteuerungen verwendet. Auch ist die verwendete Hardware teilweise bereits mehrere Jahrzehnte in Betrieb und weist entsprechende Alterserscheinungen auf. Außerdem kann der teilweise Austausch bestimmter Module aufgrund fehlender Ersatzteile nicht immer garantiert werden.

Im Rahmen dieser Arbeit, und insbesondere durch Mitarbeit und Entwicklung von Thomas Perlitius (siehe [Per14; PPH15]), wurde eine neue und einheitliche Ansteuerung der Hauptmagnete (Dipole, Quadrupole und Sextupole) sowie der Korrektormagnete des ELSA-Speicherrings entwickelt, implementiert und erfolgreich in Betrieb genommen. Dieses Kapitel gibt im ersten Teil einen Überblick über die neuen Elektronikmodule und deren Eigenschaften. Im zweiten Teil werden die überarbeiteten Methoden zur Berechnung der Sollwerte und Ansteuerkurven der Magnete, insbesondere im Nachbeschleunigungsmodus, vorgestellt.

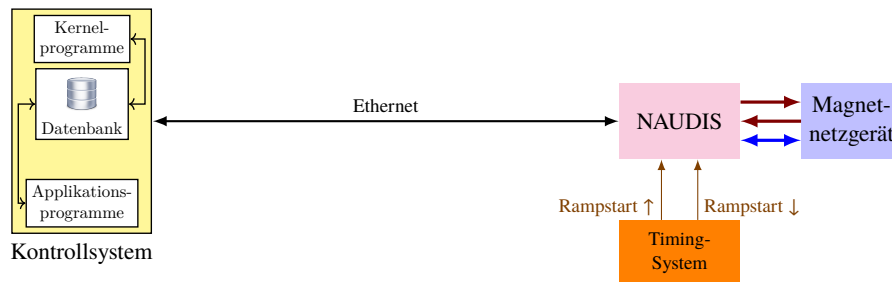
5.1 Neue Ansteuerung der Magnetnetzgeräte: NAUDIS

Die *Neue Analoge und Digitale Interface-Schaltung* (NAUDIS) wurde als vollständiger Ersatz für die bestehende Ansteuerung der Haupt- und Korrektormagnete entwickelt. Der Fokus liegt auf der *einheitlichen* Ansteuerung aller Magnete mit denselben Hard- und Softwaremodulen als auch einer Erhöhung der Auflösung der einstellbaren Energie sowie der Arbeitspunkte um den Faktor vier. Bei der Entwicklung konnten die folgenden Probleme der bisherigen Ansteuerung gelöst werden:

Auflösung Die mit den MACS-Modulen angesteuerten Interfacekarten der *HOLEC*-Netzgeräte (siehe Abbildung 5.1) verfügen über einen 16 bit DAC. Von diesem finden allerdings die zwei niederwertigsten Bits keine Verwendung, was die Auflösung auf 14 bit herabsetzt. Bezogen auf die Maximalenergie von 3,5 GeV begrenzt die DAC-Auflösung die minimale Schrittweite der einstellbaren Energie auf



(a) Schema der bisherigen Ansteuerung. Im oberen Zweig ist die Ansteuerung der Hauptmagnete am Beispiel der Dipolmagnete gezeigt. Die im unteren Zweig dargestellte Ansteuerung wurde für die Korrektormagnete verwendet.



(b) Schema der neuen Ansteuerung. Es wird für alle Magnettypen (Hauptmagnete und Korrektormagnete) dieselbe Ansteuerung verwendet.

Abbildung 5.1: Schema der Ansteuerung der Hauptmagnete (oberer Zweig) und Korrektormagnete (unterer Zweig) des Speicherrings. Signalübertragung: (\leftrightarrow) serieller Bus; (\rightarrow) paralleler Bus; (\rightarrow) Analogsignal; (\rightarrow) Trigger.

213,6 keV. Vergleichbares gilt für die Arbeitspunktauflösung, wobei diese zusätzlich noch von der Strahlenergie abhängt (siehe Abschnitt 5.2.3). Zum Vergleich ist in Abbildung 5.2 die zur Verfügung stehende Arbeitspunktauflösung in der horizontalen Ebene dargestellt.

Steuerkurven Im Nachbeschleunigungsmodus wird für alle Haupt- und Korrektormagnete wegen der Erhöhung der Strahlenergie ein zeitabhängiges Magnetfeld benötigt. In Abbildung 5.3 ist zur Veranschaulichung, am Beispiel der F-Quadrupole, der eingestellte horizontale Arbeitspunkt (\rightarrow) während des gesamten Zyklus im Nachbeschleunigungsmodus gezeigt. Die Berechnung des Magnetfeldverlaufs und Aufbereitung in ein, mit der jeweiligen Ansteuerung, kompatibles Format geschieht durch das Kontrollsystem. Für das obige Beispiel ist die den Netzgeräten vorgegebene Spannung (\rightarrow) ebenfalls in Abbildung 5.3 dargestellt. Für die Korrektoren genügt die Vorgabe von Stützstellen und absoluten Zeitpunkten. Zwischen den Stützstellen wird durch das Controller-Board der Netzgeräte der ausgegebene Sollwert linear mit einem Stützstellenabstand von 1 ms [Die+12] interpoliert. Für die MACS-Module werden die Stützstellen vorberechnet und in einem Kontrollsystemvektorparameter abgelegt. Der Stützstellenabstand wird dynamisch zwischen 120 μ s (während der Rampphase) und 42 ms (während der Injektions- und Extraktionsphase) eingestellt. Für die Korrektoren sind maximal 256 und für die MACS-Ansteuerungen maximal 5 000 Stützstellen möglich¹. Für beide Systeme muss die Steuerkurve für den *gesamten* Zyklus programmiert werden. Damit sind die Systeme mit der im neuen Timing-System vorgesehenen dynamischen Zyklusdauer (siehe Kapitel 6, insbesondere Abschnitt 6.3.2) inkompatibel.

¹ Diese Limitation ist durch den begrenzten Speicher beider Systeme gegeben.

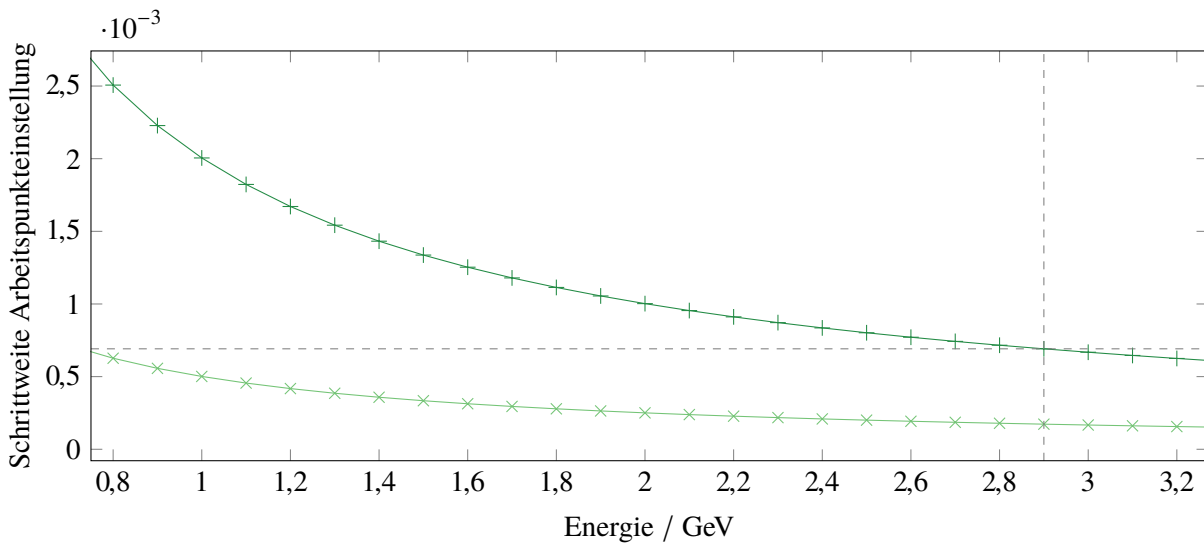


Abbildung 5.2: Minimale Schrittweite der Arbeitspunkteinstellung (horizontal) bei Einsatz der alten MACS-Ansteuerung der ELSA-Hauptmagnete (+) und der NAUDIS-Ansteuerung (x) in Abhängigkeit der Energie. Die Daten wurden bei einem Sollarbeitspunkt von $Q_x = 4,63$ und $Q_z = 4,46$ berechnet. Bei einer Energie von 2,9 GeV beträgt die Auflösung mit der alten Ansteuerung $0,69 \cdot 10^{-3}$.

Stützstellenanzahl Die begrenzte Stützstellenanzahl der MACS- und Korrektoransteuerung limitiert die maximal mögliche Zyklusdauer und insbesondere die Dauer der Extraktionsphase im Nachbeschleunigungsmodus. Je nach Betriebsmodus und gewünschter Extraktionsrate kann eine Verlängerung der Extraktionsphase eine große Verbesserung des makroskopischen Tastverhältnisses bewirken. Die maximale Dauer der Extraktionsphase wird durch die MACS-Ansteuerung auf circa 100 s limitiert.

Programmierung der Steuerkurven Auf jedem der MACS-Module und Controller-Boards der Korrektormagnetnetzgeräte steht nur *ein* Speicherplatz für Steuerkurven zur Verfügung. Damit wird bei der Programmierung einer neuen Steuerkurvendefinition die Ausführung abgebrochen. Dies führt zu einer Unterbrechung des Strahlbetriebs von 20 bis 30 s während der Programmierphase. Diese Einschränkung führt dazu, dass kontinuierliche Korrekturen, beispielsweise der Gleichgewichtsbahn, während dem regulären Strahlbetrieb nicht möglich sind.

Synchronizität Alle MACS-Module der sechs Hauptmagnete sowie alle Korrektornetzgeräte verfügen über eigene Taktgeneratoren mit denen die Zeitbasis festgelegt wird. Fertigungstoleranzen der Bauteile und Alterungserscheinungen führen zu unterschiedlichen Taktraten der Mikroprozessoren. Die mangelnde Synchronisierung führt, insbesondere bei langen Zyklusdauern zum Ende eines Zyklus hin, zu einer signifikanten zeitlichen Verschiebung zwischen den verschiedenen ausgegebenen Steuerkurven. Dies führt zu einem asynchronen Start der Energierampe aller Magnete am Ende des Zyklus und verursacht eine Arbeitspunktverschiebung. Diese kann zum Verlust der noch gespeicherten Elektronen durch Kreuzen einer optischen Resonanz führen (siehe auch Kapitel 8). Zum Ausgleich der unterschiedlichen Dauer der Abarbeitung der Steuerkurven muss am Ende des Zyklus eine zusätzliche Wartezeit eingefügt werden (siehe Punkt 7. in Abschnitt 6.2.1), damit vor dem Start des nächsten Zyklus alle Module die Abarbeitung abgeschlossen haben. Zusätzlich werden für *HOLEC*- und Korrektor-Ansteuerungen unterschiedliche

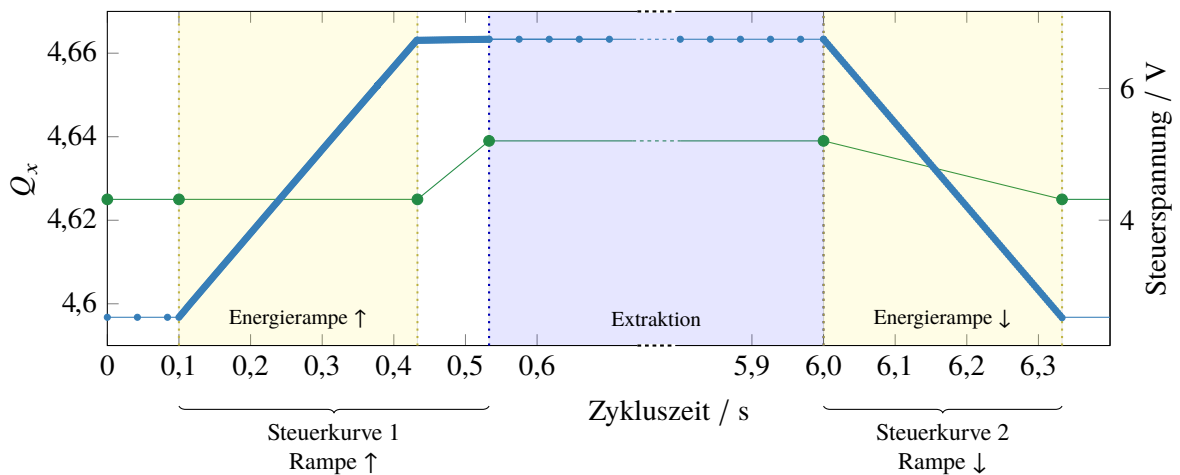


Abbildung 5.3: Modell für eine Steuerkurve, wie sie für den Nachbeschleunigungsmodus verwendet wird. Dargestellt ist, als Beispiel, der Sollwert des Arbeitspunkts (—●—), für den bestimmte Stützstellen vorgegeben sind. Daraus wird die Steuerkurve (—●—) für den Anlagensollwert, der als Vorgabe für das Netzgerät dient, berechnet. Bei konstantem Arbeitspunkt steigt sie linear mit der Energie an. Nach der Energierampe wird der Arbeitspunkt in Vorbereitung der Extraktionsphase verschoben (in der Steuerspannung ist die geringe Änderung in dieser Darstellung kaum sichtbar). Während den Energierampen ist die Stützstellendichte höher. Für die alte Ansteuerung wurde *eine* Steuerkurve für den gesamten Zyklus erzeugt. Für die neue NAUDIS-Ansteuerung ist die Steuerkurve zweigeteilt (markiert unterhalb der Grafik).

Triggersignale zum Start der Abarbeitung verwendet (siehe Abbildung 5.1).

Trigger Die drei Hauptmagnettypen werden von unterschiedlich leistungsfähigen Netzgeräten versorgt. Diese unterscheiden sich auch in ihrem Regelverhalten, was zu unterschiedlichen Latenzen zwischen der Vorgabe des Sollstroms und dem Erreichen des Iststroms führt. Je nach Betriebsmodus des Dipolnetzgeräts liegt die Verzögerung zwischen Dipolmagneten und Quadrupolmagneten in der Größenordnung von (5 ± 1) ms (große Brücke) und (26 ± 1) ms (kleine Brücke) [Gab12, Kap. 4]. Durch die Latenzen treten systematische Arbeitspunktverschiebungen während der Energierampe auf (siehe Abschnitt 5.4 und Abschnitt 8.1.1). Eine Korrektur der Latenzzeiten ist nur mit unterschiedlichen Startzeitpunkten der Steuerkurven für die verschiedenen Magnetfamilien möglich. Für die MACS-Module kann allerdings nur ein *gemeinsames* Triggersignal für alle Magnete verwendet werden.

5.1.1 NAUDIS-Module

Hardware

Die zum Ersatz der vorherigen Ansteuerungselektronik entwickelten NAUDIS-Module bestehen aus einer Hauptplatine im Europakartenformat sowie einer netzgeräte-spezifischen Erweiterungsplatine in zwei verschiedenen Bauformen. In Abbildung 5.4 ist die NAUDIS-Hauptplatine gezeigt. Abbildung 5.5 zeigt ein Blockschaltbild der Hauptplatine. Der Analogteil unten links und der Prozessmikrocontroller stellen die Kernkomponenten dar. Dieser Teil der Schaltung ist echtzeitfähig und ermöglicht die präzise analoge und digitale Ansteuerung der Netzgeräte. Diese Komponenten werden durch einen weiteren Mikrocontroller ergänzt (Mitte rechts), der zum einen eine Schnittstelle zur Erweiterungsplatine und eine Kommunikationsschnittstelle zum Kontrollsystem bereitstellt. Die Schnittstelle wird einerseits zur

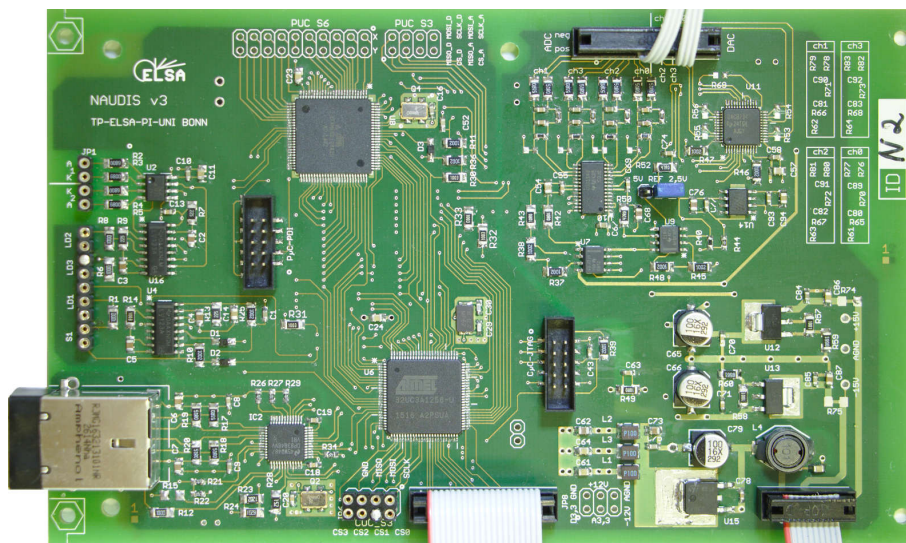


Abbildung 5.4: Foto der NAUDIS-Hauptplatine im Europakartenformat. Im oberen rechten Bereich befindet sich der echtzeitfähige Analogteil mit DAC und ADC. In der Mitte oben befindet sich der Prozessmikrocontroller mit den echtzeitfähigen Digitalausgängen, der auch den Analogteil ansteuert. Im Bereich unten links befindet sich die Ethernetschnittstelle, der Kommunikationsmikrocontroller und die Busanbindung der Erweiterungsplatine.

Steuerung und Vorgabe der Steuerkurven genutzt, andererseits können darüber netzgeräte-spezifische Einstellungen programmiert werden.

Der Analogteil beinhaltet zur Vorgabe von vier Analogswollwerten einen 16 bit-DAC mit vier Ausgangskanälen [Tex09]. Dieser kommuniziert über einen SPI-Bus² mit dem Prozessmikrocontroller. Mit der Schnittstelle ist die Vorgabe von Sollwerten mit einer maximalen Rate von 500 kHz beim Betrieb aller vier Kanäle möglich. Da die Netzgeräte der Hauptmagnete [HOL] sowie die Korrektornetzgeräte [Die+12, Abb. 5] eine begrenzte Analogbandbreite aufweisen, wird eine reduzierte, aber mehr als ausreichende Rate von 10 kHz verwendet. Als Referenz für die Ausgangsspannung wird eine Konstantspannungsquelle mit 2,5 V beziehungsweise 5 V mit einer Genauigkeit von 4 ppm genutzt. Durch geeignete Wahl der Referenzspannung kann der Ausgangsbereich des DACs so auf unipolare 0 bis 10 V oder auf einen bipolaren Modus im Bereich ± 10 V eingestellt werden. Somit wird für alle Netzgerätetypen (siehe Tabelle 5.1) die höchste Auflösung im gesamten Spannungsbereich garantiert.

Alle Magnetnetzgeräte, an denen die NAUDIS-Module eingesetzt werden, verfügen über eine Möglichkeit zur Rücklese des Iststroms in Form einer bereitgestellten Analogspannung. Zur Digitalisierung wird auf der Hauptplatine ein Vierkanal-ADC eingesetzt, welcher mit einer Samplingrate von 200 Hz ausgelesen wird. So kann eine Erfassung des Iststroms während der Energierampe im Nachbeschleunigungsmodus mit etwa 40 bis 60 Stützstellen erfolgen³. Der ADC wird immer im bipolaren Modus im Bereich ± 10 V betrieben und von der selben Spannungsreferenz wie der DAC versorgt.

Die Echtzeitfähigkeiten werden durch eine auf Interrupts basierende Programmierung des Prozessmikrocontrollers erreicht. Die Synchronisierung mit dem Timing-System geschieht über zwei jeweils galvanisch getrennte, mit dem Signalstandard TTL kompatible, Triggereingänge. Als Trigger wird der jeweilige Rampstart verwendet (siehe Abbildung 5.3 und Abbildung 6.8 sowie Abschnitt 6.2.1, Punkt 3. und Punkt 6.). Neben dem Analogteil ist ebenfalls ein 8 bit breiter paralleler Bus zur *digitalen* Steuerung

² SPI steht für Serial Peripheral Interface und bezeichnet einen seriellen Bus nach dem Master-Slave-Prinzip.

³ Werden alle vier ADC-Kanäle verwendet, reduziert sich die Rate entsprechend und es sind nur 10 bis 15 Stützstellen möglich.

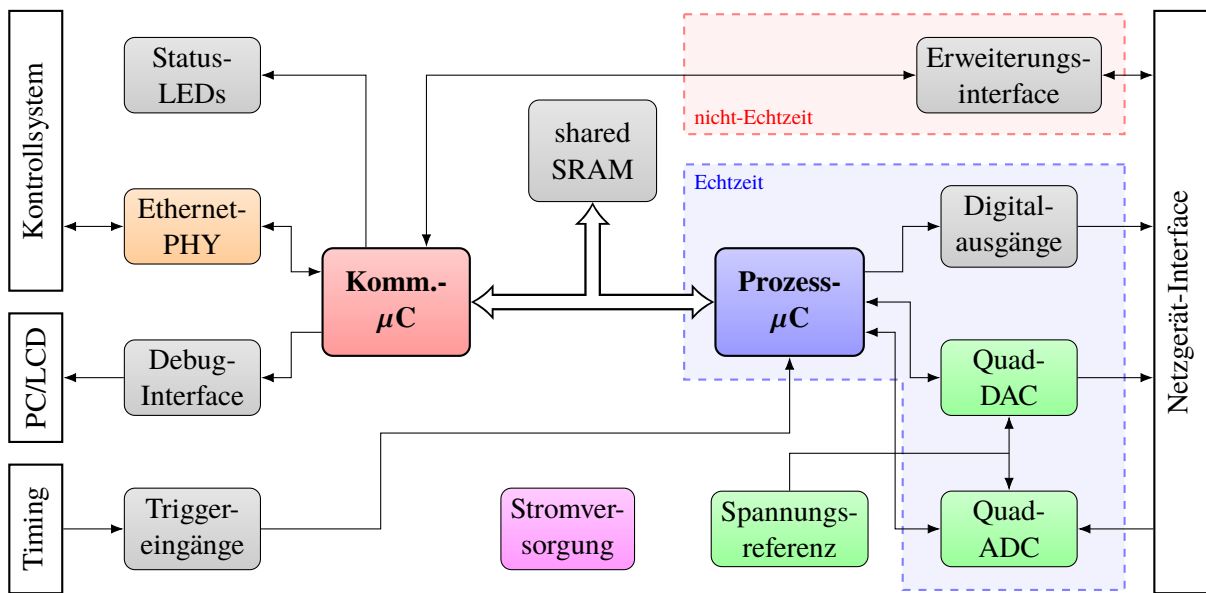


Abbildung 5.5: Schema des Aufbaus der NAUDIS-Hauptplatine.

Anzahl	Netzgerät	I_{\max} / A	$\frac{dI}{dt}_{\max} / \text{A/s}$	U_{Steuer}
1	Dipole (kl. Brücke)	3 100	1 000	0 bis 10 V
1	Dipole (gr. Brücke)	3 100	6 200	0 bis 10 V
2	Quadrupole	910	2 700	0 bis 10 V
3	Sextupole	200	1 500	0 bis 10 V
24	hor. Korrektoren	± 16	∞^{\dagger}	-8 bis 8 V
30	vert. Korrektoren	± 8	∞^{\dagger}	-8 bis 8 V

Tabelle 5.1: Liste der Haupt- und Korrektormagnete im Speicherring, deren maximale Erregerströme sowie die jeweilige maximal zulässige Änderungsrate des Stroms. Für die Korrektormagnetnetzgeräte ist keine Begrenzung der Ansteuerungsrate notwendig (markiert mit †). Der für die analoge Ansteuerung verwendete Spannungsbereich ist ebenfalls angegeben. Das Dipolnetzgerät ist zweimal aufgeführt, da es über zwei verschiedene Brückenschaltungen verfügt, die jeweils für unterschiedliche Änderungsraten des Stroms betrieben werden können.

durch den Prozessmikrocontroller vorhanden. Dieser ist, wie der Analogteil, mit einer Rate von 10 kHz in Echtzeit ansteuerbar.

Der zweite Mikrocontroller ist über einen parallelen Bus mit dem gemeinsam genutzten SRAM⁴ zum Datenaustausch mit dem Prozessmikrocontroller angebunden. Dieser Controller übernimmt alle Aufgaben, die keine Echtzeiteigenschaften erfordern. Dazu gehört unter anderem die Kommunikation mit dem Kontrollsystem der Beschleunigeranlage über eine elektrisch isolierte Ethernet-Schnittstelle sowie die Steuerung und Überwachung des Netzgeräts.

Die Erweiterungsplatine dient als spezifischer Adapter zum jeweiligen Netzgerät. Zum Aufgabengebiet gehört die Anpassung der Platinenbauform, die Spannungsversorgung und der Zugriff auf die Steuerungsschnittstelle des Netzgeräts. Derzeit werden die Netzgeräte der Hauptmagnete (*HOLEC*) sowie die Korrektornetzgeräte unterstützt. Das Netzgerät kann jeweils durch bis zu sieben Ein- und Ausgänge mit jeweils 8 bit Breite angesteuert werden. Die Platine beinhaltet darüber hinaus einen durch

⁴ Abk. für Static Random-Access Memory

das Kontrollsystem programmierbaren EEPROM⁵, in dem die maximal zulässigen Grenzwerte für die Ansteuerspannung sowie die maximale Änderungsrate des zugeordneten Netzgeräts hinterlegt werden.

Sonderfunktion der Dipolnetzgerätensteuerung Das Netzgerät der Dipolmagnete verfügt über zwei verschiedene Betriebsmodi. Einer wird *große Brücke* genannt, und ermöglicht mit 900 V-Pulsen eine schnelle Änderung des Stroms während der Energierampe mit bis zu 6 200 A/s. Damit kann eine maximale Beschleunigungsrate von 7 GeV/s erreicht werden. Dieser Modus ist aufgrund der thermischen Belastung nur für einen kurzen Zeitraum von unter einer Sekunde möglich. Im Nachbeschleunigungsmodus wird er daher nur während der Rampphasen verwendet. Während der Injektions- und Extraktionsphase wird stattdessen die sogenannte *kleine Brücke* verwendet, die mit 200 V-Pulsen nur eine maximale Beschleunigungsrate von 1 GeV/s unterstützt, aber auch einen kleineren Stromrippel aufweist. Die Umschaltung der Brücke erfolgt durch das sogenannte *bridge select*-Signal, das in Form eines Torsignals während der Rampphasen vom neuen Timing-System erzeugt wird (siehe Abschnitt 6.4.2). Auf einer spezialisierten Version der *HOLEC*-Erweiterungsplatine wird das Signal aufbereitet und bei Bedarf an das Netzgerät weitergeleitet⁶.

Software

Die beiden Mikrocontroller der Firma *Atmel* sind in der Sprache C programmiert. Die Schnittstelle zwischen den beiden Controllern liefert ein 4 Mbit großes SRAM, in dem sowohl Status- und Steuerinformationen, als auch Konfigurationsoptionen hinterlegt werden. Priorität beim Zugriff hat stets der echtzeitfähige Prozessmikrocontroller, der im SRAM ADC-Daten ablegt und die Steuerkurvendefinitionen ausliest, wobei für diesen der Großteil des Speichers reserviert ist.

Für jeden der vier Kanäle werden zwei unterschiedliche Steuerkurven definiert, deren Wiedergabe mit dem jeweiligen Auslösen eines Triggers an einem der beiden Triggereingänge (für Energierampe ↑, oder Energierampe ↓) gestartet wird. Im Betriebsmodus für den Nachbeschleunigungsmodus werden diese Trigger nur alternierend akzeptiert, da auf die Phase der Energieerhöhung am Zyklusende auch immer die Phase der Energierampe zur Injektionsenergie hin folgt (Details zum Zyklus im Nachbeschleunigungsmodus werden in Abschnitt 3.2.1 und insbesondere Abschnitt 6.2.1 gegeben). Für jede Steuerkurve sind zwei Speicherplätze vorgesehen, zwischen denen jeweils am Zyklusende umgeschaltet werden kann. In den zweiten Speicherbereich kann so während dem Betrieb eine neue Steuerkurve programmiert werden, ohne die Wiedergabe der anderen zu beeinflussen. Eine Umschaltung auf den zweiten Speicherblock kann synchronisiert mit allen anderen Netzgerätensteuerungen am Zyklusende, ohne Beeinflussung des Strahlbetriebs, erfolgen. Die Steuerkurven bestehen aus bis zu 3 583 Teilstücken, die jeweils als lineare Funktionen mit Startwert, Steigung und Dauer parametrisiert werden. Weitere Details zur Implementierung der Software und der Steuerkurven werden in Anhang B gegeben.

5.1.2 Kalibrierung der NAUDIS-Module

Um den problemlosen Austausch der NAUDIS-Module beispielsweise bei auftretenden Defekten zu garantieren, müssen die analogen Ausgangsspannungen aller Module untereinander angeglichen sein. Ansonsten kann es vorkommen, dass beschleunigerphysikalische Kalibrierungen, wie beispielsweise die Energiekalibrierung (siehe Abschnitt 5.2.2), nach dem Austausch der jeweiligen Hauptplatine nicht mehr

⁵ Abk. für Electrically Erasable Programmable Read-Only Memory

⁶ Bei der Generierung der Steuerkurven für die Dipolmagnete (siehe Abschnitt 5.3) wird die Ableitung der Energierampe gebildet und auf Beschleunigungsraten über 1 GeV/s geprüft. In diesem Fall wird die Weiterleitung des Torsignals auf der Erweiterungsplatine per Software aktiviert.

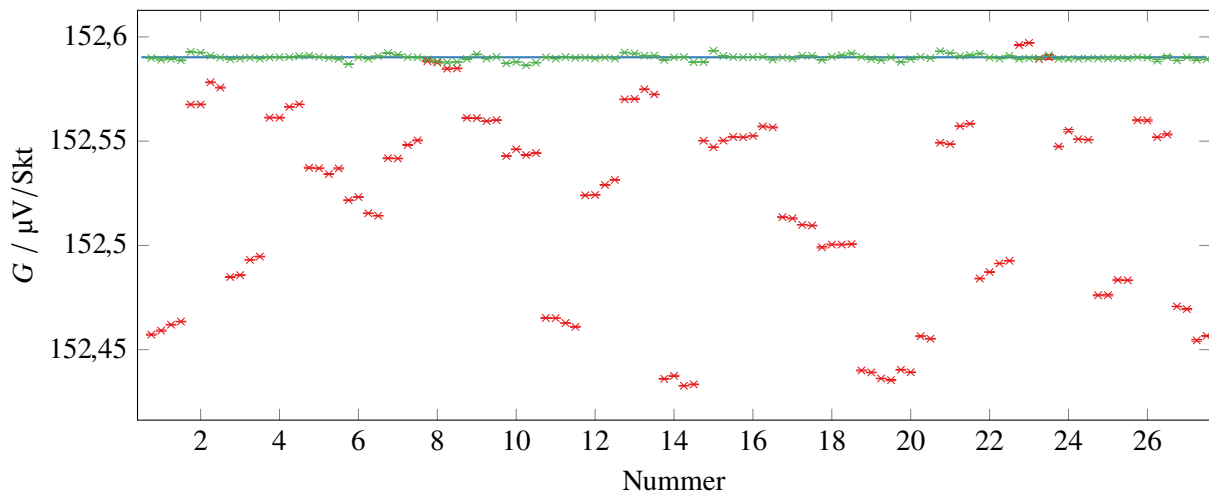


Abbildung 5.6: Messung der Verstärkung G der vier Kanäle der DACs auf allen NAUDIS-Boards vor der Kalibrierung (\times) und nach der Kalibrierung (\times) im unipolaren Betriebsmodus. Der Sollwert ist ebenfalls dargestellt (—). Die angegebenen Fehler (klein und daher kaum sichtbar) beziehen sich nur auf den Fehler der Geradenanpassung.

korrekt sind. Insbesondere bedeutet das, dass Nullpunktsfehler und Verstärkungsfehler jedes einzelnen Kanals des DACs mit einer entsprechenden Kalibrierung korrigiert werden müssen. Eine eventuelle Abweichung kann sowohl durch die DACs selbst, als auch durch die Spannungsreferenz hervorgerufen werden.

Für den unipolaren und den bipolaren Betriebsmodus werden separate Kalibrierungen durchgeführt, da jeweils eine unterschiedliche Referenzspannung für den DAC vorgegeben wird (siehe Abschnitt 5.1.1).⁷ In einer Testumgebung wird der Ausgang jedes Kanals durch ein geeignetes Spannungsmessgerät mit einem Messbereich von ± 10 V und einer Messgenauigkeit von ± 40 μ V analysiert. Im gesamten Spannungsbereich werden für jeden Kanal 11 Messpunkte genommen und jeweils eine Gerade an die Messwerte angepasst. Daraus wurden dann Nullpunktsfehler und Verstärkung bestimmt. In Abbildung 5.6 ist die gemessene Verstärkung aller 27 gefertigten Hauptplatinen vor der Kalibrierung (\times) im unipolaren Modus gezeigt. Deutlich sichtbar ist eine Gruppierung von jeweils vier Messpunkten, die den vier Kanälen einer Hauptplatine entsprechen. Der Mittelwert der Verstärkung G liegt bei

$$\bar{G} = (152,521 \pm 0,047) \mu\text{V/Skt} \quad ,$$

und weist eine Abweichung vom Sollwert (—) $G^S = 152,590 \mu\text{V/Skt}$ von 0,45 ‰ auf. Die Streuung liegt mit

$$\Delta \bar{G}_{\text{rel}} = 0,31 \text{ ‰}$$

in der gleichen Größenordnung. Beim Austausch einer an die Dipolmagnete angeschlossenen Hauptplatine würde dies einer Energieverschiebung von circa 0,98 MeV bei einer Sollenergie von 3,2 GeV entsprechen. Verglichen mit der Präzision, mit der die Energiekalibrierung durchgeführt werden kann, und der Auflösung der DACs, die $\Delta E = 53,4$ keV entspricht, würde dies einen enormen Verlust an Genauigkeit bei der Einstellung der Strahlenergie bedeuten. Gleiches gilt natürlich auch für die Einstellung des Arbeitspunkts durch die Quadrupolmagnete.

Wie in Abbildung 5.6 gezeigt, konnte nach erfolgter Kalibrierung (\times) sowohl die mittlere Abweichung

⁷ Es wurde das Modell *HP34401a* der Firma *Keysight* verwendet.

Fehler	unkalibriert	kalibriert
Nullpunkt, unipolar	$(-19,498 \pm 30,050) \mu\text{V}$	$(0,494 \pm 10,056) \mu\text{V}$
Verstärkung, unipolar	$(152,521 \pm 0,047) \mu\text{V/Skt}$	$(152,590 \pm 0,001) \mu\text{V/Skt}$
Nichtlinearität, unipolar	$12,134 \mu\text{V}_{\text{RMS}}$	$11,683 \mu\text{V}_{\text{RMS}}$
Nullpunkt, bipolar	$(-19,863 \pm 67,697) \mu\text{V}$	$(2,688 \pm 13,182) \mu\text{V}$
Verstärkung, bipolar	$(305,067 \pm 0,202) \mu\text{V/Skt}$	$(305,180 \pm 0,002) \mu\text{V/Skt}$
Nichtlinearität, bipolar	$21,214 \mu\text{V}_{\text{RMS}}$	$20,968 \mu\text{V}_{\text{RMS}}$

Tabelle 5.2: Zusammenfassung der Messung der Nullpunktsfehler, Verstärkungsfehler und der integralen Nichtlinearität der DACs aller NAUDIS-Hauptplatinen. Angegeben sind jeweils die Mittelwerte und die Streuung der Werte.

der Verstärkung vom Sollwert als auch die Streuung erheblich reduziert werden. Der Mittelwert der Verstärkung nach der Kalibrierung ist

$$\overline{G^C} = (152,590 \pm 0,001) \mu\text{V/Skt} \quad .$$

Aus den Geradenanpassungen wurden ebenfalls die Nullpunktsfehler bestimmt und korrigiert (siehe Abbildung B.2). Die Messung wurde für den bipolaren Betriebsmodus wiederholt. Entsprechende Messungen sind in Anhang B.2 (Abbildungen B.3 und B.4) gegeben. In Tabelle 5.2 sind die Ergebnisse vor und nach der Kalibrierung zusammengefasst dargestellt. Gleichzeitig mit der Kalibrierung der Ausgangskanäle wurden ebenfalls der Nullpunktsfehler und der Verstärkungsfehler der vier Kanäle des ADCs gemessen und mit der gleichen Methode korrigiert. Der ADC wird immer im bipolaren Modus im Spannungsbereich ± 10 V betrieben. Die entsprechende Messung der Verstärkung vor und nach der Kalibrierung ist in Abbildung B.5 in Anhang B.2 gezeigt.

Integrale Nichtlinearität

Eine weitere Kenngröße, die den DAC charakterisiert, ist die sogenannte integrale Nichtlinearität (INL). Sie entspricht der Abweichung der ausgegebenen Spannung U^C von der idealen, durch den Digitalwert d eingestellten, Sollspannung U^S nach der Nullpunkts- und Verstärkungsfehlerkorrektur [CJM12, Abschn. 15.5.3]:

$$U_{\text{INL}}(d) = U^C(d) - U^S(d) \quad .$$

Zur besseren Vergleichbarkeit wird U_{INL} auf den Sollwert der Verstärkung G^S normiert:

$$u_{\text{INL}}(d) = \frac{U_{\text{INL}}(d)}{G^S} \quad .$$

In Abbildung 5.7 ist exemplarisch eine Messung der integralen Nichtlinearität des DACs für eine der Hauptplatinen⁸ gezeigt. Dabei wurde nicht bei allen möglichen Digitalworten gemessen, sondern insgesamt nur 200 Messwerte genommen. Die mittlere integrale Nichtlinearität beträgt

$$\overline{u_{\text{INL}}} = \frac{14 \mu\text{V}}{G^S} = 0,091 \text{ Skt} \quad ,$$

⁸ Für diese und die folgende Messung wurde Kanal 1 auf der Platine mit der Bezeichnung N2 verwendet.

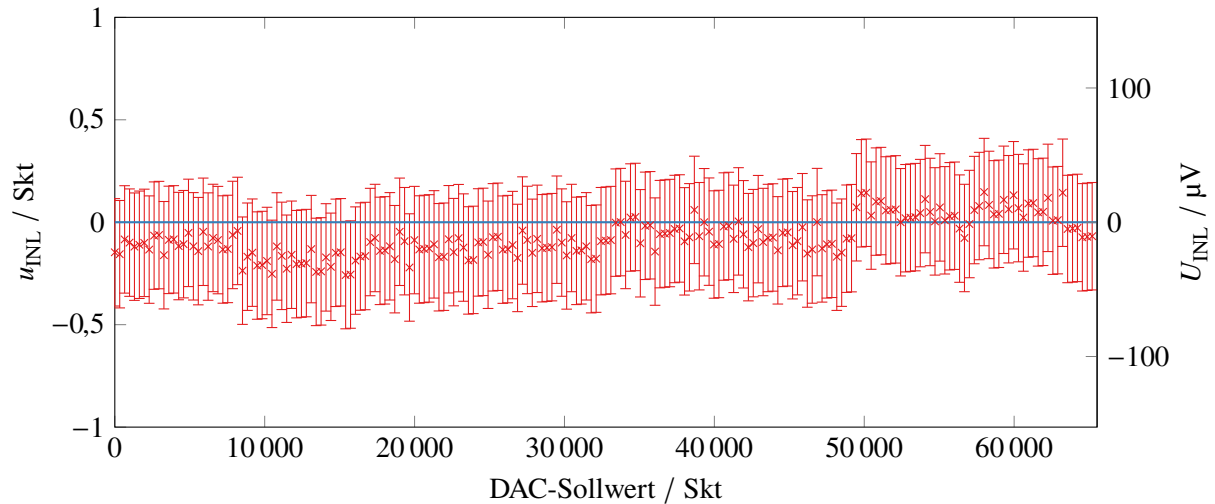


Abbildung 5.7: Messung der integralen Nichtlinearität u_{INL} (x) des DACs der Hauptplatine N2. Auf der zweiten vertikalen Achse ist der, dem entsprechende, Spannungsunterschied U_{INL} aufgetragen. Die RMS-Abweichung beträgt $\Delta U_{\text{INL,RMS}} = 14 \mu\text{V}$. Die Messung wurde im unipolaren Betriebsmodus im Spannungsbereich 0 bis 10 V durchgeführt.

ihr Maximalwert

$$u_{\text{INL,max}} = \frac{39 \mu\text{V}}{G^S} = 0,258 \text{ Skt} \quad .$$

Für beide Werte kommt ein absoluter Messfehler von $\pm 40 \mu\text{V}$ des Spannungsmessgeräts hinzu. Da die Messung innerhalb einer Messzeit von weniger als 5 Minuten stattgefunden hat, sind die Fehler höchstwahrscheinlich überschätzt worden⁹. Bezogen auf das Beispiel der Ansteuerung der Dipolmagnete entspricht die Maximalabweichung von der Linearität nur $E_{\text{INL,max}} = 13,8 \text{ keV}$.

Die Messung wurde für alle Hauptplatinen mit einer geringeren Anzahl an Messpunkten wiederholt. Aus den Ergebnissen lässt sich nun ein Wert für die mittlere integrale Nichtlinearität und deren Streuung bei allen Platinen bestimmen. Die Ergebnisse für die Messung im uni- wie auch bipolaren Betriebsmodus befinden sich in Tabelle 5.2. Der Wert für $U_{\text{INL,max}}$ unterscheidet sich zwischen dem uni- und bipolaren Betriebsmodus um etwa den Faktor zwei. Dies ist darauf zurückzuführen, dass im bipolaren Betriebsmodus eine Referenzspannung von 5 V statt 2,5 V verwendet wird, um den Ausgangsspannungsbereich von -10 bis 10 V abzudecken.

Langzeitstabilität der Verstärkung

Für eine der Hauptplatinen wurde eine Messung des Verstärkungsdrifts über einen Zeitraum von mehreren Stunden durchgeführt. Die Verstärkung wurde jeweils auf die gleiche Methode bestimmt wie in den vorherigen Messungen. Die zeitliche Entwicklung der Verstärkung G (x) zusammen mit dem Sollwert (—) ist in Abbildung 5.8 gezeigt. Die mittlere quadratische Abweichung fällt mit $\overline{G}_{\text{RMS}} = (152,5903 \pm 0,0002) \mu\text{V}/\text{Skt}$ über den gesamten Zeitbereich sehr gering aus, und ist daher vernachlässigbar.

⁹ Für das verwendete Messgerät wird die Genauigkeit für einen Messzeitraum von einer Stunde bei konstanter Temperatur innerhalb des Bereichs von $\pm 1 \text{ }^\circ\text{C}$ angegeben.

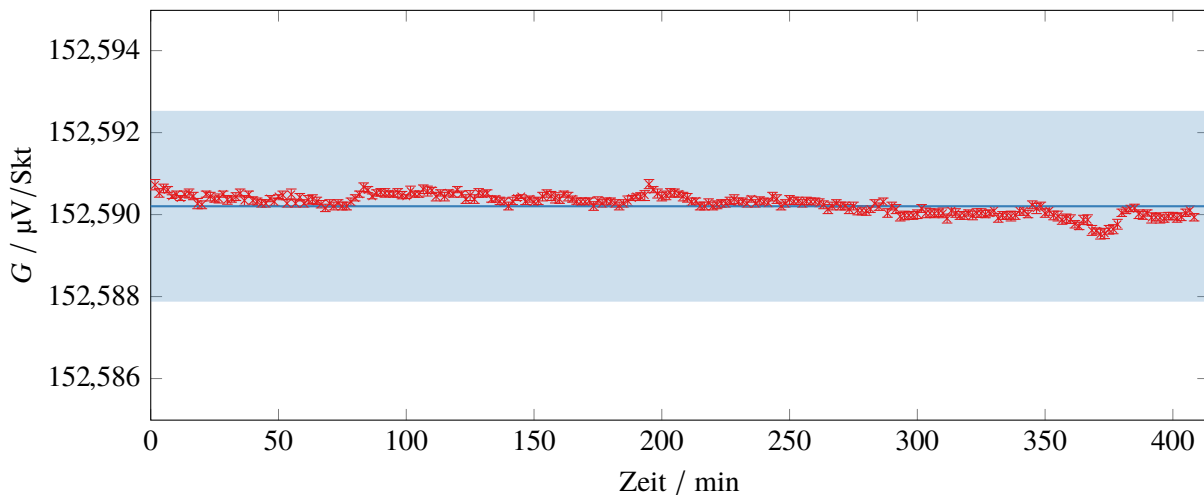


Abbildung 5.8: Verlauf der Verstärkung G eines der DACs (\times) nach erfolgter Kalibrierung über einen Zeitraum von etwa sieben Stunden. Der Sollwert (—) ist ebenfalls dargestellt. Mit dem blauen Balken (—) ist die Abweichung vom Sollwert markiert, die einer so großen Änderung der Verstärkung entspricht, dass beim maximalen DAC-Wert eine Abweichung von 1 Skt auftritt. Das entspricht einer maximalen Energieabweichung bei 3,5 GeV von circa 48,8 keV.

5.2 Schema für die Berechnung von Ansteuerkurven

Das Kontrollsystem bietet bei der Maschinenansteuerung einen hohen Level an Abstraktion. Aus den vorgegebenen beschleunigerphysikalischen Größen wie Energie E , Arbeitspunkt Q und Chromatizität ξ werden Magnetfeldstärken, Ströme und Spannungen zur Ansteuerung der Magnete berechnet. Auf dem umgekehrten Weg werden Messwerte des Stroms oder des Magnetfelds zurück in die Energie oder Quadrupolstärke k zurückgewandelt.

Die Implementierung dieser Berechnungsfunktionen im Kontrollsystem war, bedingt durch die stetige Aktualisierung und Weiterentwicklung von Komponenten, an vielen Stellen uneinheitlich: Für die beiden Hauptbetriebsmodi, den Nachbeschleunigungsmodus und den Speicherringmodus, wurden unterschiedliche Routinen für die Berechnung der Energierampe verwendet. Dadurch standen essenzielle Funktionen, wie beispielsweise die Arbeitspunkt Korrektur während der Energierampe (siehe Abschnitt 5.4), im Speicherringmodus nicht zur Verfügung. Weiterhin waren die Programme und Experten (siehe Kapitel 4) zur Berechnung weder kompatibel mit der dynamischen Zykluslänge des neuen Timing-Systems noch mit der Steuerkurvenparametrisierung der neuen NAUDIS-Module, die aus stückweise linearen Funktionen bestehen. Aus diesem Grund wurden alle Funktionen zur Berechnung von Steuerkurven für die Hauptmagnete sowie für die Korrektormagnete neu entwickelt.

Als Eingangsgrößen für die Berechnung dienen

- die Orbitablagen Δx_j und Δz_j an allen BPMs j ,
- die Arbeitspunkte Q_i in beiden transversalen Ebenen $i \in \{x, z\}$,
- die Chromatizitäten ξ_i ,
- und die Energie E .

Aus diesen Größen wird die jeweilige Ansteuerkurve $A(t)$ berechnet, die dann zur Ansteuerung des zugehörigen Netzgeräts verwendet wird. Die Berechnung gliedert sich in insgesamt sechs Teilschritte, die

im Folgenden, zusammen mit der Softwareimplementierung vorgestellt werden. Abbildung 5.9 zeigt dazu begleitend anhand eines gerichteten Graphen, dessen Kanten die Berechnungsfunktionen und Knoten Zwischenergebnisse darstellen, die Teilschritte bei der Berechnung.

5.2.1 Beschleunigermodell

Der erste Schritt der Berechnung umfasst die Abbildung der Arbeitspunkte, Chromatizitäten und Orbitablagen auf die Quadrupolstärke, die Sextupolstärke und die Ablenkstärke der Korrektoren. Die Berechnung wird mithilfe eines Simulationsprogramms auf Basis eines Modells des Speicherrings durchgeführt. Als Simulationsprogramme stehen `elegant` [Bor00], `MAD-X` [CER] und `simlib` [Wen94] zur Verfügung. Da das Programm `elegant` auch für weitere Simulationsaufgaben verwendet wird (siehe zum Beispiel [Sch17; Thi18; Heu17]) und das aktuelle Modell des Beschleunigers darin abgebildet ist, findet es auch hier Anwendung.

Arbeitspunkte Nach Gleichung (2.18) kann der Arbeitspunkt aus der Betafunktion berechnet werden, die ihrerseits durch die Magnetkonfiguration bestimmt wird. Im Umkehrschluss lässt sich aber zur Berechnung der Quadrupolstärke aus den gewünschten Arbeitspunkten keine einfache analytische Gleichung aufstellen. Aus diesem Grund wird für die Bestimmung der Quadrupolstärken k_f beziehungsweise k_d für ein gewünschtes Arbeitspunktpaar $\vec{q} = (Q_x, Q_z)$ auf ein Simulationsprogramm zurückgegriffen.

Während der Energierampe müssen bei aktivierter Arbeitspunktkorrektur (siehe Abschnitt 5.4) circa 150 Quadrupolstärken pro Magnetfamilie bestimmt werden, was bei einer Simulationsdauer von durchschnittlich 2 s etwa 5 min in Anspruch nimmt. Um den Zeitaufwand zu reduzieren, wird die Simulation vorab für ausgewählte Stützstellen durchgeführt, zwischen denen dann durch ein geeignetes Verfahren interpoliert werden kann [Göt95, Abschn. 5.1.1]. In Abbildung 5.10 sind die berechneten Stützstellen (+) der beiden *Arbeitspunktkarten* für die beiden Funktionen $k_f(Q_x, Q_z)$ und $k_d(Q_x, Q_z)$ gezeigt. Zwischen den Stützstellen wurde bisher ein lineares Interpolationsverfahren, das nur bei äquidistantem Stützstellenabstand funktioniert, eingesetzt. Die Einschränkung dieses Verfahrens verhindert beispielsweise die Nutzung *gemessener* Arbeitspunktkarten. Daher wurde die Interpolation durch ein Verfahren basierend auf *radialen Basisfunktionen* ersetzt, bei denen keine äquidistanten Stützstellen erforderlich sind. Dabei wird zur Bestimmung des Funktionswerts $k(\vec{q})$ eine Linearkombination aus radialen Basisfunktionen mit Ursprung an den Stützstellen der Arbeitspunktkarte \vec{p}_i genutzt:

$$k(\vec{q}) = \sum_{i=1}^N \lambda_i \phi_i(|\vec{q} - \vec{p}_i|) \quad . \quad (5.1)$$

Die Implementierung der eingesetzten `alglib` [ALGRFB] verwendet Gaußfunktionen der Form $\phi_i(r) = \exp\left(\frac{-r^2}{(Z \cdot r_{o,i})^2}\right)$ mit dem Radius $r_{i,0}$ als Radialfunktion. In der verwendeten Variante des sogenannten *RBF-QNN*-Interpolationalgorithmus werden die Radien an den Abstand der Stützstellen \vec{p}_i zu ihren nächsten Nachbarn angepasst und mit einem einstellbaren Faktor Z zwischen 1 und 2 skaliert. Die Koeffizienten λ_i werden einmalig bei der Initialisierung des Algorithmus mit den gegebenen Stützstellen bestimmt. Als Skalierungsfaktor Z für die Radien wurde $Z = 1$ gewählt.

Der Stützstellenabstand wurde mit $\Delta Q_x = \Delta Q_z = 0,02$ aus den alten vorberechneten Tabellen übernommen. Die Stützstellen wurden für den im Speicherring verwendeten Arbeitspunktbereich $4 \leq Q \leq 5$ simuliert. In Abbildung 5.11 ist zur Verifikation des Interpolationsmodells die relative Abweichung der Quadrupolstärke zwischen Modell und Simulation gezeigt. Die Position der Stützstellen (+) ist ebenfalls eingezeichnet. Direkt an den Stützstellen beträgt die Abweichung $\frac{\Delta k}{k}$ von den Simulationsdaten

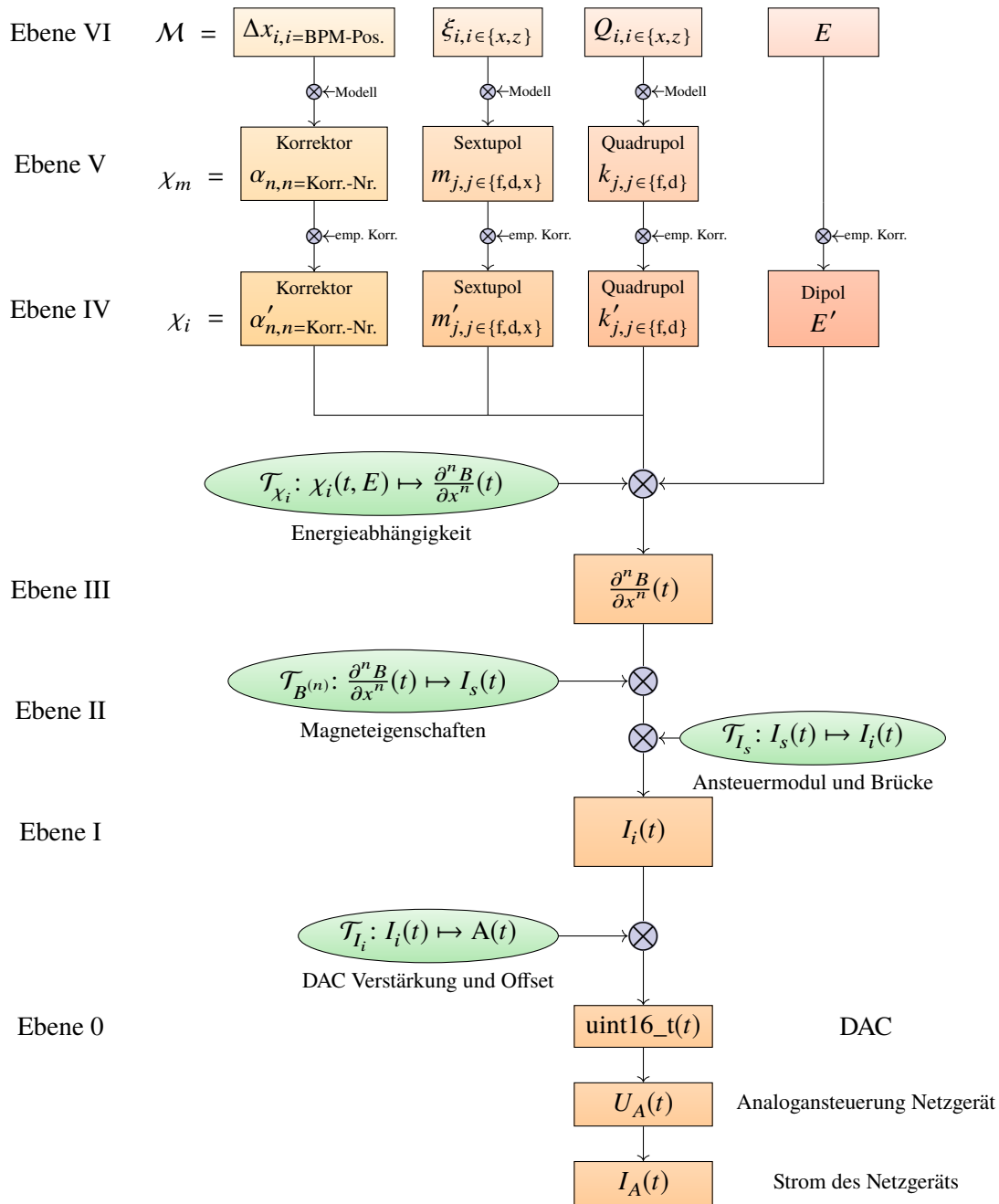
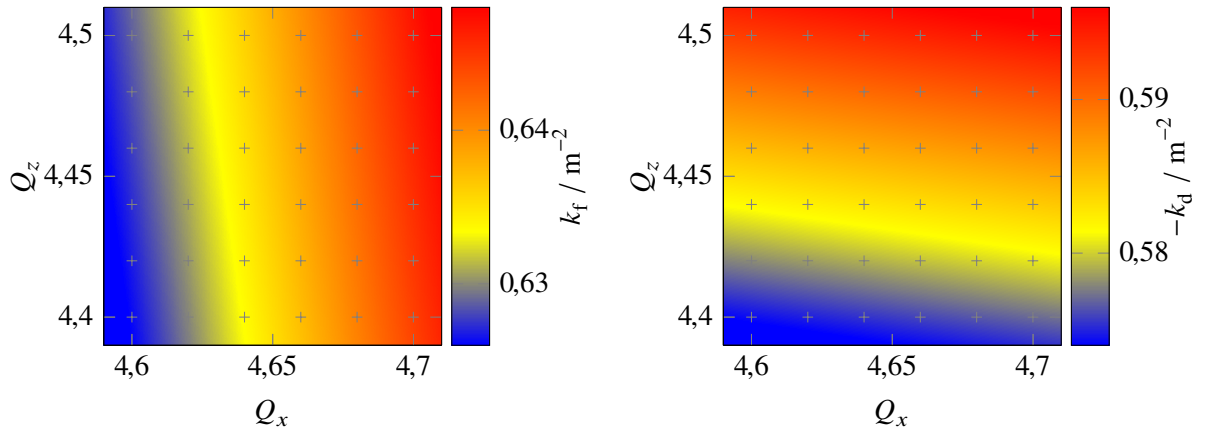


Abbildung 5.9: Schema zur Abbildung beschleunigerphysikalischer Größen (E , Q , ξ und Orbitablagen) auf analog vorgegebene Sollwerte für die Netzgeräte. Für die Berechnung der Magnetstärke der Korrektoren, Sextupole und Quadrupole (drei Zweige, oben) werden das Beschleunigermodell sowie empirische Korrekturen genutzt. Zusammen mit der Energie E' wird daraus das erforderliche Magnetfeld bzw. der erforderliche Magnetfeldgradient berechnet. Der Erregerstrom sowie der Ansteuerwert des DACs werden für alle Magnete nach dem gleichen Verfahren berechnet.



(a) Quadrupolstärke der horizontal fokussierenden Quadrupolmagnete k_f in Abhängigkeit von Q_x und Q_z . (b) Quadrupolstärke der vertikal fokussierenden Quadrupolmagnete $-k_d$ in Abhängigkeit von Q_x und Q_z .

Abbildung 5.10: Karten zur Bestimmung der Quadrupolstärke $k_{f,d}$ der jeweiligen Quadrupolmagnetfamilie basierend auf dem Sollarbeitspunkt paar Q_x und Q_z . Gezeigt ist der für ELSA typischerweise verwendete und daher relevante Arbeitspunktbereich. Die grauen Kreuze markieren die Stützstellen der RBF-Interpolation.

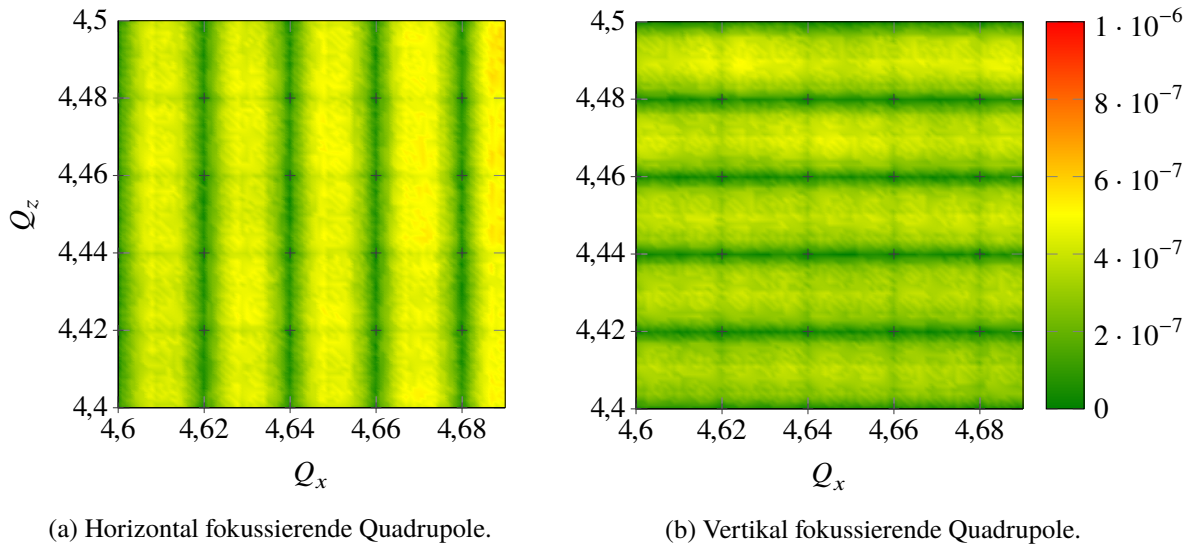
weniger als $1 \cdot 10^{-7}$. Die maximale Abweichung liegt bei circa $6 \cdot 10^{-7}$, und ist somit kleiner als die maximale Auflösung der NAUDIS-Module. Damit stellt die Interpolation keine Einschränkung bei der Genauigkeit der Ansteuerung dar.

Chromatizitäten Für die Bestimmung der Sextupolstärken aus den gewünschten Chromatizitäten kann analog wie zur Bestimmung der Quadrupolstärken vorgegangen werden. Allerdings führen starke Abweichungen des Speicherring-Simulationsmodells dazu, dass die aus dem Modell bestimmten Sextupolstärken in der Realität nicht zu den gewünschten Chromatizitäten führen. Ursächlich dafür können zusätzliche störende Sextupolfelder sein, die derzeit mit dem Modell nicht berücksichtigt werden (siehe dazu auch Abschnitt 7.2 und [Thi18]). Die Einstellung von Chromatizitäten ist daher leider noch nicht möglich. Stattdessen werden weiterhin im Kontrollsystem die Sextupolstärken m_f und m_d eingestellt. Im Berechnungsschema wird der erste Schritt übersprungen.

Orbitablagen Magnetfeldfehler und zusätzliche Störmagnetfelder führen zu einer Ablage des Elektronenstrahls bezüglich des Sollorbits. Gleichung (2.22) bietet eine Möglichkeit zur Modellierung der geschlossenen gestörten Gleichgewichtsbahn, sofern die Störungen $d_0(s)$ bekannt sind. Im Rahmen von [Thi18] wird derzeit an einer Möglichkeit der Bestimmung der Feldfehler und Integration dieser in das Modell des Speicherrings gearbeitet. Bis zur Komplettierung des Modells besteht keine Möglichkeit der exakten Berechnung der zur Kompensation der Orbitablagen notwendigen Ablenkstärke der Korrektoren. Dennoch wird derzeit auf die simulierte Orbit Response Matrix (ORM) zurückgegriffen, da sich damit bereits jetzt aus den Orbitablagen brauchbare Ablenkstärken der Korrektormagnete berechnen lassen. Bei der ORM handelt es sich um eine Matrix O , mit der, bei gegebenen Stärken $\vec{\alpha}$ der Korrektormagnete, nach

$$\Delta \vec{u} = O \vec{\alpha}$$

die resultierenden Ablagen von der Gleichgewichtsbahn u an allen BPMs bestimmt werden können. Durch Bildung der Pseudoinversen O^{-1} können im Umkehrschluss aus den Ablagen die benötigten Korrektorstärken für die Orbitkorrektur berechnet werden. Die ORM wird jeweils auf Basis der Parameter



(a) Horizontal fokussierende Quadrupole.

(b) Vertikal fokussierende Quadrupole.

Abbildung 5.11: Relative Abweichung der mit der RBF-QNN-Interpolation berechneten Quadrupolstärke von der simulierten Quadrupolstärke.

Q_i , ξ_i und E simuliert. Um Abweichungen zwischen den realen Bedingungen und der Simulation zu kompensieren werden empirische Korrekturen (siehe Abschnitt 5.2.2) verwendet. Für Abweichungen höherer Ordnung, die sich mit den empirischen Korrekturen nicht kompensieren lassen, wird zusätzlich ein iteratives Verfahren verwendet. Bei diesem wird eine berechnete Orbitkorrektur appliziert, danach werden die verbleibenden Orbitablagen mithilfe der BPMs gemessen und daraus eine additive Korrektur berechnet. Dieses Verfahren wird so oft angewendet, bis sich die Gleichgewichtsbahn ausreichend an die Sollbahn angenähert hat¹⁰. Die Softwareimplementierung dieses Algorithmus ist nicht Bestandteil des hier vorgestellten Schemas. Stattdessen wird auf eine im Rahmen von [Thi18] in Kooperation mit dieser Arbeit erstellte Programmibliothek `libclo` zurückgegriffen, die direkt die Ablenkstärken für alle Korrektoren nach dem hier vorgestellten Prinzip liefert.

5.2.2 Empirische Korrekturen

Nach der Berechnung der Magnetstärken bietet das Berechnungsschema die Möglichkeit, empirische Korrekturen einfließen zu lassen. Diese werden derzeit nur für die Dipole und die Korrektoren verwendet.

Korrektoren Zwischen den tatsächlich erhaltenen Ablenkstärken der Korrektoren und den mit der simulierten ORM errechneten Stärken treten jeweils Abweichungen auf. Diese liegen im Mittel bei 4 % für die horizontalen und bei 6 % für die vertikalen Korrektoren (Details zur Bestimmung der Abweichungen werden in [Thi18] gegeben). Der Grund dafür liegt in der, derzeit zur Berechnung der Stärken verwendeten, *simulierten* ORM. Ebenfalls können unterschiedliche Eigenschaften der verwendeten Korrektornetzgeräte, die derzeit nicht berücksichtigt werden, zu den Abweichungen beitragen (siehe Abschnitt 5.2.3). Bis das Modell des Speicherringes ausreichend an die Realität angepasst wurde, werden zur Kompensation empirische Korrekturen verwendet. Dazu wird die gewünschte Ablenkstärke α_n für jeden Korrektor mit

¹⁰ Die tolerierten Abweichungen liegen derzeit in der horizontalen Ebene bei einer mittleren quadratischen Abweichung von $\Delta x_{\text{RMS}} < 300 \mu\text{m}$ und in der vertikalen Ebene bei $\Delta z_{\text{RMS}} < 150 \mu\text{m}$. In Abbildung B.9 in Anhang B.6.1 sind die verbleibenden Orbitablagen nach der Korrektur gezeigt.

einer individuellen linearen Transformation in die Ablenkstärke α'_n überführt.

Dipole Mit dem polarisierten Elektronenstrahl steht eine etablierte Methode zur Verfügung, mit der die Energie des Elektronenstrahls im Speicherring absolut kalibriert werden kann [Sch+15]. Dabei wird ausgenutzt, dass die sogenannten Imperfektionsresonanzen, die auf den Spin der Elektronen einwirken, nur von der Energie des Elektronenstrahls und der gyromagnetischen Anomalie a des Elektrons abhängen. Der Spinarbeitspunkt ist, analog zur Definition des Arbeitspunkts in Abschnitt 2.3, definiert als Anzahl der Präzessionen des Spins um das vertikale Führungsfeld der Dipolmagnete pro Umlauf. Die Resonanzbedingung ist immer bei $Q_{\text{Spin}} = \gamma a = n$ gegeben, wobei γ den Lorentzfaktor beschreibt und n eine natürliche Zahl sein muss. Die Resonanzen treten daher alle 440 MeV auf, was bedeutet, dass während der Energierampe von 1,2 GeV auf 3,2 GeV insgesamt fünf Resonanzen gekreuzt werden. Bei ausreichender Stärke der Resonanz tritt ein Spin-Flip auf, was dazu führt, dass die gemessene Polarisation ihr Vorzeichen ändert. Dieser Spin-Flip kann genutzt werden, um die Strahlenergie sehr präzise zu kalibrieren. Dazu wird systematisch die End- beziehungsweise Extraktionsenergie des Elektronenstrahls in unmittelbarer Nähe der Resonanz eingestellt und die Polarisation des Elektronenstrahls gemessen¹¹. Da der Spin-Flip erst auftreten kann, sobald die Resonanzenergie überschritten ist, lassen sich so die eingestellte Energie und die tatsächliche Energie vergleichen und eine entsprechende Korrekturfunktion definieren. Nach diesem Prinzip wurden bereits Messungen in [Sch+15; Sch17, Abschn. 7.1.1] und [Hof01, Abschn. 6.4] durchgeführt. Der Unterschied ΔE zwischen Sollenergie und Istenergie lag dabei zwischen $0 \text{ MeV} \leq \Delta E \leq 25 \text{ MeV}$ und ist linear abhängig von der Sollenergie. Er lässt sich auf Abweichungen der berechneten und tatsächlichen Magnetfeldstärken (Ebene III nach II in Abbildung 5.9) und Ströme der Dipolmagnete zurückführen.

Die Messungen wurden unter Einsatz der auf den alten MACS-Modulen basierenden Ansteuerelektroniken durchgeführt. Da sich die Sollwertvorgabe der alten und der NAUDIS-Ansteuerung unterscheidet, ist eine erneute Energiekalibrierung notwendig, die aber im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr durchgeführt werden konnte. Die Funktionen für die Berechnung der korrigierten Energie sind bereits implementiert (für Details siehe Anhang B.3), werden aber bis zur Fertigstellung durch die Identität ersetzt (siehe Abschnitt 5.3).

5.2.3 Berechnung der energieabhängigen Feldstärken und Ströme der Magnete

Im nächsten Schritt des Berechnungsschemas werden die Größen E' sowie α' , k' und M' mit der Sollenergie E' nach Gleichung (2.1) in Magnetfelder B bzw. Magnetfeldgradienten $\frac{d^n B_z}{dx^n}$ umgerechnet¹². Aus diesen kann dann unter Berücksichtigung der jeweiligen Magneteigenschaften der Erregerstrom I berechnet werden. Für die Dipolmagnete, Quadrupolmagnete und Sextupolmagnete konnte auf bereits existierende Kalibrierungsdaten zurückgegriffen werden [Göt95, Abschn. 5.1], [Zim86; Kra86], welche auch in den alten Berechnungsfunktionen im Kontrollsystem genutzt wurden. Für die Dipolmagnete wird eine stückweise lineare Interpolation verwendet, um Sättigungseffekte der Magnete zu berücksichtigen. Bei den Quadrupolmagneten sind nur schwache Sättigungseffekte sichtbar, und es wird eine quadratische Funktion zur Interpolation verwendet. Da die Sextupolmagnete bei Erregerströmen, wie sie im regulären Betrieb vorkommen, keine Sättigung aufweisen reicht hier eine lineare Funktion zur Interpolation.

Im Rahmen von [Thi18] wurde das Korrektorsystem grundlegend überarbeitet. Dazu gehört auch der

¹¹ Dazu können die Polarimeter der externen Strahlführungen des CB/TAPS-Experiments [Kam09] und BGO-OD-Experiments [Zim16] oder das derzeit im Aufbau befindliche Compton-Polarimeter [Swi18, Kap. 6] verwendet werden.

¹² Das jeweilige Gradientenfeld in der x -Richtung ist damit bei allen verwendeten Magnettypen ebenfalls festgelegt. Für die vertikalen Korrektoren wird das Magnetfeld B_x verwendet.

Austausch der vertikalen Korrektormagnete gegen einen neu entworfenen Magneten [Bal03, Kap. 4] sowie der Einsatz der Zusatzwindungen der strahlführenden Dipolmagnete als horizontale Korrektoren. Für beide Magnettypen wurden neue Daten zur Kalibrierung der magnetischen Flussdichte in Abhängigkeit des Erregerstroms aufgenommen. An die Messdaten wurden geeignete Funktionen angepasst, die für das neue Berechnungsschema verwendet werden (entsprechende Messungen werden in den Abbildungen B.6 und B.7 in Anhang B.4 gezeigt).

Da jeder Korrektor von einem eigenen Netzgerät versorgt wird, können sich beim Austausch, beziehungsweise der Reparatur eines solchen, Abweichungen in der Kalibrierung aufgrund von Bauteiltoleranzen der Leistungselektronik ergeben. Zu deren Kompensation ist eine weitere Kalibrierfunktion für jeden Korrektormagneten im Schema vorgesehen (siehe Funktion $\mathcal{T}_s : I_s \mapsto I_i$ zwischen Ebene II und I in Abbildung 5.9). Von einer Kalibrierung aller Korrektornetzgeräte (es sind derzeit 54 in Verwendung) wurde aus zeitlichen Gründen abgesehen, zumal die erwarteten Abweichungen unter 1 % liegen. Für alle Korrektormagnete wird für diese Kalibrierung daher vorerst die Identität genutzt.

Im letzten Schritt werden aus dem Sollstrom die zugehörigen Steuerwerte für die DACs auf den NAUDIS-Boards berechnet. Dazu werden die Stromwerte entsprechend der Magnetfamilie in Tabelle 5.1 in die Steuerspannung und dann in den Digitalwert zwischen 0 bis 65 535 beziehungsweise –32 768 bis 32 767 umgerechnet.

Alle verwendeten Funktionen zur Berechnung werden in Anhang B.5 im Detail vorgestellt.

5.3 Implementierung des Berechnungsschemas

Das Berechnungsschema aus Abbildung 5.9 ist in Form eines Frameworks implementiert, bei dem die konkreten Berechnungsfunktionen erst zur Laufzeit aus XML-Definitionsdateien nachgeladen werden. Durch dieses allgemein gefasste Softwaremodell ist die Softwareimplementierung von den konkreten Vorgaben der physikalischen Berechnungen getrennt und daher flexibel einsetzbar. Es wurden Funktionen für alle in Abschnitt 5.2 gegebenen Teilschritte erstellt. Das Framework besteht aus zwei C++-Programm-bibliotheken, einer universellen Bibliothek `libnaudis` sowie einer Bibliothek `libnaudis_ELSA`, die mit allen auf die Beschleunigeranlage spezialisierten Methoden ausgestattet ist.

Die Kommunikationsschnittstelle mit den NAUDIS-Modulen über die Netzwerkverbindung ist nach dem Client-Server-Modell implementiert. Ein zentraler Prozess, `naudisd`, baut eine Verbindung zu allen Modulen auf und stellt sicher, dass diese aktiv bleibt¹³. Weitere Clients binden sich an diesen Prozess an und können so mit allen Modulen Daten austauschen. Die wichtigsten Clients stellen `naudis-status` und `naudis-switch` dar. Ersterer verarbeitet die von den NAUDIS-Modulen empfangenen Statusnachrichten und ADC-Daten, bereitet diese auf und stellt sie dem Kontrollsystem beispielsweise zur Anzeige im Menüsystem bereit. Steuerbefehle¹⁴ an die Netzgeräte werden vom Kontrollsystem an das Programm `naudis-switch` übergeben und hier über das zugehörige NAUDIS-Modul an das Netzgerät übermittelt.

Die für den Nachbeschleunigungsmodus erforderlichen Ansteuerkurven werden durch das Programm `booster` berechnet, welches durch die entsprechenden Kontrollsystemmenüs aufgerufen wird. Dieses erzeugt aus den im Kontrollsystem eingestellten Beschleunigerparametern (siehe Abbildung C.5 in Anhang C.7) Steuerkurven für alle gewünschten Magnete und sendet sie zu den NAUDIS-Modulen¹⁵. Die jeweiligen Zeitpunkte der Stützpunkte werden durch das Timing-System definiert und werden

¹³ Nach zehn Sekunden Inaktivität wird die Verbindung automatisch neu aufgebaut.

¹⁴ Dazu gehören Befehle zur Steuerung (zum Beispiel dem Einschalten des Netzgeräts), aber auch Sollwertvorgaben für die Ansteuerung mit konstanten Magnetstärken, wenn der Nachbeschleunigungsmodus nicht aktiv ist.

¹⁵ Für den Speicherringmodus wurden entsprechende Funktionen direkt in die softwaregestützte Ablaufsteuerung (siehe Abschnitt 4.1.1) integriert.

draus übernommen (siehe Abbildung 5.3 und Abbildung C.4) und auf das verwendete Triggersignal (*Rampstart* ↑ beziehungsweise *Rampstart* ↓) bezogen.

Stützstellen

Auf den NAUDIS-Modulen werden durch lineare Interpolation zwischen den Stützstellen alle 100 µs Zwischenwerte der Steuerkurve berechnet und ausgegeben. Im Fall einer nicht-linearen Berechnungsfunktion werden im Vorhinein vom Framework weitere Stützstellen hinzugefügt, so dass die Funktion durch lineare Teilstücke beschrieben wird. Die Stützstellenanzahl wird dynamisch so festgelegt, dass die maximal auftretende Abweichung ±0,5 Skt des DACs nicht überschreitet. Damit fällt der Fehler der Interpolation stets kleiner aus, als die Auflösung des DACs und fügt keinen weiteren Fehler hinzu. Mit dieser Funktion sind auch lineare Veränderungen der Magnetstärken während der linearen Energierampe, die z.B. wegen $B(k(t), E(t)) \propto k(t) \cdot E(t) \propto t^2$ zu einer Ansteuerung des Netzgeräts mit einem Polynom zweiten Grades führen, abgedeckt.

Inverses Schema

Mit den Berechnungsfunktionen (siehe Abbildung 5.9) lassen sich nur beschleunigerphysikalische Parameter m in die zugehörigen Ansteuerspannungen u umrechnen. Für eine Erfassung der Istwerte m_{ist} , basierend auf beispielsweise Messwerten u_{mess} des Stroms eines Netzgeräts, ist die Kenntnis der Umkehrfunktionen erforderlich. In dem allgemeinen Softwaremodell ist deren Definition nicht vorgesehen. Stattdessen wird das Problem auf das Finden einer Nullstelle der Funktion

$$\begin{aligned} \mathcal{T}(m_{\text{ist}}) &= u_{\text{mess}} \\ \Leftrightarrow \mathcal{T}(m_{\text{ist}}) - u_{\text{mess}} &= 0 \end{aligned}$$

zurückgeführt. Eine mögliche Implementierung eines solchen Algorithmus bietet die C++-Programmiersbibliothek `boost` mit dem *Toms748*-Algorithmus [APS95], der Nullstellen stetiger Funktionen innerhalb eines gegebenen Intervalls $[m_a, m_b]$ mit einem iterativen Verfahren mit großer Effizienz ermittelt. Da die meisten verwendeten Funktionen \mathcal{T} des Berechnungsschemas Polynome ersten Grades sind, konvergiert der Algorithmus meist bereits nach zwei Iterationsschritten und stellt somit keine Einschränkung der Performanz bei der Berechnung dar.

5.4 Inbetriebnahme und Tests der neuen Ansteuerung und Berechnungsschemata

Arbeitspunktmessung während der Energierampe

Eine geeignete Möglichkeit zum Test der neuen Berechnungsschemata bietet die Einstellung und Korrektur der transversalen Arbeitspunkte im Nachbeschleunigungsmodus. Dazu werden die Arbeitspunkte, die während der Injektions- und Rampphase konstant eingestellt sind, gemessen und mit dem Sollwert verglichen. Messungen dieser Art wurden mit der alten Ansteuerung bereits mehrfach durchgeführt (vgl. [Ebe10] und [Sch15]) und können daher zum Vergleich mit der neuen Ansteuerung herangezogen werden. Die Messung wurde mit dem Bunch-by-Bunch-Feedbacksystem durchgeführt. Dabei wird der Strahl zu kohärenten Schwingungen angeregt und gleichzeitig das Spektrum der Lageschwingung analysiert. Die Messmethode wird im Detail in Abschnitt 7.1 vorgestellt werden.

Mit dieser Messmethode können Messungen von circa 50 ms Dauer aufgezeichnet und mit einer Auflösung von 2 ms ausgewertet werden. Die Energierampe weist bei einer Rampgeschwindigkeit von 6 GeV/s von der Injektionsenergie 1,2 GeV zur Extraktionsenergie von 3,2 GeV eine Dauer von 333 ms auf (alle weiteren Beschleunigereinstellungen sind in Tabelle E.1 in Anhang E zusammengefasst). Um Messwerte auf der gesamten Energierampe trotz des beschränkten Datennahmezeitraums zu nehmen, wird die Messung in mehreren aufeinanderfolgenden Beschleunigerzyklen mit unterschiedlichen Startzeitpunkten der Datennahme wiederholt¹⁶. Die Daten der 50 ms langen Teilstücke werden dann zusammengesetzt. Zusätzlich werden die Daten mit leichter Überlappung aufgezeichnet.

In Abbildung 5.12 ist eine Messung des Unterschieds des horizontalen Arbeitspunkts Q_x (×) sowie des vertikalen Arbeitspunkts Q_z (×) vom Sollwert (Q_x^S (—) bzw. Q_z^S (—)) in hellgrün beziehungsweise hellrot gezeigt (die jeweils zweite Messung in dunkelgrün und dunkelrot wurde nach Applikation einer Arbeitspunkt Korrektur gemessen, worauf im Anschluss Bezug genommen wird). Während der Injektionsdämpfungsphase ist der Arbeitspunkt in beiden Ebenen konstant, weist aber eine deutliche Verschiebung um etwa $-0,01$ vom jeweiligen Sollarbeitspunkt auf. Kurz nach dem Beginn der Rampphase springt der horizontale Arbeitspunkt um einen großen Betrag und weist eine Verschiebung von etwa $-0,03$ auf. Diese verringert sich während der Energierampe wieder auf etwa $-0,01$. Das gleiche gilt für den vertikalen Arbeitspunkt, wobei hier der Sprung auf eine Verschiebung von $0,04$ mit dem umgekehrten Vorzeichen als auch mit größerer Amplitude sichtbar ist. Während der Extraktionspräparationsphase folgt der Arbeitspunkt in beiden Ebenen der Vorgabe. Durch Aktivieren der Luftquadrupolmagnete wird der horizontale Arbeitspunkt beim Beginn der Extraktionsphase hin zu größeren Werten um etwa $\Delta Q_x = 0,004$ verschoben und damit näher an die $4 \frac{2}{3}$ -Resonanz herangebracht.

Die gezeigten Daten wurden bei Ansteuerung aller Hauptmagnete und Korrektormagnete mit den neuen NAUDIS-Modulen gewonnen. Die Ergebnisse stimmen mit denen aus [Sch15, Abschn. 7.4] und [Ebe10, Abschn. 8.2, u. 10.2] für vergleichbare Messungen überein. Damit wurde gezeigt, dass die neue Ansteuerung ihren Vorgaben entspricht und einsatzbereit für den regulären Strahlbetrieb ist.

Arbeitspunkt Korrektur

Die Verschiebung des Arbeitspunkts während der Rampphase in beiden Ebenen stellt ein erhebliches Problem für den stabilen Beschleunigerbetrieb dar. Insbesondere kann, wie in Kapitel 8 vorgestellt werden wird, die Kreuzung von optischen Resonanzen zum Strahlverlust während der Energierampe führen, und so auch zur Minderung der Strahlqualität an den Experimenten. Als mögliche Ursachen für die großen Arbeitspunktverschiebungen lassen sich sowohl dynamische als auch statische Effekte feststellen:

- Die bereits in Abschnitt 5.1 erwähnten unterschiedlichen Reaktionszeiten der Netzgeräte können ursächlich für konstante Verschiebungen während der gesamten Energierampe sein. Der in Abbildung 5.12 direkt nach dem Beginn der Rampphase sichtbare Abfall des horizontalen, und Anstieg des vertikalen Arbeitspunkts, deutet auf eine Erhöhung der D-Quadrupolstärke k_d beziehungsweise Senkung der F-Quadrupolstärke k_f hin. Der Effekt kann durch ein verzögertes Einsetzen der Stromrampe der F- beziehungsweise eine zu frühe Stromrampe der D-Quadrupole verursacht werden.
- Durch die während der Energierampe veränderten Magnetfelder der Dipolmagnete werden Wirbelströme innerhalb der strahlführenden Vakuumkammer induziert, die ihrerseits Multipolfelder erzeugen, die sowohl Einfluss auf die Strahlage als auch auf den Arbeitspunkt haben können.

¹⁶ Die Datennahme ist dazu an den Diagnosetrigger, der sich zu beliebigen Zeitpunkten während des Zyklus im Nachbeschleunigungsmodus erzeugen lässt, gekoppelt.

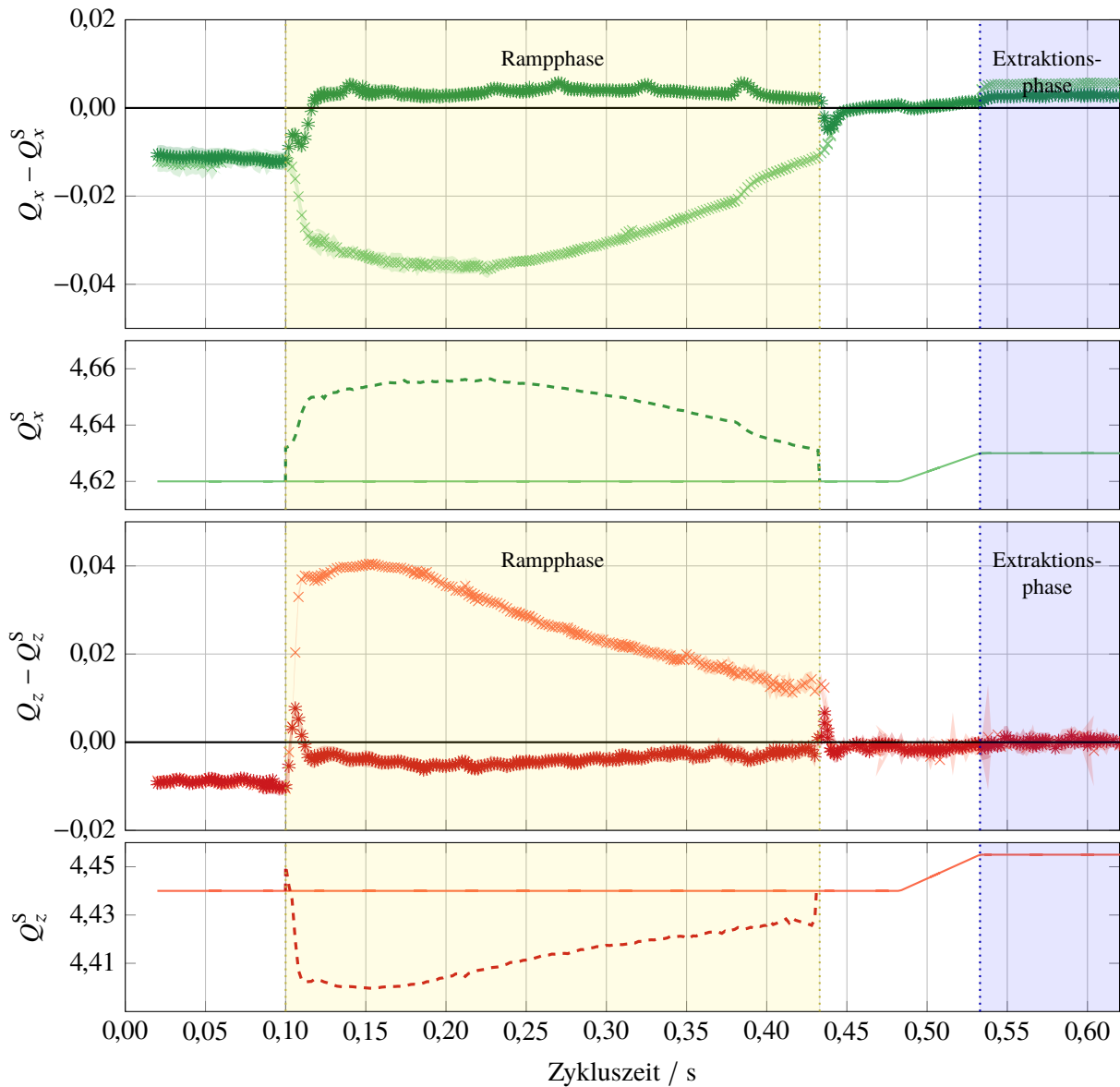


Abbildung 5.12: Messung der Abweichung des horizontalen und vertikalen Arbeitspunkts mit einer zeitlichen Auflösung von 2 ms auf der Energierampe mit einer Rampgeschwindigkeit von 6 GeV/s von der Injektionsenergie 1,2 GeV zur Extraktionsenergie von 3,2 GeV. In hellgrün (\times) ist eine Datenaufnahme in der horizontalen Ebene ohne zusätzliche Korrektur gezeigt. In der darunterliegenden Grafik ist der eingestellte Sollwert (—) gezeigt. Auf dieser Basis wurde eine Arbeitspunktkorrektur für die Rampphase berechnet und appliziert. Der berechnete neue Sollwert (- - -) ist ebenfalls gezeigt. Eine entsprechende Datenaufnahme mit Korrektur ist in dunkelgrün ($*$) dargestellt. Analog ist in hellrot (\times) der vertikale Arbeitspunkt ohne Korrektur und in dunkelrot ($*$) mit Korrektur gezeigt. In der Grafik darunter sind die Sollwerte ohne Korrektur (—) und mit Korrektur (- - -) gezeigt. Das, die Datenpunkte umschließende, Band (sehr schmal und daher kaum sichtbar) gibt dabei jeweils die Breite des angepassten Gaussprofils an.

- Eine Änderung der Strahlage innerhalb der Sextupolmagnete während der Energierampe führt zu zusätzlichen Quadrupolfeldern und damit zu Verschiebungen des Arbeitspunkts (siehe Abschnitt 7.2, sowie Anhang B.6.1 und Abbildung B.9 für eine Messung der Strahlage während der Energierampe).
- Abweichungen in der Magnetfeldkalibrierung der Dipol- oder Quadrupolmagnete (siehe nächster Abschnitt).

Arbeitspunktkorrektur durch verzögerte Ansteuerkurven Zur Kompensation der Arbeitspunktverschiebung wurden bereits zwei verschiedene Korrekturverfahren eingesetzt. Das erste zielt auf die unterschiedlichen Startzeitpunkte der Magnete ab (vgl. [Sch15, Abschn. 7.4]), und ermöglicht die softwareseitige Vorgabe von Verzögerungen für die Quadrupolmagnete. Dazu werden bei einer positiven Verschiebung τ_i alle Stützstellen der Ansteuerkurven der Familie i um τ_i nach hinten geschoben – entsprechend werden bei einer negativen Verschiebung die Steuerkurven aller *anderen* Magnete nach hinten geschoben. Die entsprechenden Funktionen stehen sowohl in der vorherigen als auch der neuen Implementierung (siehe Abschnitt 5.2) der Berechnungsschemata zur Verfügung¹⁷. Die Einsatzfähigkeit dieses Korrekturschemas ist im praktischen Betrieb limitiert. Die Verzögerung eines der Magnete bewirkt eine Verschiebung *beider* transversaler Arbeitspunkte, da die Bewegungsgleichung der Elektronen (siehe Gleichungen (2.2) und (2.3)) und damit die Arbeitspunkte in beiden Ebenen sowohl von k_f als auch k_d abhängen. Brauchbare Werte für τ_k und τ_d lassen sich so nur empirisch durch ein iteratives Verfahren finden, was zusammen mit der aufwändigen zeitaufgelösten Arbeitspunktmessung während der Rampe sehr viel Zeit in Anspruch nimmt. Weiterhin ist mit diesem Verfahren keine zeitaufgelöste Korrektur während der Energierampe möglich. Das im Folgenden vorgestellte zweite Korrekturverfahren greift hier an und liefert hinreichend gute Resultate. Im Anhang B.6 wird aus Gründen der Vollständigkeit eine zu Abbildung 5.12 vergleichbare Arbeitspunktmessung mit optimierten Verzögerungen der Quadrupolmagnete gezeigt.

Arbeitspunktkorrektur durch Sollwertvorgabe Bei dem zweiten Korrekturverfahren, das ebenfalls bereits im regulären Strahlbetrieb eingesetzt wurde, werden die gemessenen Unterschiede zwischen Soll- und Istarbeitspunkt als Berechnungsgrundlage für eine angepasste Steuerkurve des Sollwerts des Arbeitspunkts verwendet (vgl. [Sch15, Abschn. 7.4] und [Ebe10, Abschn. 8.2]). Die errechneten und um die Korrektur verschobenen Sollarbeitspunkte (---, - - -) sind in Abbildung 5.12 ebenfalls eingezeichnet. Mit der applizierten Korrektur wurde die Messung aus dem vorhergehenden Abschnitt wiederholt. Die zugehörigen gemessenen Arbeitspunkte (in dunkelgrün (*) und dunkelrot (*)) sind ebenfalls in der Abbildung gezeigt. Während der gesamten Rampe wird mit der Korrektur die Arbeitspunktabweichung vom Sollwert auf unter 0,01 in beiden Ebenen korrigiert. Sowohl in der Horizontalen als auch in der Vertikalen sind zu Beginn und zum Ende der Rampphase deutliche Sprünge sichtbar, die auf einen asynchronen Start der Magnetfeldrampe einer oder mehrerer der Magnetfamilien hinweist. Im regulären Beschleunigerbetrieb sind die Abweichungen aber ausreichend klein, um keinen Strahlverlust durch Resonanzkreuzungen zu erzeugen.

Auch im Betrieb mit polarisierten Elektronen sind bei Abweichungen des Arbeitspunkts in dieser Größenordnung während der Energierampe, insbesondere bei der Korrektur intrinsischer depolarisierender Resonanzen, keine Einschränkungen zu erwarten (siehe dazu z.B. [Sch17, Abschn. 5.2]).

¹⁷ Durch den Einsatz des neuen Timing-Systems kann diese Verzögerung auch durch unterschiedliche Starttrigger der einzelnen Magnete realisiert werden.

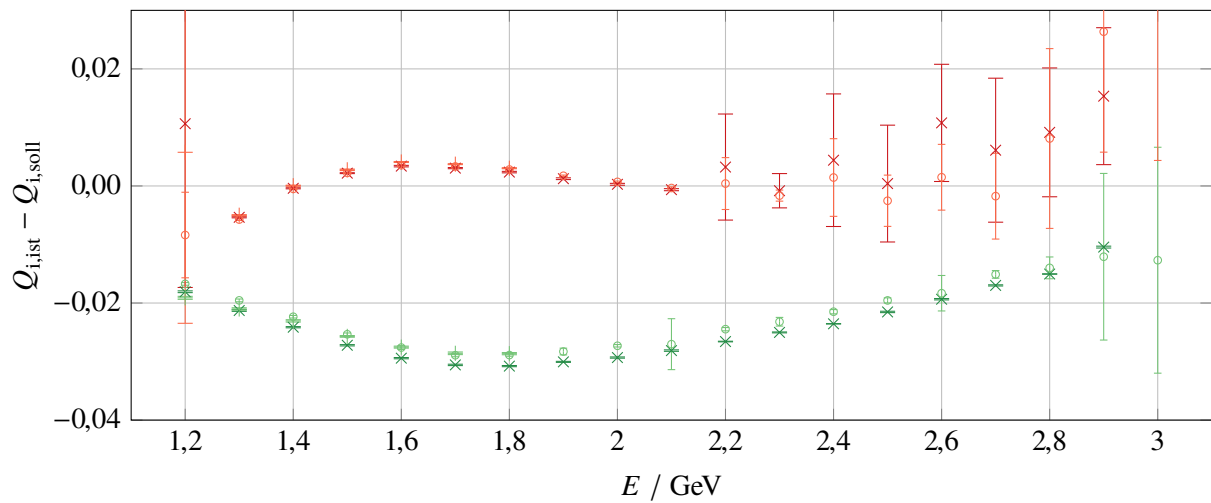


Abbildung 5.13: Messung der Abweichung des horizontalen (x,+,o) und vertikalen Arbeitspunkts (x,+,o) bei verschiedenen Energien im Speicherringmodus.

Statische Arbeitspunktmessung bei verschiedenen Energien

Während der Energierampe im Nachbeschleunigungsmodus tragen sowohl dynamische wie auch statische Effekte zur Arbeitspunktverschiebung bei (siehe vorheriger Abschnitt). Die statischen Effekte lassen sich durch eine Wiederholung der Messung bei konstanten Energien im Speicherringmodus separat betrachten, da hier die überwiegenden dynamischen Effekte nicht auftreten können. Dazu wird der Elektronenstrahl bei 1,2 GeV in den Speicherring injiziert. Danach kann die Strahlenergie langsam (in Schritten von 1 MeV) durch Inkrementieren der Sollenergie erhöht werden, wobei das Kontrollsystem automatisch die Sollwerte aller Magnetfelder und die Ansteuerung der Hochfrequenzresonatoren an die neue Strahlenergie anpasst. Alle 100 MeV wurde eine Messung der Arbeitspunkte mit dem selben Verfahren und den Einstellungen des Bunch-by-Bunch-Feedbacksystems wie im letzten Abschnitt durchgeführt. Durch eine Orbitkorrektur bei jeder Messenergie konnte weiterhin sichergestellt werden, dass keine Ablagen von der Gleichgewichtsbahn aufgetreten sind.

Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.13 gezeigt. Die Messung wurde für die beiden Ebenen jeweils dreimal wiederholt (Messwerte (x,+,o) und (x,+,o)). Die dargestellten Messwerte sind jeweils Mittelwerte aus 27 Einzelmessungen mit der jeweiligen Standardabweichung als Fehler. Bei hohen Strahlenergien (ab 2,8 GeV in der horizontalen Ebene und ab 2,2 GeV in der vertikalen Ebene) war keine Anregung des Elektronenstrahls durch das Bunch-by-Bunch-Feedbacksystem mehr sichtbar, weshalb die Messwerte hier stark streuen und einen großen Fehler aufweisen. In beiden Ebenen lässt sich bei der Injektionsenergie von 1,2 GeV der bereits bekannte Unterschied zwischen Soll- und Istarbeitspunkt nachvollziehen. Bei höheren Energien verschiebt sich der horizontale Arbeitspunkt hin zu größeren negativen Abweichungen, der vertikale hingegen zu größeren positiven Abweichungen. Dasselbe Verhalten ließ sich bereits in Abbildung 5.12 während der Energierampe im Nachbeschleunigungsmodus beobachten. Da bei der Messung hier keine dynamischen Effekte auftreten, lässt sich die Abweichung eindeutig auf einen Fehler in der Kalibrierung der Zuordnung von Erregerströmen zu Magnetfeldern ausmachen. Allerdings ist weiterhin unklar, bei welcher der Magnetfamilien (Dipole oder Quadrupole) der Kalibrierfehler vorliegt. Eine Möglichkeit zur weiteren Untersuchung bietet beispielsweise die Energiekalibrierung, wodurch an ausgewählten Stützpunkten die absolute Strahlenergie bestimmt werden kann (siehe Abschnitt 5.2.2) und

damit die Kalibrierung der Dipolfeldstärke geprüft werden kann.

5.5 Resümee

Die in diesem Kapitel vorgestellten NAUDIS-Module wurden in Kooperation mit Thomas Perlitius entwickelt, in dieser Arbeit charakterisiert und anschließend in Betrieb genommen. Die vollständige Integration in das Kontrollsystem der Beschleunigeranlage konnte durch Entwicklung von Softwarekomponenten zur Berechnung von Steuerkurven und einer Schnittstelle zu den Modulen durchgeführt werden. Dabei wurden ebenfalls neue Algorithmen zur Korrektur der geschlossenen Gleichgewichtsbahn integriert [Thi18]. Die Funktionsfähigkeit der Module wurde zum einem unter Laborbedingungen, zum anderen im regulären Strahlbetrieb getestet. Am Beispiel der Arbeitspunktmessung während der Energierampe konnte die Leistungsfähigkeit und Integration des Systems verifiziert werden. Mit der auf 16 bit vergrößerten Auflösung ist eine um den Faktor vier verbesserte Genauigkeit bei der Einstellung der Energie und der Arbeitspunkte erreicht worden.

Mit den NAUDIS-Modulen wurde der Grundstein für eine Vielzahl an innovativen Neuerungen gelegt. Beispielsweise können die mit dem neuen Timing-System (siehe Kapitel 6) verfügbare dynamische Dauer der Injektions- und Extraktionsphase nur mit der neuen Ansteuerung realisiert werden. Weiterhin können durch die zwei zur Verfügung stehenden Speicherplätze für Steuerkurvendefinitionen bereits neue Steuerkurven in die Module programmiert werden, ohne die Ausführung der bestehenden zu stören. Damit ist die Applikation neuer Korrekturen (zum Beispiel der Arbeitspunkte oder der geschlossenen Gleichgewichtsbahn) auf der Energierampe ohne Unterbrechung des Strahlbetriebs möglich.

Das Timing-System

Das Timing-System stellt eine Kernkomponente der Beschleunigeranlage ELSA dar. Es koordiniert sowohl die zeitlichen Abläufe bei der Elektronenbeschleunigung innerhalb der jeweiligen Beschleunigerstufe als auch das Zusammenspiel der Stufen untereinander. Nur so kann der Transfer des Elektronenstrahls von einer zur nächsten Beschleunigerstufe gewährleistet werden. Dabei trifft das *schnelle* Timing-System der LINACs und des Booster-Synchrotrons, bei denen Elemente mit einer Repetitionsrate von 50 Hz und zeitlicher Präzision im Nanosekundenbereich angesteuert werden, auf das vergleichsweise *langsame* Timing-System des Speicherrings, mit dem die Zeitablaufsteuerung des Nachbeschleunigungsmodus realisiert ist. Beide Systeme kooperieren insbesondere während der Injektionsphase miteinander, so dass mehrere Züge von Elektronenpaketen aus dem Booster-Synchrotron, wiederum auf Nanosekunden genau, in den Speicherring injiziert werden können.

Das vorherige Timing-System (vgl. [Göt95, Kap. 4] und [Pic95, Kap. 4]) war den neuen Anforderungen an eine flexible Zyklusdauer, insbesondere einer variablen Dauer der Injektionsphase, nicht gewachsen, weswegen es durch ein neues Timing-System ersetzt werden musste. Mit diesem können, zusammen mit den neuen, in Kapitel 5 vorgestellten, NAUDIS-Modulen, sowohl das makroskopische Tastverhältnis erhöht, als auch eine höhere Stabilität der Strahlqualität des extrahierten Strahls für die Experimentierplätze garantiert werden.

In diesem Kapitel werden, basierend auf den Funktionen des vorherigen Timing-Systems, die Basisanforderungen an das neu entwickelte Timing-System erläutert und die Verbesserungen dargestellt. Anschließend wird das, auf einem FPGA basierende, System vorgestellt und dessen Funktionsfähigkeit durch Messungen der Füllstruktur im Speicherring verifiziert.

6.1 Das Timing-System für das Booster-Synchrotron

Das Timing-System des Booster-Synchrotrons muss Trigger für die jeweilige im Betrieb befindliche Elektronenquelle, die Injektions- und Extraktionselemente, den LINAC2 und die Synchrotron-HF bereitstellen. Die Repetitionsrate der Signale liegt bei circa 50 Hz und ist der netzsynchronen Operation des Booster-Synchrotrons geschuldet. Die exakte Rate hängt dabei direkt von der Netzfrequenz, welche vom Energieversorger vorgegeben wird, ab. Im normalen Betrieb sind Abweichungen bis zu 180 mHz vom Sollwert 50 Hz möglich [UCT09]. Als Zeitbasis für die Ansteuerung der Elemente kann daher kein Signal mit einer festen Frequenz verwendet werden. Stattdessen dient ein Signal, das beim Nulldurchgang des Magnetfelds im Booster-Synchrotron erzeugt wird, als Referenz.

Zur Messung des Magnetfelds werden Peaking-Strips verwendet [Alt+68, Kap. 4.4], welche das Magnetfeld in einigen der 12 Dipolmagnete des Booster-Synchrotrons messen. Ein Peaking-Strip besteht

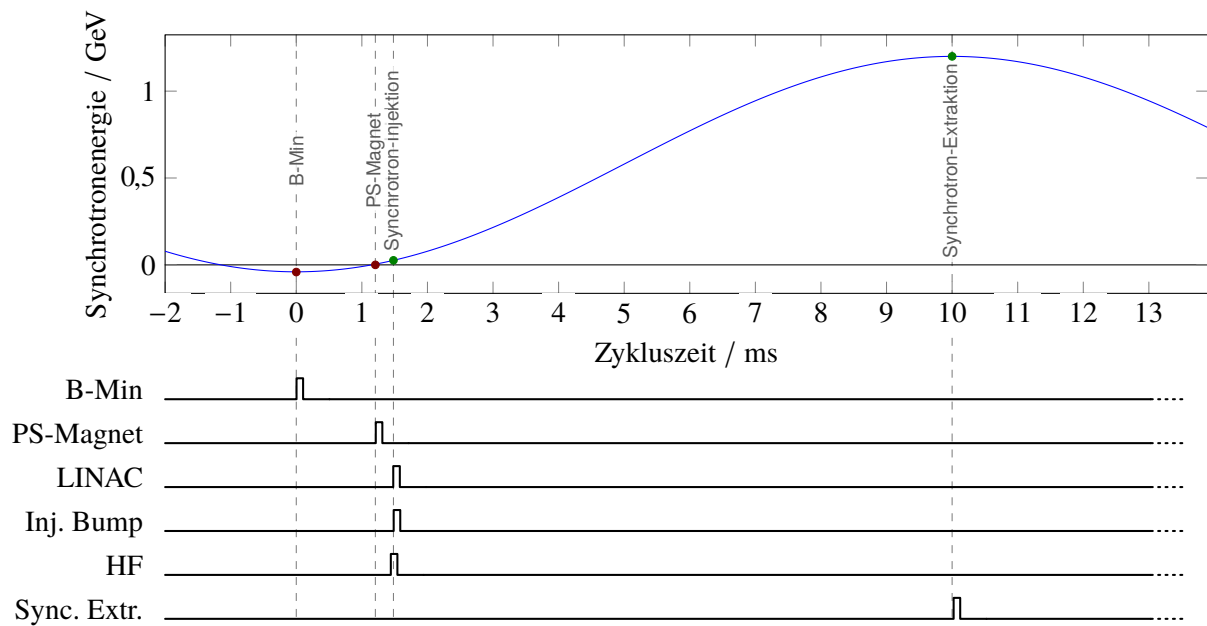


Abbildung 6.1: Ablaufsteuerung der Beschleunigung im Booster-Synchrotron. Im Diagramm ist die zeitliche Entwicklung der Teilchenenergie im Synchrotron gezeigt. Die beiden Trigger *B-Min* und *PS-Magnet* werden durch Peaking-Strips beim Feld-Minimum (*B-Min*) beziehungsweise Nulldurchgang des Magnetfelds (*PS-Magnet*) erzeugt (rote Punkte (●)). Daraus werden die Trigger für die Synchrotron-Injektion (*LINAC*, *Inj.-Bump* sowie *HF*, bezogen auf *PS-Magnet*) und Synchrotron-Extraktion (*Sync.Extr.*, bezogen auf *B-Min*) abgeleitet (grüne Punkte (●)).

aus einem hochpermeablen Material, das von einer zylindrischen Spule umschlossen ist. Beim Vorzeichenwechsel des erregenden Feldes folgt das Magnetfeld im Peaking-Strip einer steilen Hysteresekurve und induziert in der Spule eine Spannung [Kel51]. Die induzierte Spannung wird in einer nachfolgenden Elektronik aufbereitet und in ein Triggersignal umgewandelt.

Für das vorherige Timing-System wurden zwei Peaking-Strip-Signale verwendet, die in Abbildung 6.1 zusammen mit dem Beschleunigungszyklus im Booster-Synchrotron dargestellt sind. Als Zeitbasis für die Injektionselemente des Booster-Synchrotrons diente das *PS-Magnet* genannte Signal. Dieses wird beim Nulldurchgang des Magnetfelds im Booster-Synchrotron erzeugt. Daraus wurden folgende Signale, jeweils mit einstellbarer Verzögerung, abgeleitet:

- *LINAC2*: Zeitpunkt, zu dem sowohl die Elektronenquelle als auch LINAC2 getriggert werden.¹
- *HF*: Die Synchrotron-HF ist während der Injektion des Elektronenstrahls in das Booster-Synchrotron noch ausgeschaltet. Dieser Trigger wird im Synchrotron-HF-Programmgenerator als Startsignal des HF-Programms verwendet (vgl. [Thi11, Kap. 4]).
- *Injektionsbump*: Zu diesem Zeitpunkt wird eine Beule in der Sollbahn des Synchrotrons mithilfe von zwei sogenannten *Bumper-Magneten* erzeugt. Diese Beule führt den bereits umlaufenden Elektronenstrahl sehr nahe an der Injektionsseptumsschneide vorbei, so dass die injizierten Elektronen innerhalb der Akzeptanzellipse des Booster-Synchrotrons liegen [Wil96, Kap. 4.6].

¹ Aus dem Trigger werden durch weitere, individuelle Verzögerungen Trigger für die Elektronenquelle, das Treiberklystron und den Modulator generiert. Ein weiterer Trigger steht für Diagnosezwecke bereit.

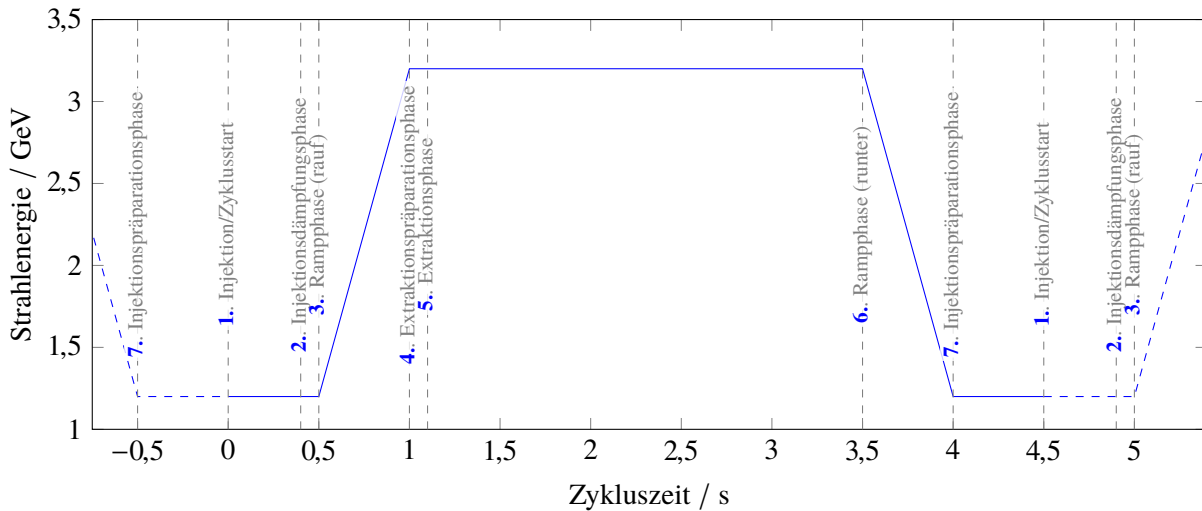


Abbildung 6.2: Darstellung der einzelnen Phasen des Zyklus im Nachbeschleunigungsmodus mit dem alten Timing-System. Der Beginn der jeweiligen Phase ist gekennzeichnet.

Der Zeitpunkt des zweiten, *B-Min* genannt, kennzeichnet das Minimum des Magnetfelds im Booster-Synchrotron. Ursprünglich wurde hieraus mit einer im Kontrollsystem einstellbaren Verzögerung von ca. 10 ms ein Signal für die Extraktionselemente des Booster-Synchrotrons und die Injektionselemente des Speicherrings erzeugt [Pic95, Kap. 4.1]. Da dieses Signal starke zeitliche Schwankungen aufweist, wurden der Extraktions- und Injektionstrigger, unabhängig vom neuen Timing-System, zu Beginn dieser Arbeit auf das *PS-Magnet*-Signal bezogen, und die Verzögerung entsprechend angepasst.

6.2 Das Timing-System für den Nachbeschleunigungsmodus

Mit Einführung des Nachbeschleunigungsmodus im Jahr 1994 [Hi106] war es erstmals möglich, Experimenten einen Elektronenstrahl mit einer Energie größer als 1,6 GeV (der damaligen maximalen Transferenergie des Booster-Synchrotrons) zur Verfügung zu stellen. Dies konnte durch eine Nachbeschleunigung der im Speicherring gespeicherten Elektronen erreicht werden. Der bis dahin eingesetzte *Strechermodus* ist für diesen Zweck nicht geeignet, da bei einer Zyklusdauer von 20 ms keine Nachbeschleunigung möglich ist.

Für den Nachbeschleunigungsmodus war die Definition eines Maschinenzklus notwendig, der mehrere unterschiedliche Betriebsphasen ermöglicht [Pic95; Göt95]. Eine Darstellung des Zyklus ist in Abbildung 6.2 gegeben.

6.2.1 Zyklusdefinition des Nachbeschleunigungsmodus

- 1. Injektionsphase/Zyklusstart:** Elektronen werden im Booster-Synchrotron vorbeschleunigt, extrahiert und in den Speicherring injiziert. Bei der Einstellung des Maschinenzklus wird die Maximalanzahl² der Injektionsschüsse vorgegeben. Weiterhin wird ein maximal zu speichernder Strom (auch *Abschaltsschwelle* genannt) eingestellt. Nach Überschreitung dieser Schwelle erfolgen keine weiteren Injektionsschüsse mehr.

² Sie liegt typischerweise bei einem Vielfachen von 7 und ist dem Längenverhältnis von ca. 3 : 7 von Booster-Synchrotron und Speicherring geschuldet.

- 2. Injektionsdämpfungsphase:** Im Anschluss an die Injektion erfolgt ein Zeitraum, in dem transversale und longitudinale Strahlschwingungen vor Beginn der Nachbeschleunigung abklingen können³. Die transversale Dämpfungszeit bei der typischen Injektionsenergie von $E_{inj} = 1,2$ GeV liegt bei ca. 90 bis 100 ms (siehe Gleichungen (2.8), (2.9) und (2.14)), entsprechend ist die Dauer der Dämpfungsphase typischerweise auf 100 ms festgelegt.
- 3. Nachbeschleunigungsphase:** In dieser Phase werden zeitgleich die Erregerströme in allen Hauptmagneten sowie den Magneten zur Korrektur der Gleichgewichtsbahn erhöht, um eine lineare Erhöhung der Strahlenergie zu erreichen. Die maximale Rate ist auf 7 GeV/s beschränkt, welche durch das Dipolmagnetnetzgerät vorgegeben ist (vgl. Abschnitt 5.1.1). Da bei einer höheren Elektronenenergie ebenfalls die Synchrotronstrahlungsverluste stark zunehmen (siehe Abschnitt 2.2.1), wird ebenfalls zeitgleich eine Erhöhung der Beschleunigungsspannung in den Hochfrequenzresonatoren ausgelöst. Dabei wird die Synchrotronfrequenz konstant gehalten und die Beschleunigungsphase entsprechend angepasst.
- 4. Extraktionspräparationsphase:** Um Strahlverluste bei der Injektion zu vermeiden, werden während der Injektionsphase leicht unterschiedliche Arbeitspunkte als während der Extraktionsphase verwendet. Insbesondere wird der horizontale Arbeitspunkt Q_x erst für die Extraktion in die direkte Nähe der drittelzahligen Resonanz $Q_x = 4\frac{2}{3}$ gebracht. Weiterhin kann über die *Orbitkorrektur* (siehe [Thi18]) ein, für die Extraktion abweichender, Sollorbit eingestellt werden.
- 5. Extraktionsphase:** Durch Aktivieren zusätzlicher Sextupolmagnetfelder wird die drittelzahlige Resonanz angeregt. Zusätzliche Luftquadrupole verschieben dabei den horizontalen Arbeitspunkt, um einen konstanten extrahierten Strom an den Experimentierplätzen zu gewährleisten.
- 6. Zurückfahren auf Injektionsenergie:** Um Elektronen die nach Beendigung der Extraktionsphase noch im Speicherring gespeichert sind nicht zu verlieren, werden alle Komponenten analog zur Nachbeschleunigungsphase wieder auf die Injektionsparameter zurückgesetzt. Dabei wird auf eine Präparationsphase verzichtet und die Injektionsarbeitspunkte werden mit Beginn der Energierampe gesetzt. Dennoch ist eine Synchronisierung aller Magnetnetzgeräte und des ELSA-HF-Systems notwendig. Andernfalls könnte ein Teil der noch gespeicherten Elektronen beispielsweise in den Extraktionskanal gelangen und dort Schäden an empfindlichen Detektorkomponenten verursachen (siehe zum Beispiel Abschnitt 3.2.1).
- 7. Injektionspräparationsphase:** Nachdem die Sollenergie, vorgegeben durch die ELSA-Hauptmagnete wieder auf die Injektionsenergie heruntergefahren wurde, findet eine Präparationsphase für die nächste Injektionsphase statt. Diese wurde für die alte Ansteuerung der Magnetnetzgeräte eingeführt (siehe Abschnitt 5.1).

Die sieben Betriebsphasen sind dabei unabhängig voneinander und überlappen sich nicht. Zu Beginn jeder Phase wird ein Signal als Zeitbasis erzeugt, welches für die jeweilige beteiligte Komponente als Trigger dient.

³ Die Elektronen werden mit einer horizontalen Ablage bezüglich der Sollbahn injiziert (vgl. [Wil96, Abschn. 4.6]), was zu einer Schwingung der Elektronen um die Sollbahn führt. In der longitudinalen Ebene kann eine Phasenverschiebung durch unterschiedliche Phasen der beschleunigenden Hochfrequenz im Booster-Synchrotron und Speicherring ebenfalls zu einer Schwingung führen.

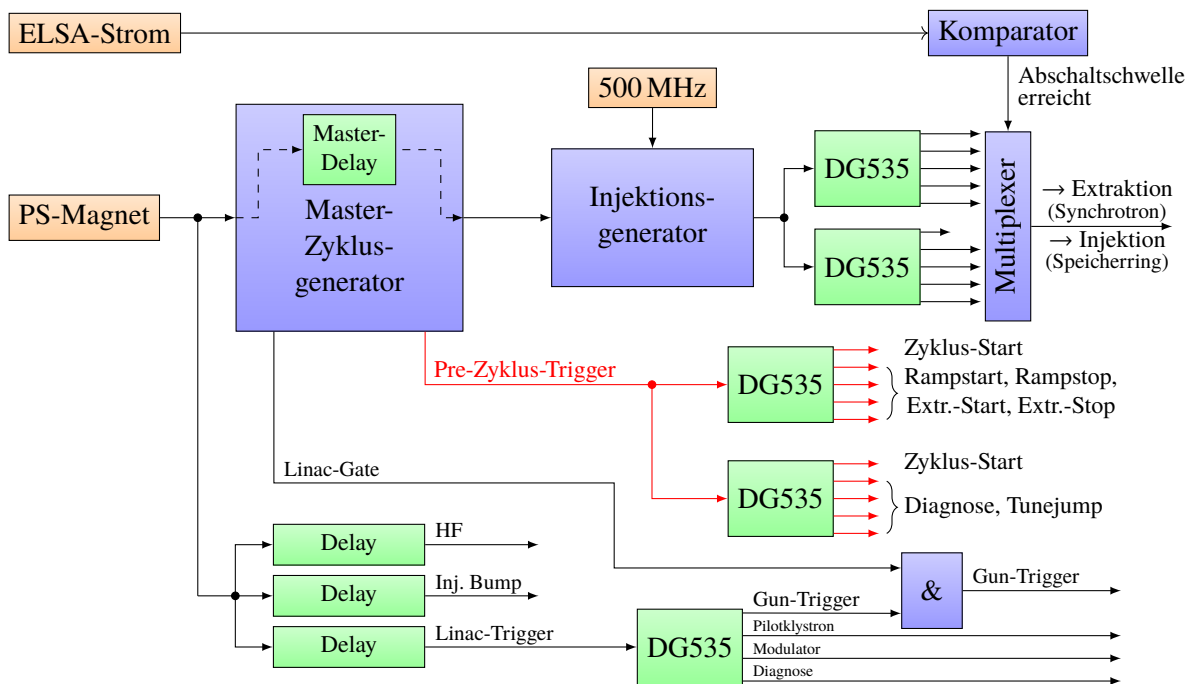


Abbildung 6.3: Schema des Aufbaus sowie Signallaufplan des alten Timing-Systems. Triggersignale mit denen der Maschinenzyklus gesteuert wird, sind in rot dargestellt (→). Die Triggersignale des Booster-Synchrotron-Timings sind in schwarz (→) dargestellt..

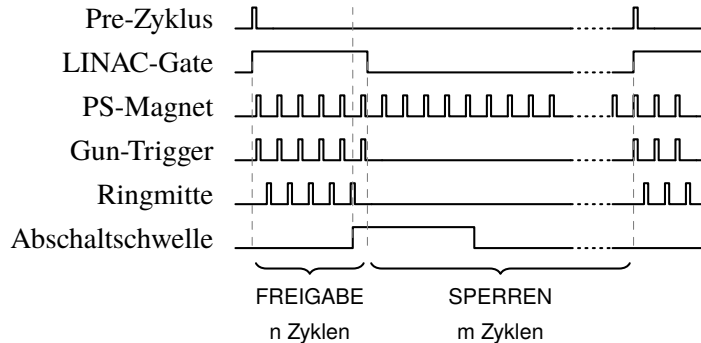


Abbildung 6.4: Signallaufplan des alten Timing-Systems.

6.2.2 Realisierung des bisherigen Timing-Systems

Das Timing-System zur Vorgabe des Maschinenzyklus bestand aus einem sogenannten Master-Zyklusgenerator sowie einer Kette von Impulsgeneratoren mit variabel einstellbaren Verzögerungen (im Folgenden *Delay-Generatoren* genannt). In Abbildung 6.3 ist ein entsprechendes Schema und in Abbildung 6.4 ein Signallaufplan dargestellt. Der Zyklusgenerator hatte dabei drei Aufgaben: Er erzeugte einen Vor-Trigger zu Beginn des Maschinenzyklus, mit dem die Delay-Generatoren getriggert wurden. Weiterhin wurde ein Tor-Signal während der Injektionsphase generiert, welches Elektronenproduktion sowie Synchrotronextraktion erlaubte. Zuletzt wurde der Zyklus, nach Ablauf der Zyklusdauer, neu begonnen.

Die beiden Delay-Generatoren⁴ wurden synchronisiert betrieben⁵ und durch den gemeinsamen Zyklus-Vor-Trigger gestartet (siehe Abbildung 6.3, Mitte). Die insgesamt zur Verfügung stehenden neun Ausgangskanäle wurden zum einen für die Signalisierung des Beginns der folgenden Betriebsphasen verwendet: Zyklusstart, Rampstart, Rampstop, Extraktionsstart sowie Extraktionsstop. Zum anderem wurden die vier verbleibenden Trigger-Signale für Diagnosezwecke (Diagnosetrigger genannt) sowie zum Ansteuern der Tunejump-Magnete [Hof98] genutzt.

Mit dem sogenannten Injektionsgenerator wurden Trigger-Signale für die Extraktionselemente des Booster-Synchrotrons sowie die Injektionselemente des Speicherrings erzeugt (in Abbildung 6.4 mit *Ringmitte* bezeichnet). Als Basis diente das aus dem *PS-Magnet*-Signal mit dem *Master-Delay* verzögerte Signal (siehe Abbildung 6.3, oben). Als Veto wurde die Abschaltsschwelle verwendet, um nur dann Injektionen in den Speicherring zu erlauben, wenn der Maximalstrom nicht überschritten ist.

Bei jeder Injektion in den Speicherring werden die Elektronen in einem Umlauf vollständig aus dem Booster-Synchrotron extrahiert. Mit der Harmonischenzahl von $n_B = 116$ des Booster-Synchrotrons beträgt die Länge des Zuges ca. 232 ns. Da der Umfang des Speicherrings größer ist, als der des Booster-Synchrotrons, führt eine wiederholte Injektion in dieselben Buckets des Speicherrings zu keiner homogenen Füllung. Für ein hohes mikroskopisches Tastverhältnis wäre dies aber erwünscht⁶. Um eine reproduzierbare Füllstruktur zu erhalten, muss der Injektionstrigger in wohldefinierter zeitlicher Relation zur *ELSA-Umlaufclock*⁷ stehen. Im alten Timing-System diente die steigende Flanke des im Verhältnis 1 : 274 heruntergeteilten Signals des 500 MHz-*Mastergenerators* (siehe Abschnitt 3.1.2) als Referenz. Im ersten Schritt verzögerte der Injektionsgenerator den aus dem Master-Delay gewonnen Trigger bis zur nächsten Flanke der Umlaufclock. Zwei weitere Delay-Generatoren verzögerten nun diesen Trigger, wobei sich die Verzögerung jedes Kanals individuell einstellen ließ. Üblich waren Vielfache von 78 ns, um eine homogene Füllung zu erhalten. Damit standen acht Signale zur Verfügung, die im Bereich von 0 bis 548 ns verzögert wurden. Ein Multiplexer selektierte eines der verzögerten Signale und leitete es zu den Synchrotronextraktions- bzw. ELSA-Injektionselementen weiter.

Der Zyklusgenerator war in Form eines MACS-Moduls und die Abschaltsschwelle als VME-Modul realisiert. Die vier Delay-Generatoren verfügen über eine IEC-Bus-Schnittstelle und wurden über diese direkt mit einer Schnittstellenkarte des VME-Systems verbunden. Die Vorgaben für die Zyklusphasenlängen wurden vom Kontrollsystem mithilfe eines *Experten* berechnet und als absolute Zeitpunkte bezüglich des Zyklusstarts bereitgestellt. Als Eingabedaten des Experten dienten wiederum nur die Längen der einzelnen Zyklusphasen. Die Dauer der beiden Rampphasen wurde, mithilfe der angegebenen Rampgeschwindigkeit und Extraktionsenergie, automatisch bestimmt. Da die Gesamtlänge des Zyklus auf ein Vielfaches von circa 20 ms festgelegt ist, wurde die Dauer der Extraktionsphase entsprechend angepasst⁸.

⁴ Bei den verwendeten Delay-Generatoren handelt es sich um das Modell *DG535* der Firma *Stanford*.

⁵ Einer der beiden Delay-Generatoren fungierte als *Master* und gab ein *Clock*-Signal vor, mit der beide Geräte getaktet wurden. So wurde ein Drift zwischen den beiden Generatoren aufgrund möglicherweise leicht unterschiedlicher Frequenzen ihrer Clocks vermieden.

⁶ Mit dem mikroskopischen Tastverhältnis ist hier die zeitliche Struktur des extrahierten Strahls bezeichnet. Sofern nicht alle Buckets des Speicherrings gefüllt sind, weist der extrahierte Strahl periodisch auftretende Lücken auf.

⁷ Mit der *Umlaufclock* wird hier ein Taktsignal mit der Frequenz der Umlauffrequenz ω_u (siehe Gleichung (2.10)) bezeichnet. Die im Folgenden genutzte Nummer eines Bunchs bezieht sich auf die steigende Flanke dieses Taktsignals.

⁸ Die Zyklusdauer hängt hier wiederum von der exakten Netzfrequenz ab.

6.2.3 Einsatz des Timing-Systems im Speicherringmodus

Da die Gesamtlänge des Zyklus im Speicherringmodus nicht vorgegeben werden kann (siehe Abschnitt 3.2.2), war die Nutzung des Timing-Systems für den Speicherringmodus nicht möglich. Abhilfe ließ sich an dieser Stelle durch Kombination des Stretchermodus mit einer softwaregestützten Ablaufsteuerung schaffen, wie bereits in den Abschnitten 3.2.2 und 4.1.1 erwähnt.

Die Ablaufsteuerung sah drei Phasen für den Zyklus im Speicherringmodus vor:

- **Injektion:** Der Stretchermodus wurde zur Akkumulation eines Elektronenstrahls mit Intensitäten von bis zu 200 mA genutzt.
- **Rampphase:** Vor der Rampphase wurde das Timing-System durch Vorgabe eines unendlich langen Zyklus mit *einer* Injektion angehalten⁹. Als Funktion für die Energierampe wurde eine kubische Funktion mit einer Steigung von Null am Rampstart sowie Rampstop und mit einer Rampdauer von typischerweise 5 s vorgegeben. Nach Programmierung der Haupt- sowie Korrektornetzgeräte mit den zugehörigen Steuerkurven des jeweiligen Stroms wurde die Rampe einmalig gestartet. Das Triggersignal für den Start der Rampphase wurde durch erneutes Programmieren des Zyklusgenerators erzeugt.
- **Flattop:** Nach Beenden der Rampe wurden die Steuerkurven der Netzgeräte gelöscht, um sie bei einem erneuten Trigger nicht versehentlich wieder auszuführen. Zusätzlich wurde eine statische Orbitkorrektur geladen. Nicht benötigte Komponenten wurden für die Dauer des Flattops ausgeschaltet (Injektionselemente des Speicherrings und Extraktionselemente des Booster-Synchrotrons) beziehungsweise heruntergefahren (die Synchrotronenergie kann auf 0,5 GeV reduziert werden, um die Stromkosten zu reduzieren).

Das ursprünglich für die Ablaufsteuerung verwendete EPOS-Programm wurde im Rahmen der Modernisierung des Kontrollsystems bereits vor Einführung des neuen Timing-Systems durch ein C++-Programm mit äquivalentem Funktionsumfang ersetzt (siehe Abschnitt 4.1.1 und [Gab12]).

6.3 Motivation zur Erneuerung des Timing-Systems

Das in den Abschnitten 6.1 und 6.2 vorgestellte Timing-System wurde für den Betrieb des Beschleunigers im Nachbeschleunigungsmodus mit fest vorgegebenen Längen der Zyklusphasen konzipiert. Daraus resultieren eine Vielzahl an Einschränkungen, die einer Verbesserung und Integration neuer Funktionen des Nachbeschleunigungsmodus im Weg standen. Die folgenden Abschnitte geben eine Auswahl an wichtigen beschleunigerphysikalischen Anforderungen, die als Grundlage für die Konzeptionierung des neuen und überarbeiteten Systems dienen.

6.3.1 Synchronisierung der Hauptmagnete des Speicherrings

Damit der Arbeitspunkt, die Chromatizität und die Gleichgewichtsbahn während der *Energierampe* konstant bleiben, müssen die Magnetfelder aller Magnetfamilien des Speicherrings synchron zur Strahlenergie angepasst werden. Entsprechende Steuerkurven werden den Netzgeräten als analoge Sollwerte vorgegeben (siehe Abschnitt 5.1.1). Abhängig vom Netzgerät und dessen Betriebsmodus treten unterschiedliche Verzögerungen zwischen vorgegebenen Soll- und Istströmen auf (siehe dazu

⁹ Praktisch lässt sich ein unendlich langer Zyklus nicht vorgeben, es wurde stattdessen eine Zyklusdauer von 1 000 s verwendet.

Abschnitt 5.1), die in der Größenordnung weniger Millisekunden liegen, und ebenfalls abhängig von der Rampengeschwindigkeit sind.

Wird nur ein gemeinsamer Trigger für alle Magnete verwendet, so lassen sich individuelle Verzögerungen nur softwareseitig durch Anpassung der Ansteuerkurven vorgeben. Eine Verschiebung des Zeitpunkts nach vorne ($\Delta t < 0$), was für die Kompensation der Verzögerung der Netzgeräte nötig wäre, ist nur durch eine generelle Verschiebung des Rampstartzeitpunkts aller anderen Komponenten nach hinten möglich (siehe dazu auch Abschnitt 5.4). Diese Methode lässt sich allerdings nicht auf die Ansteuerung der Beschleunigungsspannung der Hohlraumresonatoren anwenden. Das zur Ansteuerung verantwortliche Low-Level-RF-System bietet keine Möglichkeit eine Verzögerung vorzugeben. Als Folge kann der longitudinale Arbeitspunkt während der Energierampe eine Verschiebung aufweisen.

Abhilfe schafft das Aufsplitten der Triggersignale des Rampstarts in separate Zweige für die Hauptmagnete, die Korrektoren sowie die ELSA-HF. Mit Einführung der NAUDIS-Ansteuerung (siehe auch Abschnitt 5.1) für die HOLEC-Netzgeräte ist sogar eine individuelle Vorgabe der Startzeitpunkte jeder Magnetfamilie möglich. Im Gegensatz zur bisher verwendeten, MACS-basierten Ansteuerung der Hauptmagnete, lassen sich die einzelnen Magnetfamilien mit individuellen Triggersignalen für den Start der steigenden sowie der fallenden Energierampe (vgl. Punkte 3. und 6. in Abschnitt 6.2.1) steuern.

6.3.2 Dynamische Länge der Zyklusphasen im Nachbeschleunigungsmodus

Über den Maschinenzyklus wird auch das makroskopische Tastverhältnis festgelegt. Es wird als das Verhältnis der Dauer, während der ein nutzbarer Elektronenstrahl am Experiment zur Verfügung steht, zu der Dauer des gesamten Beschleunigungszyklus definiert. Für den Experimentbetrieb ist eine Maximierung des makroskopischen Tastverhältnisses erstrebenswert. Zum einen wird so eine kürzere Messdauer bei Beibehaltung der gewonnenen Datenmenge erreicht, zum anderen lässt sich so auch eine Reduzierung der Betriebskosten pro gewonnener Daten erreichen¹⁰.

Die Dauer der einzelnen Phasen im Nachbeschleunigungsmodus wird durch äußere Rahmenbedingungen, wie der Extraktionsenergie, der Rampengeschwindigkeit und der gewünschten Extraktionsdauer festgelegt. Bei dem alten Timing-System beträgt das Tastverhältnis bei einer typischen Dauer der Extraktionsphase von 5 s, einer Extraktionsenergie von 2,35 GeV und Rampengeschwindigkeit von 6 GeV/s sowie einer Injektionsschussanzahl von 21 etwa 82%.

Im alten Timing-System wurde die Dauer der Injektionsphase immer durch die festgelegte Maximalschussanzahl bestimmt (in der Standardeinstellung 21). Sofern die Abschaltchwelle vor der Maximalschussanzahl erreicht wurde, musste aufgrund des starren Timings der Rest der Injektionsphase abgewartet werden. Das Tastverhältnis ließe sich weiter verbessern, indem die Dauer der Injektionsphase dynamisch festgelegt wird, und immer mit dem Erreichen der Abschaltchwelle beendet wird. In Abbildung 6.5 ist das Tastverhältnis in Abhängigkeit der tatsächlich benötigten Injektionsschüsse (---) bei den oben genannten Einstellungen gezeigt. Zum Vergleich ist das feste Tastverhältnis bei konstanter Injektionsdauer (—) dargestellt. Die grüne schraffierte Fläche (▨) zwischen den beiden Kurven zeigt das Optimierungspotential.

Die im Vorhinein festgelegte Maximalschusszahl birgt noch einen weiteren Nachteil. Wenn die Abschaltchwelle nicht erreicht wird¹¹ ändern sich stromabhängige Strahlparameter, wie beispielsweise

¹⁰ Hauptanteil der Betriebskosten sind die Stromkosten, welche durch die Stromversorgung der Hauptmagnete und der ELSA-HF verursacht werden.

¹¹ Eine mögliche Ursache kann zum Beispiel eine durch sprunghafte Änderungen der Netzfrequenz durch den Netzbetreiber verschlechterte Injektoreffizienz sein. Die Regelung der Resonanzfrequenz des Schwingkreises des Booster-Synchrotrons kann auf diese nur mit einigen Sekunden Verzögerung reagieren. Eine weitere Ursache können unregelmäßig auftretende Ansteuerprobleme bei einem der schnellen gepulsten Booster-Synchrotron-Extraktions- sowie Speicherring-Injektionsmagneten

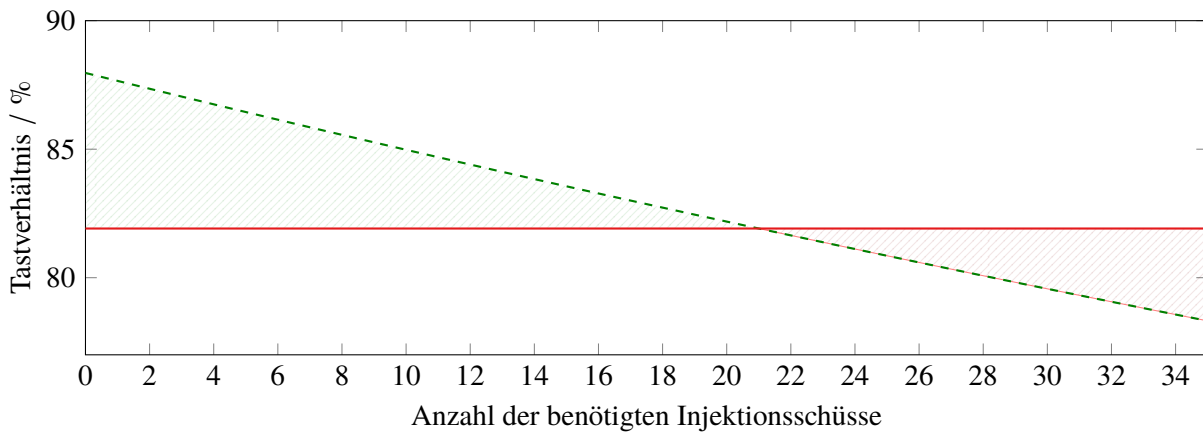


Abbildung 6.5: Gezeigt ist das makroskopische Tastverhältnis (---), in Abhängigkeit der Anzahl der Injektionsschüsse bei einer Extraktionsenergie von 2,35 GeV und einer Dauer der Extraktionsphase von 5 s. Mit dem vorherigen Timing-System war die Anzahl typischerweise auf 21 Schüsse (—) eingestellt. Die grün schraffierte Fläche (▨) markiert den Bereich, in dem durch eine dynamische Injektionslänge das Tastverhältnis verbessert werden kann.

der Arbeitspunkt. Durch den leicht verschobenen Arbeitspunkt ändern sich ebenfalls die Parameter des extrahierten Strahls, was unter anderem eine Verschiebung der horizontalen Strahlage des extrahierten Strahls zur Folge hat [Zan13, Kap. 5.8]. Dies, und der Zusammenbruch des Stroms des extrahierten Strahls, da nicht genügend Elektronen zur Extraktion im Speicherring vorhanden sind, ist vonseiten der Hadronenphysikexperimente unerwünscht. Wird die Injektionsphase erst mit Erreichen der Abschaltchwelle beendet, kann eine gleichbleibende Strahlqualität am Experiment sichergestellt werden. Auf den ersten Blick reduziert sich dadurch das makroskopische Tastverhältnis (rot schraffierte Fläche (▨) in Abbildung 6.5), da die Anzahl der Injektionsschüsse vergrößert wird. Andererseits würde durch den Einbruch des Stroms zum Ende der Extraktionsphase hin aber die effektiv nutzbare Extraktionszeit reduziert, was ebenfalls einer Reduzierung des Tastverhältnisses entspricht, und damit keinen Vorteil bietet.

Bei durchschnittlich 14 benötigten Injektionsschüssen¹², lassen sich pro Tag 33 min Messzeit einsparen.

Dynamische Dauer der Extraktionsphase

Die Dauer der Extraktionsphase hängt im Wesentlichen von der eingestellten Abschaltchwelle sowie der gewünschten Extraktionsrate ab. Da insbesondere die Rate während dem regulären Experimentierbetrieb häufig gewechselt wird, wäre eine dynamische Dauer der Extraktionsphase, analog zur Injektionsphase, wünschenswert. Neben den beiden, derzeit aktiven, Hadronenphysikexperimenten *Crystal Barrel/TAPS* und *BGO-OD* könnte insbesondere beim Betrieb der neuen externen Strahlführung für Detektortests so das makroskopische Tastverhältnis nochmals verbessert werden. Beim Betrieb mit sehr niedrigen Intensitäten (siehe [Fro+16] und Abschnitt 3.2.1) verbleiben nahezu alle Elektronen am Ende der Extraktionsphase im Speicherring und werden folglich mit der fallenden Energierampe wieder auf Injektionsenergie gebracht.

sein.

¹² Die Mindestanzahl für eine homogene Füllung des Speicherrings bei eingestelltem Injektionsversatz von 78 ns beträgt sieben Schüsse (siehe Abschnitte 6.5.1 und 6.5.2). Um Unregelmäßigkeiten der Injektoreffizienz auszugleichen, und ausreichend Elektronen zu akkumulieren, wird die Anzahl verdoppelt.

Eine nachfolgende Injektion ist eventuell nicht erforderlich, da der gespeicherte Strom noch oberhalb der Abschaltchwelle liegt. Je nach eingestellter Extraktionsrate könnten bis zu 20 aufeinanderfolgende Injektions- und Rampphasen übersprungen werden, was das makroskopische Tastverhältnis abermals verbessert¹³.

6.3.3 Injektionstiming des Booster-Synchrotrons

Für die Effizienz der Injektion in das Booster-Synchrotron ist neben den Strahlparametern wie z.B. der Strahlblage und des Winkels am Injektionsseptum der Zeitpunkt der Injektion von erheblicher Bedeutung. Grund hierfür ist die geringe Energieakzeptanz des Booster-Synchrotrons zum Injektionszeitpunkt. Dieser Zeitpunkt t_{inj} lässt sich aus dem Verlauf der magnetischen Flussdichte und der daraus abgeleiteten Strahlenergie im Booster-Synchrotron

$$E(t) = \frac{E_{extr}}{1+k} \cdot \left(1 - k \cos(2\pi ft)\right) \quad (6.1)$$

und der Injektionsenergie ableiten. Dabei ist $k = 1,0689$ und entspricht dem Verhältnis aus Wechsel- und Gleichstrom, der zur Erzeugung der gewünschten magnetischen Flussdichte in den Ablenkmagneten erforderlich ist [Alt+68]. Mit der Frequenz $f \approx 50$ Hz sowie der Energie des LINAC2 von $E_{L2} = 26$ MeV und bei einer Extraktionsenergie von $E_{extr} = 1,2$ GeV ergibt sich der Injektionszeitpunkt bezüglich des Feldminimums (Zeitpunkt B-Min, vgl. Abbildung 6.1) zu $t_{inj} = 1\,481,669$ μ s. Das Zeitfenster, vorgegeben durch die Energieakzeptanz von $\Delta E/E_{inj} = 0,5$ % [Rei81] beträgt somit ca. 3 μ s zentriert um t_{inj} .

Die Optimierung der Injektionseffizienz in das Booster-Synchrotron ist durch Variation des LINAC2-, Injektions-Bump- sowie Synchrotron-HF-Zeitpunkts möglich. Eine *Delay-Karte*¹⁴ mit drei Kanälen, ansteuerbar durch das Kontrollsystem, verzögerte im vorherigen Timing-System das PS-Magnet-Signal im Bereich von 0 bis 5 ms mit einer Schrittweite von 40 ns. Da es sich um eine digitale Verzögerungsschaltung mit einer zeitlichen Diskretisierung auf 40 ns-Schritte handelte, schwankte die ausgegebene Schaltflanke im Bezug auf das PS-Magnet-Signal um bis zu 40 ns.

Zur Abschätzung des Einflusses des LINAC2-Zeitpunkts wurde eine Messung der Injektionseffizienz in Abhängigkeit der eingestellten Verzögerung durchgeführt. Die minimale Schrittweite von 40 ns hat bereits signifikanten Einfluss auf die Effizienz. Bei einer Variation des LINAC2-Zeitpunkts von ± 80 ns fällt die Injektionseffizienz auf circa 80 % des ursprünglichen Wertes ab. Unkritischer sind die Zeitpunkte für Injektions-Bump und Synchrotron-HF, wobei auch hier schon ein leichter Einbruch der Effizienz bei einer Variation des Zeitpunkts um 40 ns beziehungsweise 80 ns sichtbar war. Die Messergebnisse sind in Tabelle 6.1 zusammengefasst. Die tatsächlichen Verzögerungen der Triggersignale der Elemente werden noch durch individuelle Kabellängen¹⁵ sowie weitere elektronische Baugruppen zur Signalaufbereitung und Verstärkung weiter vergrößert.

Bei allen Verzögerungen zeigt sich bereits bei der minimalen Schrittweite Δt_{min} (siehe Tabelle 6.1) eine signifikante Änderung. Die Auflösung der verwendeten *Delay-Karte* war daher nicht ausreichend dimensioniert.

¹³ Bei Detektortests mit einer Extraktionsrate von circa 6 kHz wurden bis zu 20 Zyklen ohne Injektion beobachtet.

¹⁴ Als *Delay-Karte* wird hier eine elektronische Schaltung bezeichnet, mit der Digitalsignale verzögert werden können.

¹⁵ Die Signale werden im sogenannten Timingraum erzeugt und erreichen durch Koaxialkabel die zugehörigen Netzgeräte in *Ringmitte* bzw. im Bereich des LINAC2.

Trigger-Signal	$t/\mu\text{s}$	$\Delta t_{80\%}/\text{ns}$	$\Delta t_{\text{min}}/\text{ns}$
LINAC2	256,36	80	40
Synchrotron-HF	217,48	800	80
Injektions-Bump	263,04	120	40

Tabelle 6.1: Programmierte Verzögerungen t der *Delay-Karte*, um aus dem *PS-Magnet-Signal* des Booster-Synchrotrons Triggersignale für Gun & LINAC2, Einschalten der Synchrotron-HF sowie Injektionsbump abzuleiten. Weiterhin ist die Breite des Intervalls angegeben, innerhalb dessen sich die Injektionseffizienz auf schätzungsweise 80 % ($\Delta t_{80\%}$) reduziert. Signifikante Änderungen sind bereits bei einer Verschiebung von Δt_{min} sichtbar.

6.3.4 Extraktionstiming des Booster-Synchrotrons

Die Extraktion aus dem Booster-Synchrotron findet zum Zeitpunkt der Maximalenergie und damit der Injektionsenergie des Speicherrings statt. Im vorherigen Timing-System wurde das Trigger-Signal zur Extraktion durch die Verzögerung des *B-Min*-Signals um circa 10 ms abgeleitet. Um die starken zeitlichen Schwankungen des *B-Min*-Signal zu kompensieren, wurden bereits vor der Inbetriebnahme des neuen Timing-Systems das Extraktionstrigger-Signal stattdessen auf das PS-Magnet-Signal bezogen.

Das Zeitfenster für die Extraktion aus dem Booster-Synchrotron hängt von der Energieakzeptanz $\frac{\Delta E}{E}$ des Speicherrings bei der Injektionsenergie von 1,2 GeV ab. Bei dieser Energie und einer Synchrotronfrequenz von $\nu_s = 89$ kHz beträgt sie 0,55 %, sofern die Elektronen auf der Sollphase Ψ_s injiziert werden (siehe Gleichung (2.15) und Abschnitt 2.2.2). Daher fällt aufgrund des sinusförmigen Verlaufs der Strahlenergie im Booster-Synchrotron das Zeitfenster mit $\Delta t_{\text{extr}} = 0,936$ ms sehr breit aus.

Das Zeitfenster kann experimentell durch Variation des Trigger-Signals der Extraktion und gleichzeitiger Messung der Injektionseffizienz im Speicherring η_{inj} bestimmt werden. Mit

$$\eta_{\text{inj}} = \frac{Q_{\text{extr}}}{Q_{\text{inj}}}$$

lässt sie sich aus dem Quotienten der aus dem Booster-Synchrotron extrahierten Ladung Q_{extr} und der in den Speicherring injizierten Ladung Q_{inj} berechnen. In der Praxis hat sich eine Reduzierung der Injektionseffizienz auf 80 % noch als akzeptabel ergeben. Das so abgeschätzte Zeitfenster liegt bei $\Delta t_{\text{extr},80\%} = 0,6$ ms bei einer eingestellten Verzögerung von $t_{\text{extr}} = 7,958$ ms bezüglich des PS-Magnet-Signals.

6.3.5 Single-Bunch-Injektion und Füllstruktur

Zukünftige Untersuchungen der Struktur der Baryonen durch die Hadronenphysikexperimente an ELSA erfordern eine Erhöhung der Ereignisrate des Experiments um eine Größenordnung. Zur dafür erforderlichen Erhöhung des internen gespeicherten Stroms wurden bereits umfassende Optimierungen der Beschleunigeranlage durchgeführt [Kla11; Sch15; Hil+17]. Es wurden Untersuchungen der sogenannten *Multi-Bunch-Instabilitäten* durchgeführt, welche vornehmlich bei hohen Strahlströmen zu erwarten sind [Sch15, Kap. 8] und gleichzeitig Gegenmaßnahmen zur Kompensation der Instabilitäten ergriffen [Rei13], [Sch15, Kap. 9]. *Single-Bunch-Instabilitäten*, die bei hohen Ladungen eines einzelnen Bunchs auftreten, sind so nicht kompensierbar. Verursacht werden sie durch Wakefelder, die kurzlebiger als der Abstand zweier Bunche (hier: 2 ns) sind und somit nur auf den verursachenden Bunch selbst wirken. Zur Untersuchung dieser Instabilitäten werden Füllstrukturen mit nur einzelnen gefüllten *Buckets* benötigt.

Beliebige Füllstrukturen können im Prinzip auf zwei grundverschiedene Arten erzeugt werden. Bei

der ersten Möglichkeit wird der Speicherring zunächst homogen gefüllt. Anschließend werden die Elektronen in allen unerwünschten Elektronenpaketen durch das Bunch-by-Bunch-Feedbacksystem zu transversalen Betatronschwingungen mit großen Amplituden angeregt [Sch15, Kap. 10]. Die Apertur der Vakuumkammer führt folglich zum Verlust dieser Elektronen und die gewünschte Füllstruktur wird erzeugt. Begrenzend für dieses Verfahren ist zum einen die Isolation der Anregung auf die gewünschten Elektronenpakete. Durch die begrenzte Bandbreite der verwendeten Stripline-Kicker und Verstärker [Sch11; Sch+11] verbleibt immer eine geringe Restladung in den benachbarten Buckets. Zum anderen wird auch immer ein Anteil an Elektronen aus dem gewünschten Elektronenpaket entfernt. Maximal sind so circa 1 mA Strahlstrom beziehungsweise eine Ladung von circa 500 pC im Single-Bunch möglich.

Mit einer zweiten Methode ist es möglich höhere Single-Bunch-Intensitäten direkt zu erzeugen. Dazu wird von Beginn an nur ein Bucket in den Kreisbeschleunigern gefüllt. Zu diesem Zweck ist der Linearbeschleuniger LINAC1 konzipiert. Seine thermische Elektronenquelle ermöglichte die Erzeugung von Elektronenpulsen von 1 ns Dauer, welche durch nachfolgende Prebuncher auf eine $2\text{-}\sigma$ -Dauer von 0,1 ns reduziert werden kann [Kla11]. So lässt sich in der 3 GHz-Linacstruktur ein einzelnes Bucket füllen, zum Booster-Synchrotron transportieren und dort in ein einzelnes Bucket, vorgegeben durch die 500 MHz-Hochfrequenzresonatoren, injizieren. Zur Erhöhung der Bunchladung im Speicherring ist eine Akkumulation mehrerer Single-Bunche im Speicherring durch wiederholte Injektion in dasselbe Bucket notwendig.

Wie in Abschnitt 6.3.3 bereits beschrieben, wurde das Triggersignal für die Erzeugung des Elektronenpulses vom PS-Magnet-Signal abgeleitet. Die nicht zu vernachlässigende Variation der Netzfrequenz (siehe Abschnitt 6.1) hat als Konsequenz, dass keine Korrelation des Signals zu einem bestimmten Bucket im Booster-Synchrotron besteht. Entsprechendes gilt für den Transfer des Bunchs in den Speicherring. Für eine Akkumulation eines Single-Bunchs im Speicherring müssen beide Triggersignale entsprechend aufbereitet werden, was mit dem vorherigen Timing-System nicht möglich war.

6.4 Implementierung des neuen Timing-Systems auf Basis eines FPGAs

Unter Berücksichtigung der vorgenannten Punkte scheint eine Erweiterung beziehungsweise ein teilweiser Austausch des bisher eingesetzten Timing-Systems als wenig sinnvoll. Mit einem Triggersignal pro Phase und einer Limitation auf insgesamt acht Signale war das System sehr eingeschränkt und unflexibel. Darüber hinaus wurde technologisch überholte Hardware genutzt, deren Verfügbarkeit nicht mehr gewährleistet werden konnte. Die Anpassung hätte sich durch die Programmierung der Systeme in *Assembler*¹⁶ ebenfalls als schwierig erwiesen und ist nicht mehr zeitgemäß.

Für das Anwendungsgebiet des Nachbeschleunigungsmodus mit seiner Ablaufsteuerung würden einige kommerziell erhältliche Systeme zur Verfügung stehen. Beispielsweise wird das an der *Diamond Light Source* entwickelte und genutzte Timing-System [Che+03] auch vertrieben. Problematisch für den Einsatz eines solchen Systems an ELSA ist, dass dieses speziell auf die Beschleunigeranlage und deren Anforderungen zugeschnitten sein muss. Notwendige Anpassungen des Systems hätten Hardware-Neuentwicklungen durch den Hersteller erforderlich gemacht, die mit entsprechendem finanziellen Aufwand verbunden wären. Ohne Zugriff auf die Entwicklungsdateien der Firmware beziehungsweise Software würden sich auch hier spätere Anpassungen nur durch den Hersteller vornehmen lassen.

Um eine optimale Anpassung an die gewünschten Funktionen und maximale Flexibilität gegenüber einer kommerziellen Lösung zu erreichen wurde das vorherige Timing-System im Rahmen dieser Arbeit

¹⁶ Eine *Assemblersprache* ist eine auf den Befehlssatz des verwendeten Prozessors zugeschnittene hardwarenahe Programmiersprache. Statt des Binärcodes der Maschinensprache wird eine symbolische Notation in Textform verwendet.

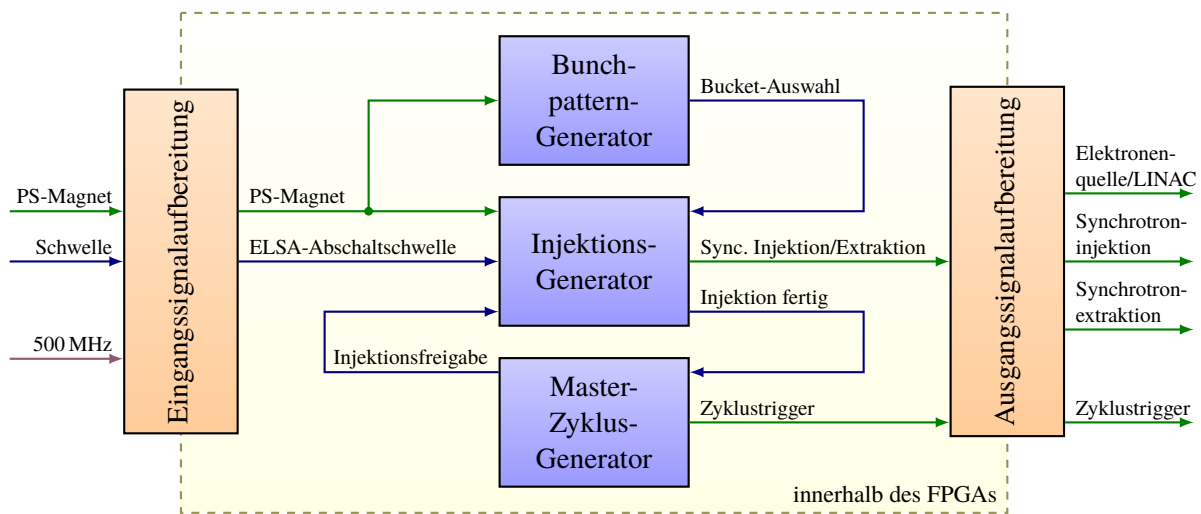


Abbildung 6.6: Blockschaltbild des neuen Timing-Systems.

durch eine umfangreiche Eigenentwicklung ersetzt.

Kernpunkt des neuen Systems stellt die Synchronisation mit der ELSA-Hochfrequenzanlage dar. Durch Verwendung des 500 MHz-Signals als Frequenzbasis für alle Operationen des Timing-Systems steht automatisch ein Bucket-genaues Timing zur Verfügung, da die HF-Anlagen des Booster-Synchrotrons und des Speicherrings ihre Referenzfrequenz direkt aus dem Master-Generator beziehen. Das 3 GHz-Signal des LINAC1 wird durch Versechsfachen aus dem 500 MHz-Signal gewonnen [Kla11, Abschn. 2.2] und ist daher phasenstarr mit der ELSA-HF gekoppelt.

Die Grundfunktionalität des Timing-Systems besteht aus dem Generieren von digitalen Triggersignalen zu bestimmten Zeitpunkten und nach fest vorgegebenen Zeitintervallen. Daher lässt sich das System prinzipiell durch Logikbausteine beschreiben. Diese Anforderungen sind perfekt für den Einsatz eines Field Programmable Gate Arrays (FPGAs)¹⁷. Die gewünschten logischen Schaltungen lassen sich mithilfe einer Hardwarebeschreibungssprache vorgeben und zur Laufzeit in den FPGA laden. Als Ressourcen stehen dabei, neben reinen Logikgattern und Flipflops, auch komplexere integrierte Schaltungen, wie Taktgeneratoren und Speicherblöcke zur Verfügung. Alle Komponenten können dabei durch ein zentrales Taktnetzwerk mit verschiedenen Taktsignalen versorgt werden. Die Verbindung zur Außenwelt wird mit sogenannten Ein- und Ausgangsblöcken hergestellt, die Signale verschiedenster Logik-Standards verarbeiten und treiben können.

Für das Timing-System kommt der FPGA *XC6SLX16-2* aus der *Spartan-6* Serie des Herstellers *Xilinx* zum Einsatz. Die einzelnen Modelle der Serie unterscheiden sich im Wesentlichen nur durch die zur Verfügung stehenden Ressourcen und die Ein- und Ausgabeblöcke. Weitere Details zum verwendeten FPGA lassen sich in den entsprechenden Dokumentationen und Datenblättern finden: [Xil11; Xil15].

In Abbildung 6.6 ist ein Blockschaltbild der Kernkomponenten des neu entwickelten Timing-Systems gezeigt. Der *Master-Zyklus-Generator* koordiniert die Ablaufsteuerung des jeweiligen Betriebsmodus und insbesondere des Nachbeschleunigungsmodus. Während der Injektionsphase aktiviert dieser den *Injektionsgenerator*. Durch den Injektionsgenerator wird die Vorbeschleunigung der Elektronen im LINAC und Booster-Synchrotron gesteuert. Um beim Transfer der Elektronen in den Speicherring beliebige Füllstrukturen erzeugen zu können, wird die Extraktion aus dem Booster-Synchrotron durch

¹⁷ Englisch für *im Feld programmierbare Gatter-Anordnung*.

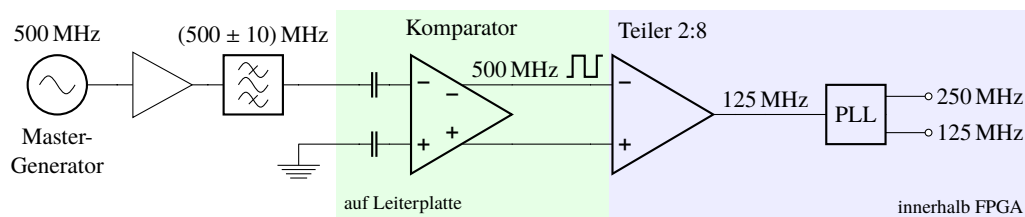


Abbildung 6.7: Aufbereitung des sinusförmigen 500 MHz-HF-Signals zur Verwendung als Taktsignal für den FPGA. Durch einen Phase-locked loop (PLL) werden innerhalb des FPGAs weitere Taktsignale mit zwei unterschiedlichen Frequenzen erzeugt.

den *Bunchpattern-Generator* koordiniert. In den folgenden Abschnitten werden diese drei Hauptmodule vorgestellt.

6.4.1 Ein- und Ausgangssignalaufbereitung

Aufbereitung des ELSA-HF-Signals als Taktsignal für den FPGA

Das HF-Signal des Mastergenerators wird im *HF-Raum* erzeugt und steht durch ein sternförmiges Netz an vielen Anlagenteilen, unter anderem im Timingraum, als Referenzsignal zur Verfügung. Im ersten Schritt zur Aufbereitung des HF-Signals als Taktsignal wird es durch einen Breitbandverstärker verstärkt. Ein nachfolgender 500 MHz-Bandpassfilter mit einer Breite von 10 MHz unterdrückt störende hoch- und niederfrequente Anteile im Frequenzspektrum. Um dem FPGA als Taktsignal dienen zu können, muss das sinusförmige Signal in ein Rechtecksignal mit einem Tastgrad von annähernd 50 % umgewandelt werden. Dazu wird ein Komparator mit LVDS Ausgängen genutzt. Dieser Signalstandard für hochfrequente Digitalsignale wird direkt vom FPGA unterstützt und unterdrückt eventuell auftretenden Gleichtaktstörungen. Ein Blockschaltbild ist in Abbildung 6.7 dargestellt. Für den Komparator wurde eine Leiterplatte entworfen, die einen Eingang für das HF-Signal und zwei Ausgänge für den differenziellen Taktausgang jeweils mit SMA-Steckverbindern zur Verfügung stellt. Das Eingangssignal wird kapazitiv eingekoppelt und um eine Biasspannung von 1,95 V angehoben, damit eine unipolare Stromversorgung des Komparators möglich ist.

Die weitere Signalverarbeitung findet innerhalb des FPGAs statt. Hier wird ein PLL verwendet, um das eingehende Taktsignal zu stabilisieren und daraus weitere Takte mit unterschiedlichen Frequenzen abzuleiten. Der PLL unterstützt im verwendeten Modus nur Eingangsfrequenzen von maximal 375 MHz [Xil15]. Um dem zu genügen wird das differenzielle Taktsignal vorher in einem Baustein zur Frequenzteilung mit einem Verhältnis von 2 : 8 in einen Takt mit der Frequenz 125 MHz umgewandelt. Durch den PLL werden dann primär zwei Taktsignale mit folgenden Frequenzen generiert:

- **250 MHz:** Wird für die Verzögerungen, welche für Injektion in und Extraktion aus dem Booster-Synchrotron benötigt werden, verwendet (siehe Tabelle 6.3). Weiterhin wird es für den Injektions-generator und die damit verbundene Ablaufsteuerung des Bunchpattern-Generators genutzt (siehe dazu Abschnitt 6.4.3). Durch Teilen des Takts durch die halbe Harmonischenzahl des Booster-Synchrotrons und des Speicherrings (siehe dazu Tabelle 6.2), kann die jeweilige Umlaufclock abgeleitet werden. Diese werden einerseits für Module innerhalb des FPGAs verwendet, andererseits aber auch zur Synchronisierung externer Komponenten genutzt und daher an entsprechenden Ausgängen zur Verfügung gestellt.
- **125 MHz:** Wird für den Master-Zyklus-Generator (Ablaufsteuerung des Nachbeschleunigungsmodus) und für das serielle Kommunikationsmodul verwendet.

Parameter	Formelzeichen	Wert (B.-Synchr.)	Wert (ELSA)
Hochfrequenz	ν	499,667 MHz	499,667 MHz
Harmonisenzahl	h	116	274
Umlauffrequenz	ν_U	4,307 MHz	1,824 MHz
Umlaufzeit	T_U	232 ns	548 ns
Länge	L	69,6 m	164,4 m
Energieakzeptanz	$\Delta E/E$	0,5 ‰	0,55 ‰

Tabelle 6.2: Parameter des Booster-Synchrotrons und des Speicherrings

Im Hinblick auf den Single-Bunch-Betrieb lassen sich die Anforderungen an die zeitliche Schwankung der Taktsignale formulieren. Relevant ist hier die tolerierbare zeitliche Abweichung des Triggersignals zur Erzeugung des Elektronenpulses, so dass zuverlässig nur ein einzelnes Bucket des Booster-Synchrotrons gefüllt wird. Nach der Elektronenquelle durchläuft der Elektronenstrahl eine Sektion mit Prebunchern, den LINAC und ein Energiekompressorsystem [Kla11]. Nach dem Verlassen dieses Systems weist ein Elektronenpaket voraussichtlich eine Phasenbreite von $\pm 60^\circ$ bezogen auf die Frequenz des LINACs von 3 GHz auf [Krö09, Abschn. 3.2]. Dies entspricht einer Bunchlänge von etwa 110 ps, mit der das Paket in das Booster-Synchrotron injiziert wird.

Zu Beginn der Beschleunigungsphase im Synchrotron sind die Beschleunigungsrate und die Energieverluste durch Synchrotronstrahlung vernachlässigbar klein. Die Sollphase bezüglich des beschleunigenden Hochfrequenzfeldes innerhalb der Hohlraumresonatoren liegt somit beim Nulldurchgang des Feldes (vgl. Gleichung (2.17)). Damit ist (nach Gleichung (2.16)) der Überspannungsfaktor groß und damit die Phasenakzeptanz bei der Sollenergie nahezu 2π . Bei der im Synchrotron eingesetzten Hochfrequenz von 500 MHz entspricht dies einem Akzeptanzbereich von $\pm 1\,000$ ps. Prinzipiell werden also alle Elektronen in den Buckets des Booster-Synchrotrons eingefangen.

Der Injektionszeitpunkt des 110 ps langen Elektronenpakets muss, vorgegeben durch das Timing-System, beim Nulldurchgang des Feldes erfolgen um eine Aufteilung auf zwei Buckets im Booster-Synchrotron zu verhindern. Die zeitliche Spitze-Spitze-Schwankung des vom FPGA erzeugten Triggersignals für die Elektronenquelle lässt sich mit der Designsoftware des FPGAs in einem *Worst Case*-Szenario¹⁸ zu 275 ps abschätzen. Verglichen mit der zur Verfügung stehenden Breite des Buckets von $\pm 1\,000$ ps abzüglich der Bunchlänge ist die zeitliche Stabilität des erzeugten Triggers ausreichend um eine erfolgreiche Single-Bunch-Akkumulation zu ermöglichen.

Die, zur Aufbereitung des HF-Signals verwendete, Komparatorschaltung wurde hinsichtlich der zeitlichen Stabilität untersucht. Dazu wurde die zeitliche Schwankung des ausgegebenen Taktsignals in Relation zum sinusförmigen Eingangssignal gemessen. Diese Schwankung beträgt (67 ± 18) ps, und liegt damit innerhalb der Simulationsparameter des Szenarios.

Ausgangstreiber und Empfänger für LVTTTL-Signale

Mit den Ausgangstreibern des verwendeten FPGA-Boards lassen sich aufgrund der geringen Versorgungsspannung von 2,5 V [Xi12] keine TTL-konformen Signale, wie sie für die Integration des Timing-Systems in die bestehende Infrastruktur der Beschleunigeranlage erforderlich sind, erzeugen. Um die Kompatibilität herzustellen wurde eine weitere Leiterplatte entwickelt, die 32 LVTTTL-kompatible Ein-

¹⁸ Dieses Szenario umfasst die Annahme, dass das Takteingangssignal eine zeitliche Schwankung von ± 500 ps umfasst, und es gleichzeitig zu Temperaturschwankungen des FPGAs in der Größenordnung von $\pm 30^\circ\text{C}$ kommt.

Name	Timing-System	Ein-/Ausgang	Auflösung
LINAC-, Synchr. HF-, Bump-Zeitpunkt	BS	Ausgänge	2 ns
LINAC-Gate	BS	Ausgang	≈ ms
Synchr. Extraktion	BS	Ausgang	2 ns
PS-Magnet	BS	Eingang	4 ns
Abschaltswelle (Bergoz)	BS	Eingang	4 ns
Abschaltswelle (Low-Rate)	BS	Eingang	4 ns
Injektion-, Zyklus-, Rampstart	NBM	Ausgänge	8 ns
Rampstop, Extraktionsstart und -stop	NBM	Ausgänge	8 ns
Bridge-Select Gate	NBM	Ausgang	8 ns
Diagnose, Diagnose (ELSA-Sync.)	NBM	Ausgänge	8 ns
ELSA-HF	beide	Clock-Eingang	
Synchrotron-Umlauf	beide	Clock-Ausgang	
ELSA-Umlauf	beide	Clock-Ausgang	
Synchroner Umlauf	beide	Clock-Ausgang	

Tabelle 6.3: Übersicht aller vom Timing-System verarbeiteten und erzeugten Signale. *BS* steht für das Timing-System des Booster-Synchrotrons, *NBM* für das des Nachbeschleunigungsmodus.

beziehungsweise Ausgangstreiber beinhaltet. Derzeit werden davon 17 Signale verwendet. Tabelle 6.3 enthält eine Zusammenstellung aller für das Booster-Synchrotron und den Nachbeschleunigungsmodus notwendigen Trigger- und Taktsignale. Die verbleibenden Anschlüsse stehen für zukünftige Entwicklungen und Erweiterungen bereit.

Durch die Leiterplatte werden ebenfalls vier *differenzielle* Signaleingänge bzw. -ausgänge bereitgestellt. Darüber wird in erster Linie das 500 MHz-Taktsignal eingespeist. An den weiteren drei Anschlüssen werden die Umlaufclocks sowie die koinzidente Umlaufclock (siehe Abschnitt 6.4.3) für das Booster-Synchrotron und den Speicherring ausgegeben. Weitere Details zu den Ausgangstreibern und Empfängern werden in Anhang C.1 gegeben.

6.4.2 Die Ablaufsteuerung im Nachbeschleunigungsmodus

Wie sich bereits in Abschnitt 6.1 und Abschnitt 6.2 gezeigt hat, gibt es für das Timing-System im Wesentlichen zwei Aufgabenkomplexe: Die zeitliche Koordinierung der Injektion in bzw. Extraktion aus dem Booster-Synchrotron (wird im nächsten Abschnitt 6.4.3 behandelt) sowie die Ablaufsteuerung im Nachbeschleunigungsmodus.

Um die Ablaufsteuerung, *Master-Zyklus-Generator* genannt, möglichst flexibel zu gestalten wurden die Phasen des Beschleunigerzyklus nicht fest in den FPGA einprogrammiert. Stattdessen wird der Zyklus aus mehreren *Ereignissen* zusammengesetzt, wobei jedes Ereignis durch eine vorgegebene Dauer sowie einen der folgenden *Ereignis-Typen* definiert wird:

- Erzeugung von beliebig vielen und gleichzeitigen Triggersignalen zu bestimmten Zeitpunkten beispielsweise zur Ansteuerung von getriggerten Netzgeräten.
- Erzeugung eines Triggers und Unterbrechen der Ausführung, bis ein externes Ereignis eintritt. Ein externes Ereignis kann dabei zum Beispiel die Fertigstellung der Injektions- oder Extraktionsphase sein (siehe Abschnitt 6.3.2).

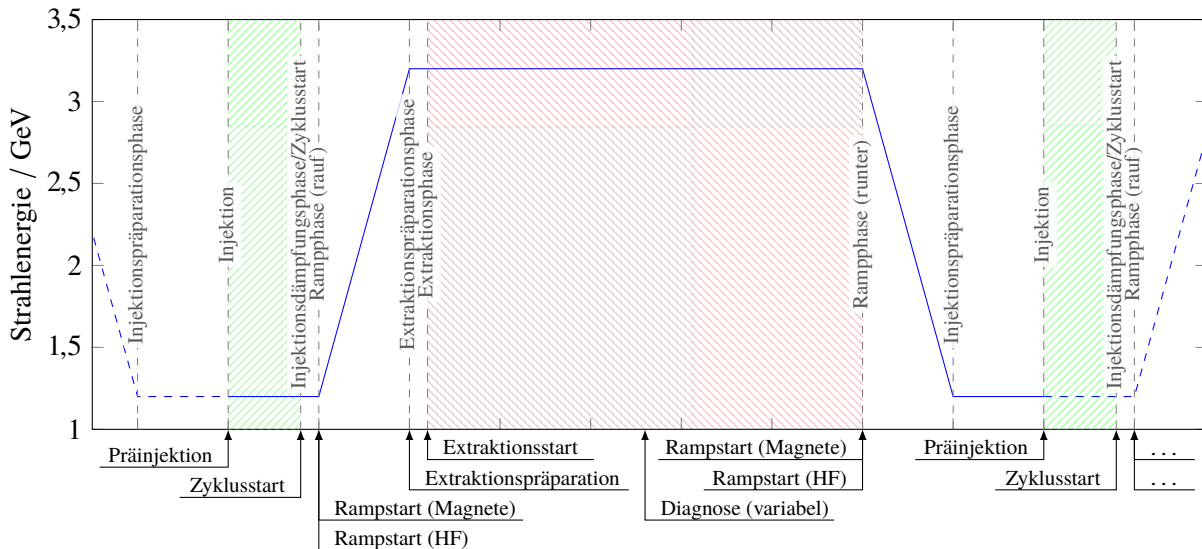


Abbildung 6.8: Darstellung des Beschleunigerzyklus im Nachbeschleunigungsmodus. Unterhalb der Grafik sind die vom neuen Timing-System bereitgestellten Triggersignale gezeigt. Die Dauer der Phasen wird über das Kontrollsystem eingestellt (siehe Abbildung C.4). Für die Injektionsphase (grün schraffiert) und die Extraktionsphase (rot schraffiert) ist eine variable Dauer möglich. Der Zeitpunkt des Diagnosetriggers lässt sich innerhalb des Zyklus, ebenfalls über das Kontrollsystem, frei wählen.

- Erzeugung eines Torsignals mit Beginn und Ende an einem frei wählbaren Zeitpunkt während des Zyklus (beispielsweise für die Auswahl der Brückenschaltung des Dipolmagnetnetzgeräts notwendig, siehe Abschnitt 5.1.1).

Mit einer Abfolge von Ereignissen aus diesen drei Typen lässt sich neben der Implementierung des Nachbeschleunigungsmodus auch der Speicherringmodus und der Stretchermodus realisieren. In Abbildung 6.8 ist der Beschleunigerzyklus des Nachbeschleunigungsmodus mit dem neuen Timing-System gezeigt. Der Beschleunigerzyklus beginnt mit der Injektion. Der Zyklusstart-Trigger bezieht sich aber im Gegensatz zur alten Zyklusdefinition auf die Injektionsdämpfungsphase. Der Zyklus ohne die Injektionsphase weist damit eine konstante Dauer auf. Der Trigger kann beispielsweise für Komponenten verwendet werden, die noch nicht für eine dynamische Zykluslänge angepasst wurden.

Die minimale Dauer jeder Zyklusphase beträgt 8 ns. Die maximale Dauer des gesamten Zyklus kann bis zu 1,2 Stunden betragen, was für alle momentanen Anwendungsszenarien ausreichend ist. Mit dem Beginn jeder Zyklusphase ist das Auslösen mehrerer Trigger möglich. Außerdem können die Trigger pro Zyklus mehrfach ausgelöst werden. Die Zyklusdefinition wird im FPGA in zwei Block-RAMs abgelegt. Die Implementierung der Ablaufsteuerung wird in Anhang C.5 vorgestellt. Die Programmierung erfolgt durch das Kontrollsystem und wird in Abschnitt 6.4.4 vorgestellt.

6.4.3 Injektionsgenerator

Der sogenannte *Injektionsgenerator* (siehe Abbildung 6.6) koordiniert die Erzeugung des Elektronenstrahls, die Beschleunigung im Booster-Synchrotron und den Transfer der Elektronen in den Speicherring. Er arbeitet synchron zum Beschleunigungszyklus des Booster-Synchrotrons mit 50 Hz und verwendet das *PS-Magnet*-Signal als Zeitbasis für alle Operationen. Aus diesem werden Trigger für die Elektronenquelle, den LINAC, die Injektions- sowie Extraktionselemente des Booster-Synchrotrons und die Injektionselemente des Speicherrings abgeleitet (siehe unten).

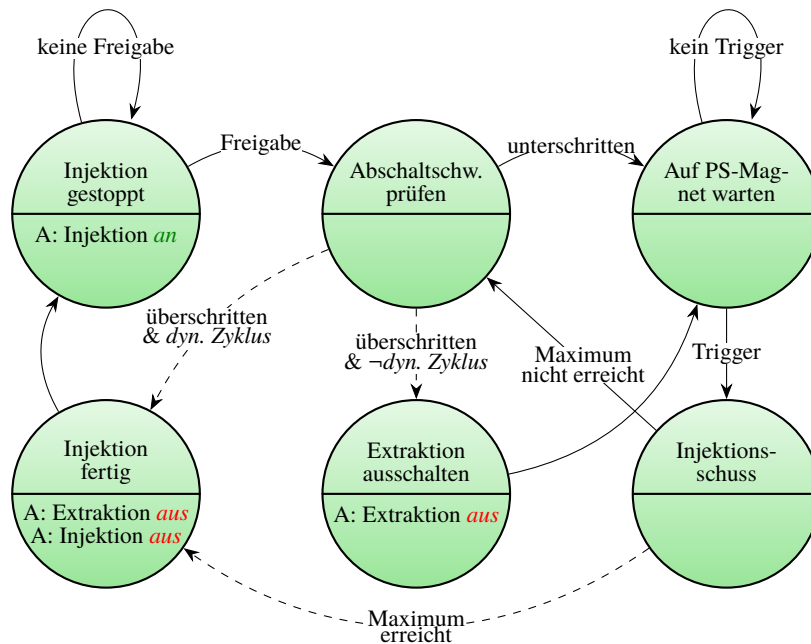


Abbildung 6.9: Modell des *endlichen Automaten* nach dessen Vorbild die Ablaufsteuerung des Injektionsgenerators implementiert ist. Die Kreise stellen die sechs Zustände mit ihrem Namen (obere Hälfte) und Ausgangsoperationen (untere Hälfte, markiert mit Prefix **A**) dar. Die Zustandsübergänge mit Bedingungen sind durch die Linien mit Pfeilen dargestellt. Das Verhalten kann durch von außen vorgegebene Einstellungen beeinflusst werden. Die davon abhängigen Übergänge sind gestrichelt dargestellt.

Der Injektionsgenerator interagiert mit der Ablaufsteuerung des Nachbeschleunigungsmodus, da nur während der Injektionsphase Elektronen vom Booster-Synchrotron in den Speicherring transferiert werden müssen. Dazu erteilt die Ablaufsteuerung eine Injektions*freigabe*, während derer eine variable Anzahl an Injektionsschüssen in den Speicherring ausgeführt wird. Die Anzahl der notwendigen Schüsse ist zum einen durch Erreichen der Abschaltswelle festgelegt. Da die Ladung, welche pro Schuss in den Speicherring transferiert wird, stark variiert, ist die Schussanzahl ebenfalls variabel. Für den regulären Experimentierbetrieb liegt sie für den Niedrigintensitätsmodus zwischen 2 bis 4 und für die Hadronenphysikexperimente bei 14 oder mehr. Zum anderen kann die Maximalschussanzahl während einer Injektionsphase limitiert werden. Andernfalls würde die Ausführung des Zyklus während Experimentierpausen mit ausgeschalteter Elektronenquelle durch langes Warten auf Erreichen der Abschaltswelle unterbrochen. Dadurch könnten sonst Komponenten, wie die beispielsweise die Hochfrequenzresonatoren, aus dem thermischen Gleichgewicht geraten.

Nach erfolgter Injektion signalisiert der Injektionsgenerator dem Master-Zyklus-Generator die Fertigstellung der Injektionsphase, so dass mit der Abarbeitung des Zyklus begonnen werden kann. Auch außerhalb der Injektionsphase werden vom Injektionsgenerator Triggersignale für die Elektronenquelle sowie den LINAC generiert. Das Triggersignal für die Elektronenquelle wird durch eine separate und vor Ort installierte Logikschaltung mit dem *LINAC-Gate* UND-verknüpft. So können zum Beispiel weiterhin, auch wenn keine Elektronen benötigt werden, HF-Pulse für den LINAC2 generiert werden, damit dieser im thermischen Gleichgewicht bleibt.

Der Injektionsgenerator ist innerhalb des FPGAs auf Basis eines *endlichen Automaten* implementiert. In Abbildung 6.9 ist das entsprechende Zustandsübergangsdiagramm gezeigt. Das Abschaltverhalten

Injektionslänge		Injektionsende	
dynamisch	begrenzt		
ja	ja	*	Abschaltswelle oder Maximalschussanzahl
ja	nein		Abschaltswelle
nein	ja	†	Maximalschussanzahl
nein	nein	◊	Abschaltswelle

Tabelle 6.4: Abschaltverhalten des Injektionsgenerators bei allen möglichen Konfigurationen der *dynamischen Injektionslänge* und *begrenzten Injektionslänge*. Die Abschaltung kann durch die Abschaltswelle oder die eingestellte Maximalanzahl an Schüssen erfolgen. Durch die mit † markierte Einstellung kann das Verhalten des alten Timing-Systems reproduziert werden, * hingegen markiert die Einstellung in der das neue Timing-System standardmäßig betrieben wird. In der Einstellung ◊ erfolgt die Abschaltung der Injektion durch die Abschaltswelle, es wird aber mindestens die eingestellte Maximalschussanzahl abgewartet.

der Injektionsphase lässt sich durch zwei, von außen vorgegebene, Optionen konfigurieren. Zum einen erlaubt die Aktivierung der *dynamischen Injektionslänge* die Fertigstellung der Injektionsphase direkt nach Erreichen der Abschaltswelle. Damit muss nicht mehr, wie im alten Timing-System, die Maximalschussanzahl abgewartet werden. Eine weitere Konfigurationsoption bietet die *begrenzte Injektionslänge* mit der das Beenden der Injektionsphase bei Erreichen der Maximalschussanzahl umgangen werden kann. Damit kann der Nachbeschleunigungszyklus bis zum Erreichen der Abschaltswelle unterbrochen werden. In Tabelle 6.4 ist das Abschaltverhalten je nach Konfiguration definiert.

Single-Bunch-Akkumulation und Bunchpattern-Generator

Das zweite Aufgabengebiet des Injektionsgenerators ist die Erzeugung von Triggersignalen für die oben bereits erwähnten Komponenten zur Erzeugung des Elektronenstrahls und der Ansteuerung der Injektions- und Extraktionselemente. An die Triggersignale werden besondere Ansprüche gestellt, um die Akkumulation eines Single-Bunches im Speicherring zu gewährleisten.

Für die Akkumulation eines Single-Bunches im Speicherring ist die Kenntnis der genauen Position des in das Booster-Synchrotron injizierten Elektronenpakets bezüglich der sogenannten *Booster-Umlaufclock* notwendig. Diese signalisiert einen kompletten Umlauf aller gespeicherten Elektronenpakete im Synchrotron analog zur *ELSA-Umlaufclock*. Die Extraktion muss zu dem Zeitpunkt erfolgen, bei dem sich das aus dem Booster-Synchrotron zu extrahierende Paket mit dem bereits im Speicherring gespeicherten Paket überlappt. In Abbildung 6.10 ist eine vereinfachte Visualisierung des Problems dargestellt. Das im Speicherring bereits gefüllte Bucket sowie das im Booster-Synchrotron neu hinzukommende Bucket sind in grün gekennzeichnet.

Eine Koinzidenz zwischen den beiden Buckets tritt aufgrund der unterschiedlichen Umlaufzeiten in beiden Beschleunigern nicht bei jedem Umlauf auf. Mit $T_{u,ELSA} = 548,37 \text{ ns}$ und $T_{u,Booster} = 232,15 \text{ ns}$ ergibt sich als minimaler Abstand von aufeinanderfolgenden Koinzidenzen $31,805 \mu\text{s}$, was dem kleinsten gemeinsamen Vielfachen der beiden Umlaufzeiten entspricht. Demnach kann alle $31,805 \mu\text{s}$ eine Extraktion aus dem Synchrotron erfolgen, so dass in dasselbe Bucket im Speicherring eingeschossen wird. Diese Dauer entspricht 58 Umläufen im Speicherring und entsprechend 137 im Booster-Synchrotron. Daraus ergibt sich, dass die Dauer des in Abschnitt 6.3.4 bestimmten Injektionszeitfensters von circa $600 \mu\text{s}$ ausreichend groß ist, um auf eine Koinzidenz für die Extraktion zu warten.

Abbildung 6.11 zeigt eine schematische Darstellung der Implementierung des FPGA-Moduls, das die Triggersignale für das Booster-Synchrotron erzeugt. Im oberen Teil der Abbildung ist die Aufbereitung

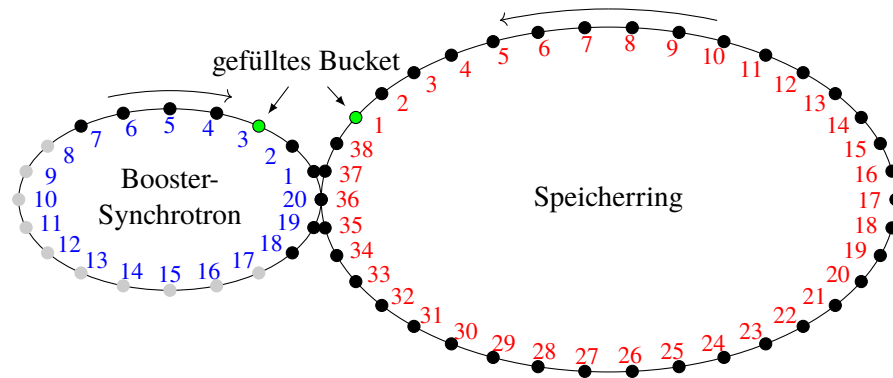


Abbildung 6.10: Schematische Darstellung des Booster-Synchrotrons und des Speicherrings. Zur einfacheren Darstellung wurden die Harmonischenzahlen auf $2 \cdot 2 \cdot 5 = 20$ und $2 \cdot 19 = 38$ reduziert und der Transferkanal ausgespart. Die grün markierten Buckets beinhalten ein Elektronenpaket.

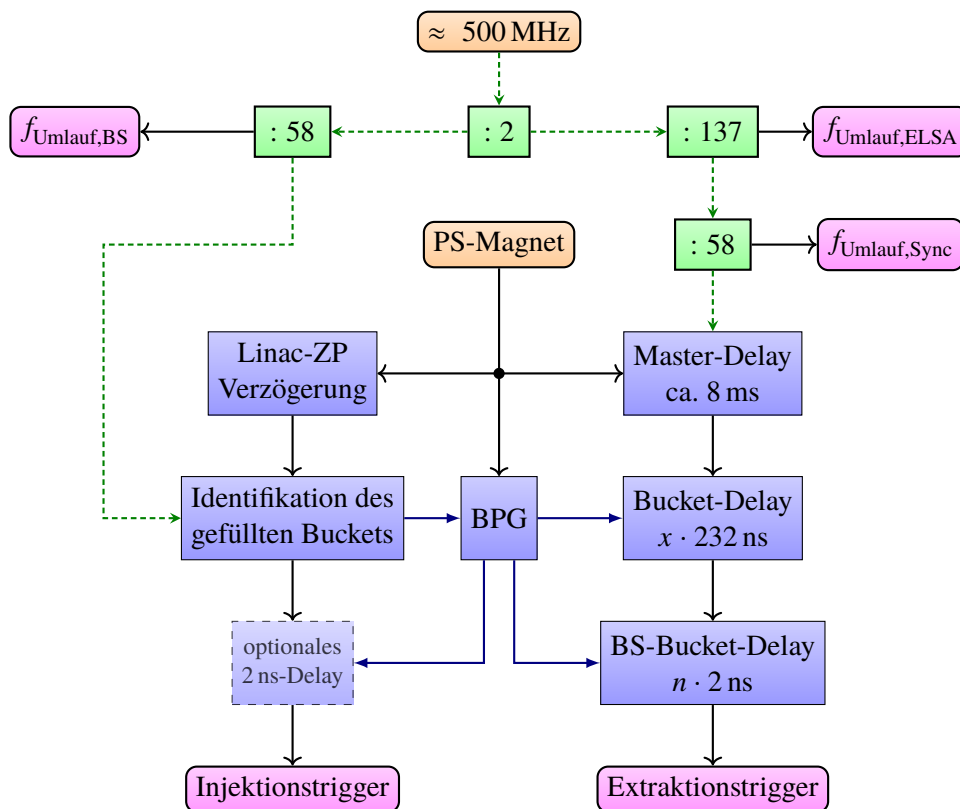


Abbildung 6.11: Blockdiagramm der Signalaufbereitung für die Injektions- und Extraktionstrigger des Booster-Synchrotrons. Die verschiedenen Modultypen sind unterschiedlich farblich gekennzeichnet mit der Bedeutung: **Signalquelle**, **Ausgang**, **Frequenteiler**, **Modul**.

der Taktsignale für die benötigten Umlaufclocks gezeigt. Ausgehend vom 500 MHz-Signal des *Master-Generators* wird der Takt durch zwei Frequenzteiler mit dem Verhältnis 1 : 2 und 1 : 58 geteilt. Das so erhaltene Taktsignal entspricht der *Booster-Umlaufclock* mit 4,307 MHz. Es wird einerseits für die bereits angesprochene Synchronisierung des Injektionstriggers gebraucht. Andererseits ist es ebenfalls mit den Ausgangsbausteinen des FPGAs verbunden (siehe Abschnitt 6.4.1). Im Zweig auf der rechten Seite wird das Signal im Verhältnis 1 : 137 geteilt. Die entstandene Frequenz entspricht 1,824 MHz und damit der *ELSA-Umlaufclock*. Eine weitere Teilung im Verhältnis 1 : 58 ergibt dann die *koinzidente Umlaufclock* beider Beschleuniger mit einer Frequenz von 31,441 kHz.

Das *PS-Magnet-Signal* wird mit 250 MHz digitalisiert und um die *LINAC-Zeitpunkt* genannte Zeit verzögert (siehe Abbildung 6.11 sowie Tabelle 6.1). Nachfolgend wird der Abstand dieses Signals zur vorherigen positiven Taktflanke der *Booster-Umlaufclock* bestimmt, und damit das gefüllte Bucket im Booster-Synchrotron identifiziert. Die Nummerierung der Buckets (siehe Abbildung 6.10) startet mit „Bucket 1“ an der positiven Taktflanke der *Booster-Umlaufclock*. Das in Abbildung 6.11 gezeigte optionale 2 ns-Delay wird im Folgenden thematisiert.

Der Extraktionstrigger wird aus dem um das *Master-Delay* verzögerten *PS-Magnet-Signal* abgeleitet. Die Verzögerungszeit beträgt etwa 8 ms, wobei das Signal den Baustein synchronisiert mit der steigenden Flanke der *koinzidenten Umlaufclock* verlässt. Zur Injektion in ein beliebiges Bucket im Speicherring müssen nur noch so viele Synchrotronumläufe (bezogen auf die steigende Flanke der *koinzidenten Umlaufclock*) abgewartet werden, bis das gefüllte Bucket n im Booster-Synchrotron dem gewünschten Bucket im Speicherring entspricht. Die entsprechende Verzögerung wird in der Abbildung 6.11 *Bucket-Delay* genannt. Nacheinander können so die Buckets $n + 0, n + 116, n + 232, n + 74, n + 190, \dots$ erreicht werden. Bemerkenswert ist, dass eine Akkumulation von Elektronenpaketen nur in ungeraden Buckets möglich ist, sofern in ein ungerades Bucket ins Booster-Synchrotron eingeschossen wurde. Da das *PS-Magnet-Signal* nur mit 250 MHz abgetastet wird, ist diese Einschränkung hier gegeben. Genau an dieser Stelle spielt das bereits erwähnte zusätzliche, optionale 2 ns-Delay eine Rolle, da so im Booster-Synchrotron das Elektronenpaket im Bucket $n + 1$ gespeichert werden kann, und so ebenfalls die geraden Buckets im Speicherring erreichbar sind.

Die im Speicherring erhaltene Position p nach r Synchrotronumläufen wird mit

$$p = \begin{cases} n + 2 \cdot ((r \cdot 58) \bmod 137) & \text{für ungerade Buckets} \\ n + 1 + 2 \cdot ((r \cdot 58) \bmod 137) & \text{für gerade Buckets} \end{cases} \quad (6.2)$$

berechnet. Auf Anhang ist daraus nicht ersichtlich, dass jedes Bucket des Speicherrings mit dieser Methode erreichbar ist. Aus der Gruppentheorie lässt sich ableiten, dass die Menge der auf diese Weise berechneten Elemente p isomorph zu einer Restklassengruppe¹⁹ \mathbb{N}_{137} der Ordnung 137 ist [Bos09, Abschn. 1.1]. Da es sich bei der Ordnung um eine Primzahl handelt, lässt sich die gesamte zyklische Gruppe mit einem beliebigen Element $g \in \mathbb{N}_{137}, g \neq \mathbb{1}$ erzeugen [Bos09, Abschn. 1.3, Korrr. 7]. Demnach ist also auch 58 ein Erzeuger und folglich lassen sich alle entweder ungeraden oder geraden Buckets im Speicherring erreichen.

Trigger der Extraktionselemente

Die Magnetfelder der Extraktionselemente, mit denen der Elektronenstrahl aus dem Booster-Synchrotron extrahiert wird, besitzen nur eine endliche Anstiegszeit. Daher muss sichergestellt sein, dass die Extraktionselemente nur dann hochgefahren werden, wenn sich das zu transferierende Bucket möglichst

¹⁹ Als Restklassengruppe wird hier eine Gruppe mit Addition modulo einer Zahl m bezeichnet. Das neutrale Element, mit $\mathbb{1}$ bezeichnet, ist dann 0 und die Ordnung m .

weit weg von der Schneide des Extraktionsseptums des Booster-Synchrotrons befindet. Ansonsten könnte ein Teil der Elektronen während der ansteigenden Flanke der Magnetfelder bereits extrahiert, und in das falsche Bucket im Speicherring injiziert werden. Für *ein* ausgezeichnetes Bucket kann dies durch bereits vorhandene, für jedes Extraktions- und Injektionselement individuell einstellbare, Verzögerungsglieder realisiert werden (Details werden in Abbildung C.2 in Anhang C.4 gegeben)²⁰. Da im Booster-Synchrotron aber ein beliebiges Bucket n gefüllt sein kann, müssen die Extraktionselemente entsprechend verspätet getriggert werden. Dazu wurde eine weitere Verzögerung in den Signalweg des Extraktionstriggers integriert. Diese ist in Abbildung 6.11 mit *BS-Bucket-Delay* bezeichnet.

Bunchpattern-Generator

Das *Bucket-Delay*, das *BS-Bucket-Delay* wie auch das optionale 2 ns-Delay können zwischen zwei aufeinanderfolgenden Injektionsschüssen geändert werden. Die Verzögerungen werden vom *Bunchpattern-Generator* (Modul *BPG* in Abbildung 6.11) gesteuert, der mit beliebigen Füllstrukturen programmiert werden kann, die dann durch sukzessive Akkumulation in den gewünschten Buckets erzeugt wird. Die maximale Schussanzahl pro Bucket ist durch die Begrenzung der Speichergröße des verwendeten Block-RAMs auf $2^{23} - 1$ sozusagen unlimitiert.

6.4.4 Kontrollsystemschnittstelle

Das FPGA-Board verfügt über USB-Schnittstellen zur seriellen Kommunikation mit einem Computer. Der entwickelte Befehlssatz zum Konfigurieren des Timing-Systems beschränkt sich auf das direkte Lesen und Schreiben von Registeradressen. Der Adressraum beinhaltet sowohl Register, welche zum Zweck der Laufzeitkonfiguration geschrieben werden können, Register in denen Statusinformationen abgerufen werden können als auch die Speicherbereiche der fünf Block-RAMs in denen die Ereignistabellen der Ablaufsteuerung für den Nachbeschleunigungsmodus sowie die Füllstruktur hinterlegt werden. Eine Übersicht des Adressraums ist in Anhang C.3 gegeben.

Als Prozessrechner²¹ für die Anbindung an das Kontrollsystem dient ein Einplatinencomputer des Modells *Raspberry Pi 2 Modell B* der *Raspberry Pi Foundation*. Über dieses System findet sowohl die Konfiguration durch eine USB-Kommunikationsschnittstelle als auch die Programmierung des FPGAs über eine zweite USB-Programmierschnittstelle statt. Dies ermöglicht das Hochladen eines *Bitfiles*²² in den FPGA und so das Aktualisieren der Firmware im Betrieb. Ein auf dem *Raspberry Pi* laufendes, an das Prozessnetzsystem angekoppeltes Programm, übernimmt die Laufzeitkonfiguration des FPGAs und überträgt die zurück gelesenen Statusinformationen in die Datenbank des Prozessrechners und das Kontrollsystem der Beschleunigeranlage. Bei einer Aktualisierung der Firmware des FPGAs reagiert das Programm mit einer kompletten Neuprogrammierung der Steuerregister.

Alle Verzögerungsglieder (siehe Abschnitte 6.3.3 und 6.3.4) werden bei einer Änderung durch das Kontrollsystem direkt durch Schreiben in die zugehörigen Register des FPGAs neu programmiert. Dazu wird die aktuell im Kontrollsystem eingestellte HF-Frequenz ausgelesen und entsprechend alle Verzögerungen berechnet. Das Schreiben in die Block-RAMs ist nur nach vorherigem Anhalten der Ablaufsteuerungen (siehe Abschnitte 6.4.2 und 6.4.3) möglich, da sonst während der Abarbeitung unvorhergesehene Fehler in Form von beispielsweise unberechenbaren Triggern auftreten können. Zu diesem Zweck lässt sich die Abarbeitung von Ereignissen nach Ausführen des letzten Ereignisses

²⁰ Die Verzögerungen müssen so eingestellt sein, dass sie für das gefüllte Bucket 1 im Booster-Synchrotron optimal sind.

²¹ Als Prozessrechner wird hier ein Computersystem bezeichnet, auf welchem eine Instanz des Prozessnetzsystems des Kontrollsystems ausgeführt wird. Siehe dazu Kapitel 4.

²² Das *Bitfile* beinhaltet die Konfigurationsdaten für den FPGA in einem für *Xilinx*-FPGAs standardisierten Binärdateiformat.

anhalten, was bedeutet dass der aktuelle Zyklus bis zum Ende durchläuft und dann das gesamte Timing-System die weitere Ausführung stoppt. Zu diesem Zeitpunkt wird dann der Schreibzugriff auf die Block-RAMs freigegeben und die Kontrollsystemschnittstelle kann die Speicherbereiche neu schreiben. Der Schreibvorgang dauert etwa 100 ms. Danach wird die Ausführung direkt wieder mit den neuen Zyklusdefinitionen und der neuen Füllstruktur fortgesetzt.

Da der FPGA seinen Takt aus dem 500 MHz Master-Generator bezieht, müssen bei einer Änderung der HF-Frequenz alle Verzögerungen des Timing-Systems neu berechnet werden. Die Kontrollsystemschnittstelle kann aber erst nach Abschluss des laufenden Zyklus Änderungen vornehmen. Aus diesem Grund kommt es in diesem Zyklus zu Abweichungen der tatsächlichen Dauer der Zyklusphasen. Im regulären Betrieb wird die HF-Frequenz zur Zentrierung der Gleichgewichtsbahn um wenige Dekahertz geändert, was einer Abweichung von unter 1 ppm entspricht und damit vernachlässigbar klein ist. Während exklusiver Messperioden zur Beschleunigerentwicklung wird die Frequenz um bis zu ± 400 kHz verschoben. Diese Messungen finden üblicherweise im Speicherringmodus statt, in dem das Timing-System pausiert ist, so dass keine Probleme zu erwarten sind. Für Messungen im Nachbeschleunigungsmodus liegt die Abweichung der Dauer der Zyklusphasen des Zyklus, in dem die Änderung stattfindet, bei etwa 1 ‰.

Weiterhin wird durch die Änderung der Frequenz durch den Master-Generator ein Phasensprung erzeugt, der unweigerlich zu einem Verlust der Synchronisierung des PLLs des FPGAs zum vorgegebenen externen Takt führt. Die Synchronisierung wird erst nach wenigen 10 ms wiederhergestellt. Aus diesem Grund kann durch einen Wechsel der HF-Frequenz während der Injektionsphase eine kurzzeitige Verschlechterung der Injektionseffizienz eintreten. Um einen Fehler bei der Akkumulation im Single-Bunch-Betrieb zu verhindern sollte, das Timing-System vor der Änderung manuell angehalten werden²³ und nach der Änderung fortgesetzt werden.

Die Auswahl des gewünschten Betriebsmodus (Nachbeschleunigungsmodus, Speicherringmodus oder Stretchermodus) geschieht durch entsprechendes Programmieren der Zyklus-Ablaufsteuerung durch die Kontrollsystemschnittstelle. Für den Stretchermodus folgt auf den Zyklusbeginn die Injektionsphase. Nach Abschluss der Injektionsphase beginnt der Zyklus direkt von neuem. Durch Erreichen der jeweiligen Abschaltsschwelle wird die Extraktion aus dem Booster-Synchrotron unterbunden. Sobald die Stromschwelle wieder unterschritten ist, wird die Extraktion sofort wieder fortgesetzt. Für den Speicherringmodus sind, im derzeitigen Entwicklungsstand der Programmierung, keine Trigger notwendig, da sie rein softwaregestützt durch das SyLiMode-Programm ausgelöst werden. Die Programmierung des Timing-System sieht an dieser Stelle nur eine einzige Nulloperation vor.

Integration in das ELSA-Kontrollsystem

Die Steuerung des Timing-Systems ist vollständig in das Kontrollsystem und die zugehörigen Menüs integriert. Ausgehend von einem Hauptmenü (siehe Abbildung 6.12) kann zur Steuerung der einzelnen Komponenten jeweils ein Tochtermenü für den *Bunchpattern-Generator* (siehe Abbildung 6.13), den *Injektions-Generator* (siehe Abbildung 6.13) und den *Master-Zyklus-Generator* (siehe Abbildung 6.14) erreicht werden.

Im Hintergrund des Hauptmenüs ist, ausgehend vom Peaking-Strip-Signal, der Signallaufplan des Timing-Systems visualisiert (vgl. auch Abbildung 6.6). Die drei Injektionsdelays lassen sich, wie im Kontrollsystem üblich, direkt über Schieberegler oder Zahlendirekteingabe ändern. Wahlweise lassen sich HF-Programm und Injektionsbump außerhalb der Injektionsphase deaktivieren. Die Verzögerung bis zur Extraktion aus dem Booster-Synchrotron lässt sich mit dem Schieber *Master-Delay* ebenfalls einstellen.

²³ Eine entsprechende Möglichkeit bietet das zugehörige, in Abbildung 6.14 gezeigte, Kontrollsystemmenü.

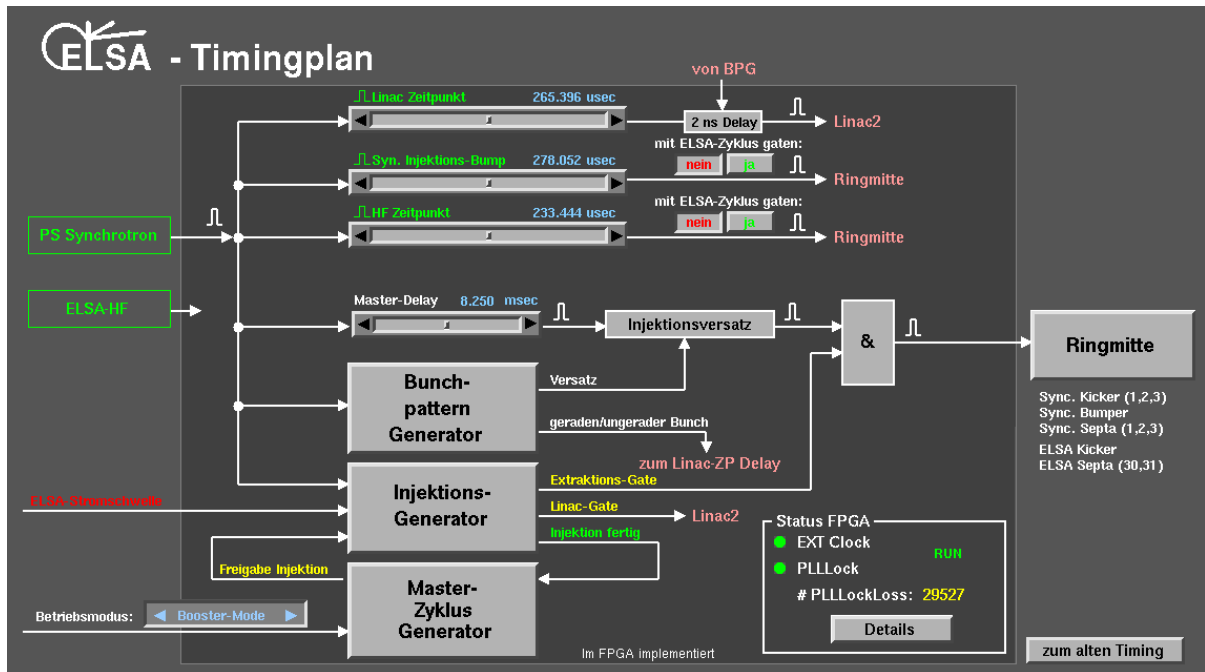


Abbildung 6.12: Abbildung des Kontrollsystemmenüs zur Steuerung des Timing-Systems. Die Verzögerungen für die Booster-Synchrotron-Injektion lassen sich direkt einstellen. Für den Bunchpattern-Generator, die Injektionssteuerung ins Booster-Synchrotron und den Master-Zyklusgenerator stehen Tochtermenüs (siehe Abbildungen 6.13 und 6.14) zur Verfügung.

Allerdings ist hier nur eine grobe²⁴ Einstellung nötig und möglich, da das Signal auf die koinzidente Umlaufclock synchronisiert wird.

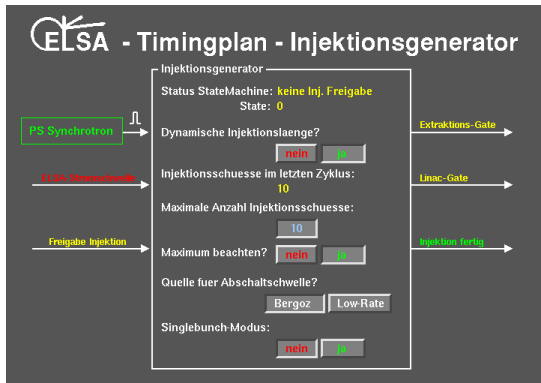
Das Verhalten des Injektionsgenerators lässt sich über die in Abbildung 6.13 gezeigten Menüs steuern. Hier lässt sich die dynamische Dauer der Injektionsphase deaktivieren (um das Verhalten des alten Timing-System zu imitieren) als auch die Maximalanzahl an Schüssen einstellen. Mit der Wahl der *Quelle für Abschaltschwelle* lässt sich die Bedingung für die Abschaltschwelle der Injektion in den Speicherring zwischen Normalintensitätsmessung des Elektronenstroms über einen BERGOZ-Monitor und Niedrigintensitätsmessung²⁵ der zum Elektronenstrom proportionalen Intensität der Synchrotronstrahlung im sichtbaren Teil des Spektrums über einen Photomultiplier wählen.

Zur Festlegung der gewünschten Füllstruktur durch den Bunchpattern-Generator werden zwei Listen im Kontrollsystem hinterlegt. Der jeweils n -te Eintrag gibt das zu füllende Bucket sowie die gewünschte Anzahl an Schüssen in dasselbige an. Damit auch im Single-Bunch-Modus eine homogene Füllstruktur erreicht werden kann, lassen sich bis zu 274 Einträge hinterlegen. Sofern der Injektor nicht im Single-Bunch-Modus genutzt wird, lässt sich so das erste Bucket angeben, in das die Füllung des Synchrotrons injiziert werden soll. Hinter zwei Schaltflächen im Menü sind zwei unterschiedliche, vordefinierte Listen hinterlegt, um eine möglichst homogene Füllstruktur zu erzeugen (siehe dazu auch Abschnitt 6.5).

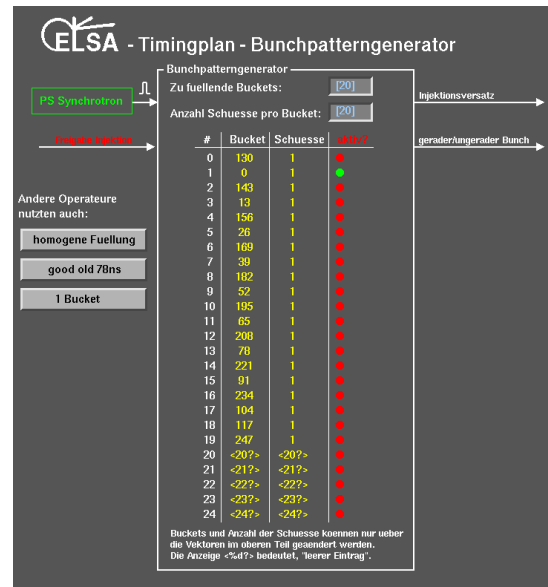
Die Zyklusdefinition für den Nachbeschleunigungsmodus erfolgt über das bereits für das alte Timing-System vorhandene Menü (siehe Abbildung C.4 in Anhang C.7). Die neue Kontrollsystemschnittstelle greift zur Programmierung der Ablaufsteuerung des FPGAs auf dieselben Parameter zurück. Fortan darf allerdings die Maximalanzahl der Injektionsschüsse sowie der Injektionsphasen nicht mehr über

²⁴ Mit *grob* sind in diesem Fall Vielfache der Periode der koinzidenten Umlaufclock, also $T_{u,Sync} = 31,805 \mu s$, gemeint.

²⁵ Im Menü mit *Low-Rate* bezeichnet.



(a) Steuerung der Booster-Synchrotron-Injektion.



(b) Einstellung der Füllstruktur.

Abbildung 6.13: Abbildung des Kontrollsystemmenüs zur Steuerung des Bunchpattern-Generators und der Booster-Synchrotron-Injektion.

dieses Menü vorgegeben werden und muss auf 1 gesetzt werden. Die weiteren Einstellmöglichkeiten des *Master-Zyklus-Generators* befinden sich in dem in Abbildung 6.14 gezeigten Kontrollsystemmenü, welches ebenfalls über das Hauptmenü des Timing-Systems (siehe Abbildung 6.12) erreichbar ist. Das Menü ist in drei Abschnitte aufgeteilt:

1. Auf der linken Seite befindet sich eine Übersicht der Einstellungen des Nachbeschleunigungsmodus (mit *Booster-Modus* bezeichnet). Im oberen Teil kann die Ausführung des Zyklus unterbrochen werden. Nach Abschalten wird der aktuelle Zyklus beendet, und das Timing-System friert vor der Injektionsphase des nächsten Zyklus ein. Bei einer Reaktivierung wird der Zyklus dann sofort fortgesetzt. Im unteren Teil gibt eine symbolische Darstellung Informationen über die zeitliche Lage der einzelnen Triggersignale (mit A bis I bezeichnet). Durch klicken auf die markierten Zeitpunkte (weiße gefüllte Kreise) kann der Diagnostetrigger auf diesen Zeitpunkt programmiert werden.
2. Im rechten Teil des Menüs sind Einstellungen für den Stretchermodus beziehungsweise den Speicherringmodus dargestellt. Da in diesen Betriebsmodi kein Maschinenzyklus definiert wird, lassen sich die zugehörigen Triggersignale nur manuell auslösen. Dazu stehen vier Schaltflächen zur Verfügung.

Um den Betrieb der polarisierten Quelle auch im Speicherringmodus zu ermöglichen, lässt sich ein spezieller Puls-Pause-Modus einstellen. In diesem wird die makroskopische Repetitionsrate des Triggers, mit dem das Lasersystem angesteuert wird, reduziert²⁶. Die Voreinstellung von 2 s bedeutet eine zweisekündige Pause nach der im *Injektionsgenerator* (siehe Abbildung 6.13(a)) eingestellten Maximalschussanzahl.

²⁶ Die Blitzlichtlampen des Lasersystems der polarisierten Quelle dürfen nicht über einen längeren Zeitraum mit einer Repetitionsrate von 50 Hz betrieben werden.

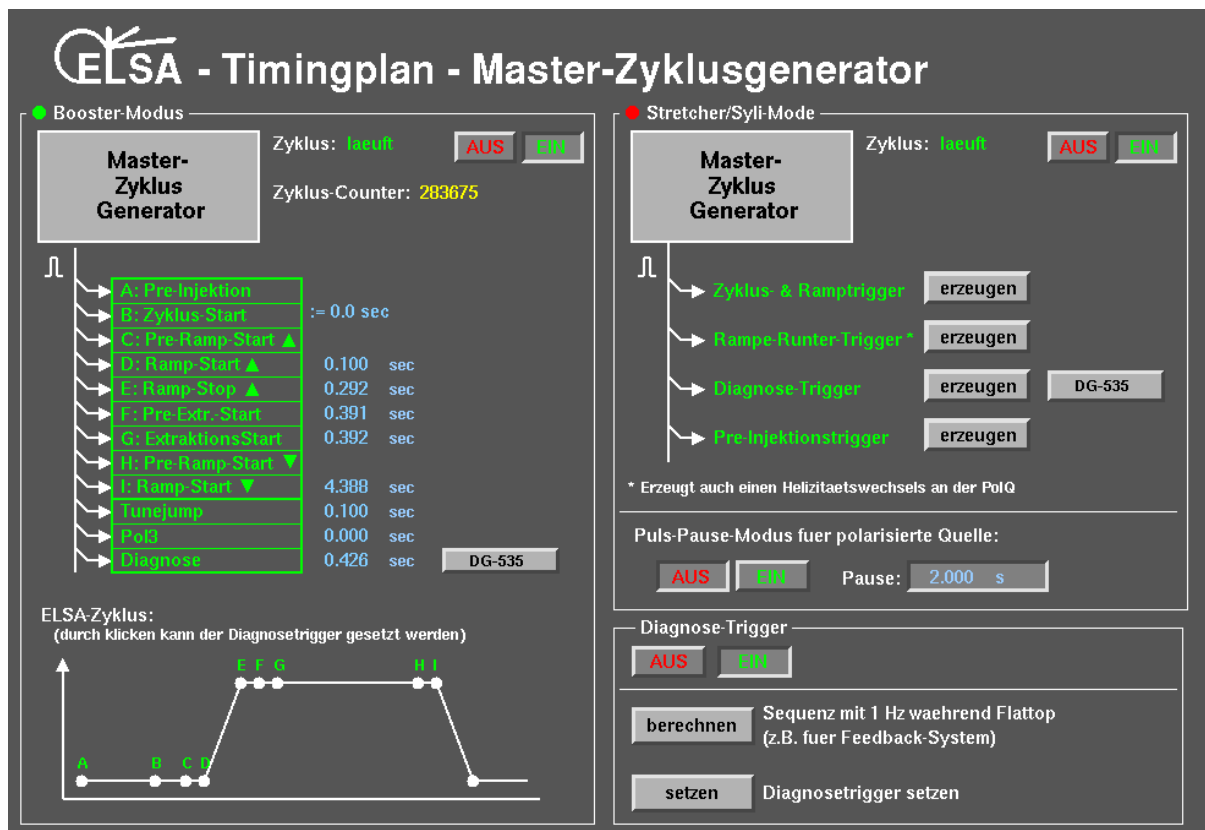


Abbildung 6.14: Abbildung des Kontrollsystemmenüs zur Steuerung des Master-Zyklusgenerators des Timing-Systems.

- Im Nachbeschleunigungsmodus kann der Diagnosetrigger zu frei definierbaren Zeitpunkten ausgelöst werden. Diese können entweder durch einen Klick auf den entsprechenden Zeitpunkt A bis I links unten, oder durch Angabe des absoluten Zeitpunkts erfolgen. Dabei können mehrere Zeitpunkte (circa 40) angegeben werden, so dass auch eine Triggersequenz erzeugt werden kann. Die Einstellungen werden erst durch klicken auf die Schaltfläche *setzen* im nächsten Zyklus aktiviert.

6.5 Inbetriebnahme des neuen Timing-Systems

Die Inbetriebnahme des neuen Timing-Systems erfolgte schrittweise während einer *Teststrahlzeit*. Im ersten Schritt wurde, nach Angleichen der Verzögerungen der Verzögerungsglieder (siehe Tabelle 6.1) sowie der Verzögerung bis zum Extraktionszeitpunkt aus dem Booster-Synchrotron, das Timing-System des Booster-Synchrotrons sowie das des Nachbeschleunigungsmodus erfolgreich umgestellt. Da für die Verteilung der Triggersignale dieselbe Infrastruktur genutzt wird, waren beispielsweise keine Änderungen an Netzgeräten notwendig.

Durch die Einführung der variablen Dauer der Injektionsphase mussten allerdings einige Triggersignale neu zugeordnet werden. Zu diesem Zweck wurde der ehemalige Zyklusstart-Trigger (siehe dazu Abbildung 6.2 in Abschnitt 6.2) auf den Beginn der Injektionsdämpfungsphase gelegt (siehe Abbildung 6.8). Damit weist die restliche Zykluslänge vom Zyklusstart bis zum Ende der Injektionspräparation eine kon-

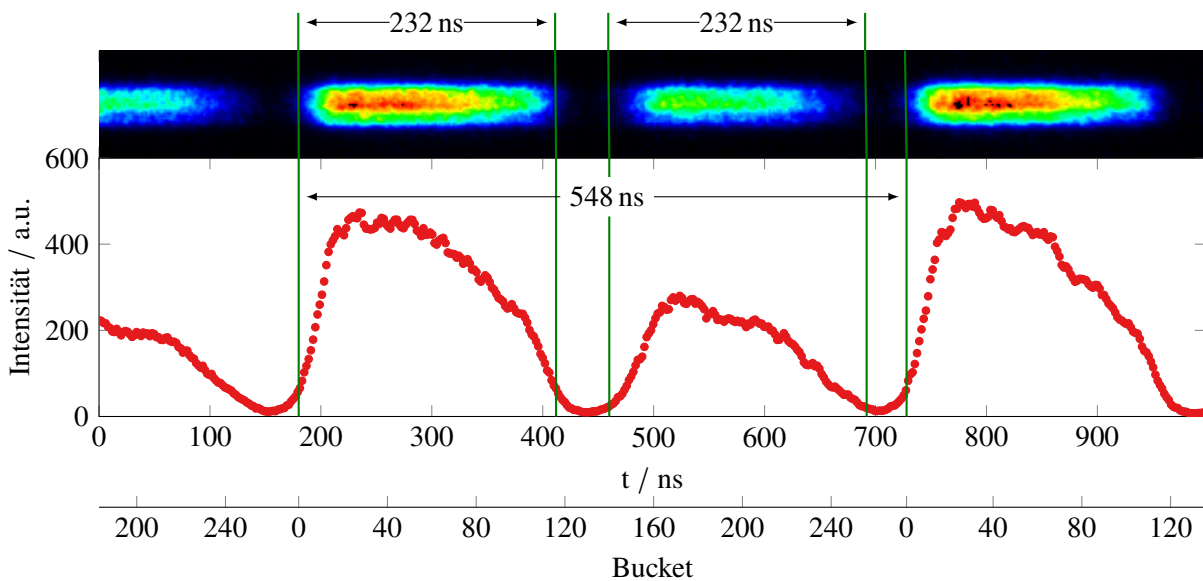


Abbildung 6.15: Gemessene Füllstruktur im Speicherring. Oben: Synchrotronstrahlungsintensität aufgenommen mit der Streak-Kamera; Unten: aus der Aufnahme gewonnenes Intensitätsprofil (•). Zu sehen sind Bunchfolgen von 116 Bunchen (einer kompletten Booster-Synchrotron-Füllung) injiziert in den Speicherring an den Bucket-Position 0 und 140 im Verhältnis 2 : 1.

stante Dauer auf²⁷. Dies ermöglicht den Betrieb von Komponenten, die bisher nicht mit der dynamischen Dauer des gesamten Zyklus kompatibel sind. Für Komponenten, die mit der variablen Dauer kompatibel sind, oder *vor* der Injektionsphase benachrichtigt werden müssen, wurde ein neues Triggersignal, der *Präinjektionstrigger*, eingeführt, der dem früheren Zyklusstart entspricht.

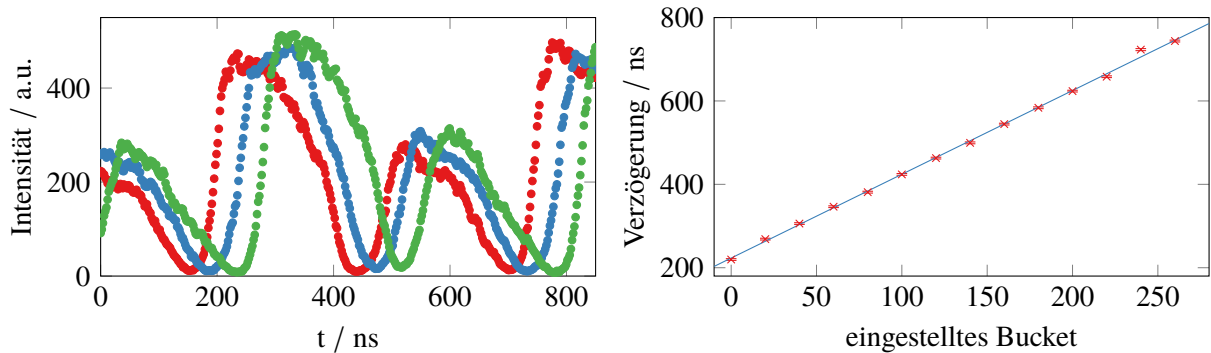
6.5.1 Untersuchung der Füllstruktur

Die Funktionsfähigkeit des Bunchpattern-Generators konnte nicht im Single-Bunch-Betrieb getestet werden, da der Injektor LINAC1 nicht zur Verfügung stand. Stattdessen konnte aber das Injektionstiming in den Speicherring unter Zuhilfenahme des Langpulsbetriebs des LINAC2 verifiziert werden. Zu diesem Zweck wurden alle 116 Buckets des Booster-Synchrotrons gefüllt, in den Speicherring an bestimmte Positionen (in Relation zur ELSA-Umlaufclock) extrahiert und akkumuliert. Dabei entspricht dann das im Timing-System programmierte Bucket dem ersten mit den 116 Bunchen zu füllenden Buckets.

Die Füllstruktur, also die periodische zeitliche Variation der Intensität des gespeicherten Elektronenstrahls in Bezug auf die ELSA-Umlaufclock, lässt sich über die von den Elektronen in den Dipolmagneten abgestrahlte Synchrotronstrahlung messen. Zur Detektion ist ein Detektor mit ausreichend hoher zeitlicher Auflösung (der Abstand der Bunche beträgt 2 ns) notwendig. Für diesen Zweck steht eine Streak-Kamera am optischen Diagnoseplatz in den ehemaligen Synchrotronlichtlaboren zur Verfügung (Aufbau des Diagnosemessplatzes und der Streak-Kamera sind in [Zan13, Abschn. 8 und 9] beschrieben, weitere Details in [Swi13; Swi+13]).

In Abbildung 6.15 ist im oberen Teil eine Aufnahme der Füllstruktur mit der Streak-Kamera während der Extraktionsphase (bei ausgeschalteten Extraktionssextupolen) im Nachbeschleunigungsmodus gezeigt (zugehörige Beschleunigereinstellungen siehe Tabelle E.2 in Anhang E). Der gesamte Zeitbereich der

²⁷ Die Dauer ist nur konstant, solange die Dauer der Extraktionsphase nicht dynamisch gewählt wird.



(a) Mit der Streak-Kamera aufgenommene Füllstrukturen mit den gleichen Einstellungen wie in Abbildung 6.15, jeweils verschoben um 0 (●), 20 (●) und 40 Buckets (●). Leichte Schwankungen in der Maximalintensität sind auf Schwankungen der Injektoreffizienz zurückzuführen. (b) Gemessene Startposition (×) der Bunchfolge im Speicherring relativ zur ELSA-Umlaufclock in Abhängigkeit des eingestellten Buckets im Bunchpattern-Generator.

Abbildung 6.16: Position der Bunchfolge im Speicherring relativ zur steigenden Flanke der ELSA-Umlaufclock in Abhängigkeit des eingestellten Buckets im Bunchpattern-Generator. Zur Verifikation der Funktionstüchtigkeit des Bunchpattern-Generators wurde an die Position eine lineare Funktion (—) angepasst.

Aufnahme umfasst 1 020 ns. Ein Pixel der Aufnahme entspricht 1,99 ns, was ungefähr dem durch die HF-Frequenz vorgegebenen Bunchabstand entspricht. Damit ist die zeitliche Auflösung der Aufnahme auf ca. ± 1 ns begrenzt. In der vertikalen Achse in Abbildung 6.15 (oben) ist die horizontale Breite der Elektronenpakete sichtbar, welche allerdings durch eine Aperturbegrenzung am Eingang der Streak-Kamera abgeschnitten ist, und daher keinen Mehrwert bietet.

Zur Analyse der zeitlichen Position der Bunchfolge wurde das Intensitätsprofil über die horizontale Ausdehnung von 40 Px integriert und ebenfalls in Abbildung 6.15 (im unteren Teil) dargestellt (●). Es lassen sich deutlich zwei circa 232 ns (entsprechend 116 Elektronenpakete mit 2 ns Bunchabstand) lange Bunchfolgen mit unterschiedlichen Intensitäten erkennen. Das Verhältnis der Intensität von circa 2 : 1 entspricht dem im Bunchpattern-Generator eingestellten Verhältnis. Dies trifft ebenfalls auf die Positionen zu, die im Bunchpattern-Generator für diese Messung auf 0 und 140 eingestellt wurden. Die exakte Position kann aufgrund von nur schwer ermittelbaren Kabellängen sowohl bei der Ansteuerung der Streak-Kamera als auch der Synchrotronextraktionselemente, einer zusätzlichen Verzögerung bei der Signalverarbeitung des FPGAs des Timing-Systems und endlicher Anstiegszeiten der beteiligten Extraktionselemente nicht exakt festgelegt werden. Weiterhin ist in Abbildung 6.15 bereits jeweils vor dem eingezeichneten Zeitfenster eine Erhöhung der Intensität zu sehen. Dieses Verhalten ist ebenfalls beim Injizieren einer einzelnen Bunchfolge aus dem Booster-Synchrotron sichtbar und lässt sich auf die langsame Anstiegszeit der Synchrotronextraktionskicker zurückführen [Swi+16].

Die Messung wurde für verschiedene Einstellungen des Bunchpattern-Generators wiederholt und ist in Abbildung 6.16(a) beispielhaft für die Bucket-Positionen (0, 140), (20, 160) und (40, 180) gezeigt. Durch die Anpassung der vorderen Flanke einer Gauß-Funktion an die steigende Flanke des Intensitätsprofils lässt sich der Beginn der Bunchfolge bestimmen. In Abbildung 6.16(b) ist die so erhaltene Position gegen das eingestellte Bucket im Bunchpattern-Generator aufgetragen. Für die angepasste Gerade ergibt sich eine Steigung von $(2,00 \pm 0,02)$ ns/Bucket, was wiederum dem Bunchabstand von 2 ns entspricht. Damit wird stets das gewünschte Bucket im Speicherring getroffen, was die Funktionsfähigkeit des Bunchpattern-Generators demonstriert.

6.5.2 Homogene Füllstruktur

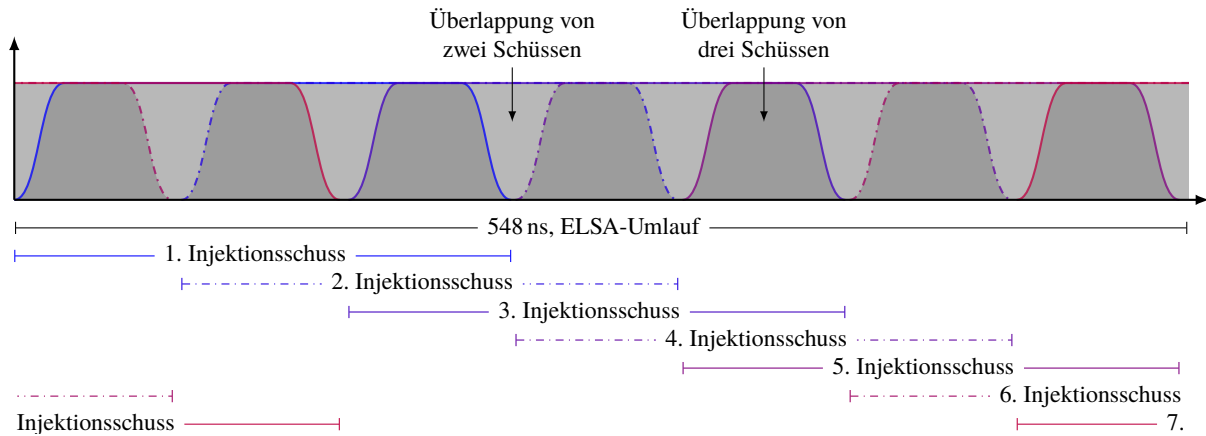
Im Allgemeinen sind für den Betrieb im Nachbeschleunigungsmodus größere gespeicherte Stromstärken im Speicherring erforderlich als mit einem einzelnen Injektionsschuss aus dem Booster-Synchrotron realisierbar sind. Zur Erhöhung der Intensität müssen deswegen mehrere dieser Schüsse akkumuliert werden. Zur Optimierung des Betriebs für die Hadronenphysikexperimente gehört ebenfalls die Maximierung des *mikroskopischen* Tastverhältnisses. Dieses kann nur durch Herstellen einer homogenen Füllstruktur im Speicherring gewährleistet werden.

Die Länge der in den Speicherring injizierten Bunchfolgen ist beim Langpulsbetrieb des LINAC2 allein durch den Umfang des Booster-Synchrotrons bestimmt. Die endlichen Anstiegszeiten der Extraktions- und Injektionselemente führen zu einer Abschwächung der Intensität zu Beginn und zum Ende der jeweiligen Bunchfolge. Diese Inhomogenität ist in Abbildung 6.15 sichtbar. Das Intensitätsprofil der im Beschleuniger gespeicherten Elektronen, und damit auch des Synchrotronlichts, weist für die ersten 20 Bunche eine ansteigende Flanke auf. Es folgt ein Plateau von etwa 50 Bunchen mit annähernd konstanter Intensität. Die Intensität in der zweiten Hälfte der Bunchfolge nimmt ab. Jeweils vor und nach der gesamten Bunchfolge (eingerahmt durch die senkrechten grünen Linien, welche einen Umlauf im Booster-Synchrotron mit 232 ns anzeigen) ist noch eine leichte von Null verschiedene Intensität zu erkennen. Hier werden Elektronen bereits in den Extraktionskanal des Booster-Synchrotrons extrahiert, obwohl die Magnetfelder der Extraktionselemente noch nicht vollständig aufgebaut sind.

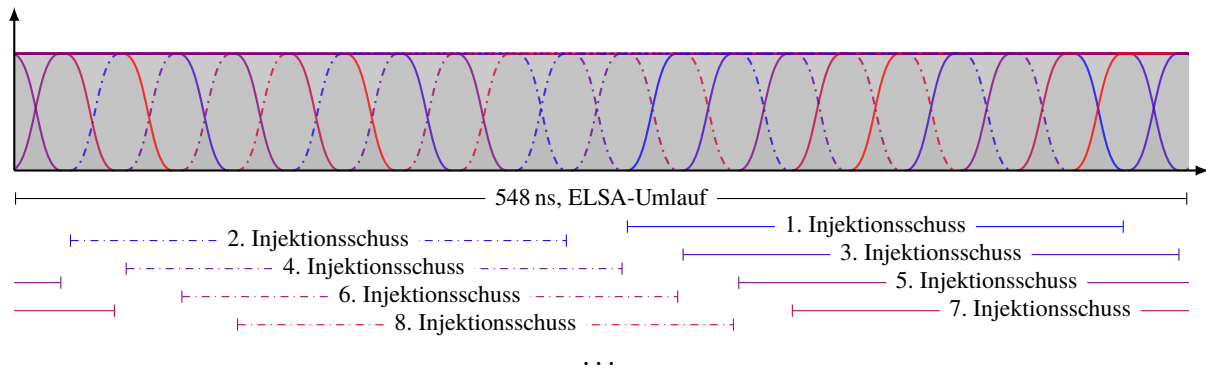
Für die Herstellung einer *homogenen* Füllstruktur werden die Bunchfolgen mit Bezug auf die ELSA-Umlaufclock jeweils unterschiedlich verzögert in den Speicherring injiziert. Die gewünschte Verzögerung lässt sich mit dem Bunchpattern-Generator einstellen. Da die aus dem Booster-Synchrotron extrahierten Bunchfolgen bereits eine starke inhomogene Intensitätsverteilung aufweisen, und diese nicht durch Ansteuerung der Extraktions- beziehungsweise Injektionselemente korrigiert werden kann, muss die homogene Struktur durch Überlappung mehrerer Injektionsschüsse erzeugt werden. Dazu wurde bereits in [Pic95, Abschn. 4.3] ein Schema, bestehend aus 7 aufeinanderfolgenden und überlappenden Injektionsschüssen, vorgestellt.

Das Schema, mit dem die Injektionsschüsse erfolgen ist in Abbildung 6.17(a) gezeigt. Die erste Injektion in den Speicherring erfolgt in das erste Bucket (Bucketnummer 0). Als vereinfachtes Modell für die Intensitätsverteilung wurde für den Schuss eine Rechteckfunktion mit abgeflachtem Beginn und Ende gewählt. Die nächste Injektion erfolgt mit einer Verzögerung von 78 ns und damit in das Bucket mit der Nummer 39. Beide Injektionsschüsse überlappen sich bei einer jeweiligen Länge von 232 ns zu etwa zwei Dritteln. Nach dem gleichen Prinzip werden insgesamt sieben Injektionsschüsse, *Injektionszug* genannt, im Speicherring akkumuliert, so dass in jedes Bucket etwa drei mal eingeschossen wird. Da in der Abbildung nur ein ELSA-Umlauf gezeigt wird, erscheinen alle Injektionsschüsse, die rechts aus dem Bild herausragen wieder auf der linken Seite. Das Verhältnis von Injektionsschüssen zu ELSA-Füllungen von 7 : 3 ergibt sich aus dem Verhältnis der Umlaufzeiten von Booster-Synchrotron und Speicherring, welches ebenfalls ungefähr 2,3 entspricht.

Unter realen Bedingungen weist dieses Injektionsschema zwei Schwachstellen bezüglich der homogenen Füllstruktur auf. Ursprünglich wurde von einer Länge von 232 ns der Schüsse bezogen auf die Breite bei halber Höhe ausgegangen. In Abbildung 6.15 ist aber deutlich sichtbar, dass die Bunchfolgen in der Realität kürzer sind. Die Breite, ebenfalls bezogen auf die halbe Höhe, beträgt nur etwa 190 ns mit stark abfallender Intensität in den Randbereichen. Die damit verbundenen Schwankung der Intensität ist wiederum in der skizzierten Füllstruktur in Abbildung 6.17(a) durch verschiedene Graustufen dargestellt. In Bereichen in denen drei Schüsse überlappen ist die Fläche unter den Injektionsschüssen etwas dunkler dargestellt als in Übergangsbereichen, in denen nur zwei Schüsse akkumuliert wurden. Eine Möglichkeit zur Reduzierung der Intensitätsunterschiede ist die Injektion mehr als eines Injektionszugs. Mit einem



(a) Injektionsversatz von 78 ns zur Herstellung einer homogenen Füllstruktur bei ≥ 7 Injektionsschüssen nach [Pic95, Abschn. 4.3]. In dunkelgraue Bereiche wurde dreifach, in hellgraue Bereiche nur zweifach eingeschossen.



(b) Injektionsversatz von 26 ns zur Herstellung einer homogenen Füllstruktur bei ≥ 21 Injektionsschüssen. Es erfolgt immer abwechselnd ein Schuss in der vorderen Hälfte und ein Schuss in der hinteren Hälfte der Speicherring-Füllung, um die zur Verfügung stehende Dämpfzeit des bereits umlaufenden Strahls zu erhöhen.

Abbildung 6.17: Verschiedene Ansätze für den Versatz der Injektionsschüsse aus dem Booster-Synchrotron zur homogenen Füllung des Speicherrings. Die Länge der Injektionsschüsse ist durch die Länge der Synchrotronfüllung vorgegeben. Sie beträgt inklusive der steigenden und fallenden Flanken 232 ns, was durch die Aufnahmen mit der Streak-Kamera (siehe Abbildung 6.15) verifiziert wurde. Der gesamte Zeitbereich umfasst eine Speicherring-Füllung von 548 ns.

zusätzlichen zeitlichen Versatz aller Injektionsschüsse des zweiten Zuges um $\frac{78\text{ ns}}{2} \approx 40\text{ ns}$ wird die Inhomogenität von 2 : 3 Schüssen auf 5 : 6 Schüsse reduziert.

Ein weiteres Problem des Schemas stellt die Injektionseffizienz dar. Durch das Injektionsverfahren werden die Elektronenpakete aus dem Booster-Synchrotron mit einer von Null verschiedenen Ablage in den Speicherring injiziert. Dadurch führen alle Elektronen kohärente Betatronschwingungen um die Sollbahn aus. Die Ablage ist dabei nicht für den gesamten Injektionsschuss konstant, wie beispielsweise in [Swi+16] und [Sch14, Abschn. 5.3.2] anhand von Aufnahmen mit der Streak-Kamera im ersten Umlauf der Elektronenpakete nach der Injektion gezeigt wurde. Aperturbegrenzungen führen bereits nach dem ersten Umlauf zu einer deutlichen Reduzierung der gemessenen Intensität. Durch einen nach

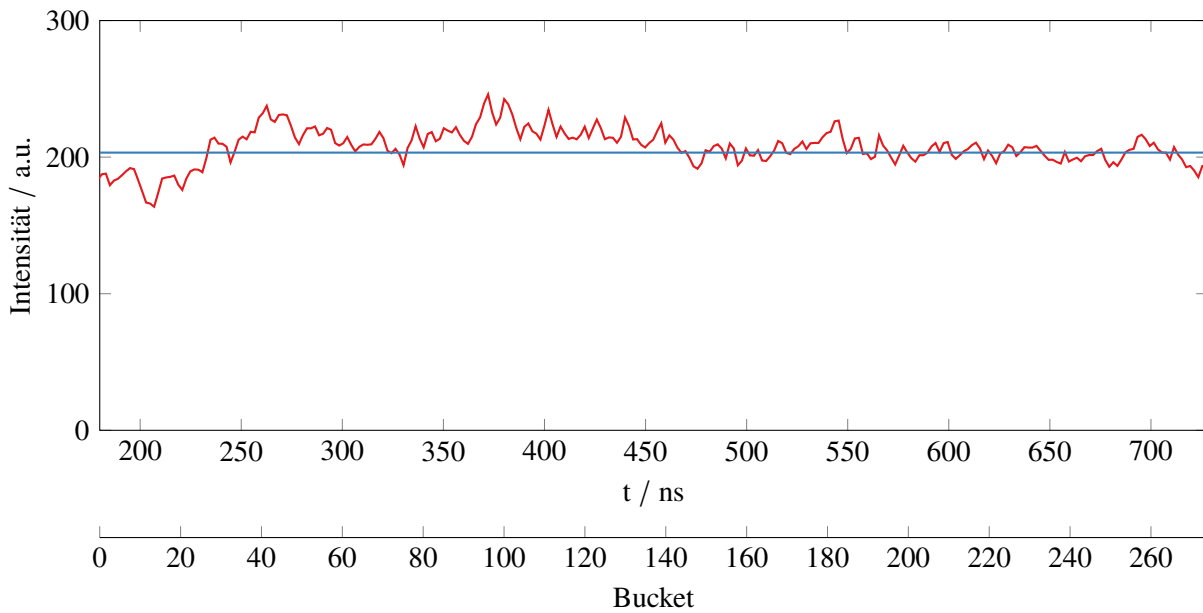


Abbildung 6.18: Füllstruktur im Speicherring (—) abgeleitet aus dem Intensitätsprofil der Synchrotronstrahlung gemessen mit der Streak-Kamera. Der Mittelwert (—) beträgt (203 ± 16) Skt. Es wurde das in Abbildung 6.17(b) vorgestellte Schema zur Injektion mit 21 Injektionsschüssen verwendet.

20 ms erfolgenden Injektionsschuss in den hinteren Teil des bereits gespeicherten aber noch angeregten Strahls kommt es abermals durch Aperturbegrenzungen zu Elektronenverlust und Reduzierung der Injektionseffizienz.

Verbessertes Injektionsschema für höhere Intensitäten Für höhere Intensitätsanforderungen, bei denen eine höhere Anzahl ab circa 21 Injektionsschüssen benötigt wird, lässt sich das in Abbildung 6.17(b) gezeigte Injektionsschema verwenden. Im Gegensatz zum vorherigen Schema wird der Versatz auf 26 ns reduziert. Direkt aufeinanderfolgende Injektionen erfolgen mit einem Versatz von 260 ns, was sicherstellt, dass die kohärenten Schwingungen der bereits injizierten Bunchfolge genügend Zeit zum Abklingen haben. Die Dämpfzeit (nach Gleichung (2.8), \mathcal{D} simuliert mit eLegant) in den transversalen Ebenen bei einer Injektionsenergie von 1,2 GeV beträgt etwa 78 ms, so dass die Amplitude nach zwei Injektionsschüssen auf etwa 60 % der ursprünglichen Amplitude abgefallen ist. Durch Überlagerung der ansteigenden und abfallenden Flanke wird ebenfalls die Inhomogenität in diesen Bereichen reduziert. Nach 21 Injektionen wurde in jedes Bucket achtmal eingeschossen.

In Abbildung 6.18 ist eine mit diesem Injektionsschema erzeugte Füllstruktur gezeigt. Die Aufnahme wurde, wie die in Abbildung 6.15, mit der Streak-Kamera erstellt. Das Profil weist, bis auf den Bereich der ersten 30 Buckets, keine signifikanten Inhomogenitäten auf. Die mittlere Intensität entspricht 203 Skt mit einer Streuung von nur 16 Skt. Diesem Schema sollte daher Vorzug gewährt werden, wenn die Injektionsanzahl zum Erreichen des gewünschten gespeicherten Stroms bei etwa 21 liegt. Die Einstellung erfolgt im Kontrollsystemmenü (siehe Abbildung 6.13(b)) über eine Vorlage die zum jeweiligen Schema erstellt wurde und noch individuell angepasst werden kann.

6.6 Resümee

Das in diesem Kapitel vorgestellte, neu entwickelte Timing-System für das Booster-Synchrotron und den Speicherring konnte erfolgreich in Betrieb genommen werden. Durch eine umfangreiche Untersuchung der Füllstruktur im Speicherring konnte sowohl die Funktionsfähigkeit des schnellen Timing-Systems für das Booster-Synchrotron überprüft werden, als auch die Möglichkeit einer Akkumulation von Bunchfolgen in den gewünschten Buckets des Speicherrings demonstriert werden. Damit ist sowohl die Erzeugung beliebiger Füllstrukturen durch die Überlappung mehrerer Injektionsschüsse aus dem Booster-Synchrotron möglich, als auch der Grundstein für eine Akkumulation eines Single-Bunchs im Speicherring gelegt. Die dazu notwendigen, vom Timing-System ausgegebenen, Triggersignale zur Ansteuerung des Single-Bunch-Injektors weisen unter Laborbedingungen eine ausreichende Präzision auf.

Der flexible Zyklus des Nachbeschleunigungsmodus und insbesondere die variable Dauer der Injektionsphase werden bereits im regulären Strahlbetrieb der Hadronenphysikexperimente genutzt. Im Fall von Effizienzproblemen des Injektors (LINAC2 und Booster-Synchrotron) kann durch eine entsprechend längere Injektionsphase für eine, von Zyklus zu Zyklus, gleichbleibende Intensität des Elektronenstrahls im Speicherring gesorgt werden. Damit einher geht insbesondere eine stabilere Lage des extrahierten Strahls. Arbeitet der Injektor hingegen störungsfrei wird durch eine, im Vergleich zum alten Timing-System mit starrem Zyklus, kurze Injektionsphase das makroskopische Tastverhältnis im Durchschnitt um 3 bis 5 % verbessert.

Durch die Aufteilung der Trigger für die beiden Rampphasen und den Einsatz der NAUDIS-Ansteuerung konnte der bisher häufig auftretende Elektronenverlust während der Rampphase am Ende des Zyklus weitestgehend vermieden werden. Beim Einsatz des Niedrigintensitätsmodus für den Betrieb der neuen externen Strahlführung ist die Verbesserung des Tastverhältnisses dadurch noch ausgeprägter. Bei extrem niedrigen Extraktionsraten von wenigen Kilohertz, wie sie häufig bei den durchgeführten Detektortests genutzt werden, reicht die Intensität eines einzelnen Injektionsschusses aus dem Booster-Synchrotron oftmals für 20 oder mehr Zyklen ohne weitere Injektion aus.

Zur weiteren Verbesserung des Tastverhältnisses ist eine Erweiterung des Timing-Systems vorbereitet, mit der die Dauer der Extraktionsphase, analog zur Injektionsphase, ebenfalls dynamisch während dem Zyklus angepasst werden kann. Dazu wird eine weitere Abschaltschwelle zur Beendigung der Extraktionsphase bei Unterschreiten eines Minimalstroms eingerichtet. Derzeit sind allerdings noch viele der, bei der Extraktion beteiligten, Komponenten auf eine konstante Extraktionsdauer angewiesen. Bis zu deren Umstellung bleibt die dynamische Extraktionsphase deaktiviert.

Arbeitspunktmessung im Speicherring

Im Nachbeschleunigungsmodus werden die Arbeitspunkte im Speicherring durch eine Vielzahl an Effekten beeinflusst. Für einen störungsfreien Betrieb ist daher eine präzise Vorgabe und Korrektur der Arbeitspunkte erforderlich. Wie sich bereits in Kapitel 5 gezeigt hat, ist das insbesondere bei der Beschleunigung spinpolarisierter Elektronen während der schnellen Energierampe mit bis zu 6 GeV/s notwendig.

In diesem Kapitel werden die bereits etablierten Methoden der Arbeitspunktmessung durch das Bunch-by-Bunch-Feedbacksystem (siehe [Sch15, Kap. 7]) vorgestellt und untersucht, da sie eine entscheidende Rolle bei der Charakterisierung von optischen Resonanzen im nächsten Kapitel spielen. Dabei steht insbesondere eine Abschätzung der systematischen Fehler im Vordergrund.

Als Vorbereitung für die Resonanzuntersuchungen werden nachfolgend die nun messbaren weiteren Einflüsse auf die Arbeitspunkte diskutiert. Dazu gehört die Arbeitspunktverschiebung in Abhängigkeit des gespeicherten Strahlstroms sowie der Einfluss von Sextupolfeldern. Zum einen werden diese durch die zur Korrektur der Chromatizität eingesetzten Sextupolmagnete verursacht. Zum anderen tragen die Extraktionssextupolmagnete bei, welche zur Anregung der drittelzahligen horizontalen Resonanz zur Extraktion des Elektronenstrahls zu den Experimenten verwendet werden.

Den abschließenden Teil des Kapitels bildet die Charakterisierung der im Speicherring installierten und zur Resonanzuntersuchung verwendeten Luftquadrupolmagnete. In Kombination mit den Hauptquadrupolmagneten bieten sie eine sehr präzise Möglichkeit der Vorgabe des horizontalen Arbeitspunkts.

7.1 Messung der Arbeitspunkte

Innerhalb eines Elektronenpaketes haben ohne externe Anregung die Phasen der Betatronschwingungen der Einzelteilchen keine Beziehung zueinander. Durch die Überlagerung vieler¹ Einzelschwingungen liegt der Ladungsschwerpunkt, welcher beispielsweise durch Strahllagemonitore detektierbar ist, trotz individueller Oszillationen mit der Betatronfrequenz, stets auf der Gleichgewichtsbahn. Für die Synchrotronoschwingung in der longitudinalen Ebene gilt die gleiche Einschränkung. Zur Messung der Schwingungsfrequenz muss der Elektronenstrahl daher zu kohärenten Schwingungen angeregt werden.

Für die Anregung stehen im Wesentlichen zwei Methoden zur Verfügung. Die erste ist eine gepulste Anregung. Hierzu kann beispielsweise in den transversalen Ebenen ein schneller, gepulster Kicker magnet verwendet werden. Dazu lässt sich einer der Injektionskicker magneten des Speicherrings [Ebe10,

¹ Bei einem gespeicherten Strahlstrom von circa 10 mA bei einer homogenen Füllstruktur sind etwa $1 \cdot 10^9$ Elektronen pro Bunch im Speicherring gespeichert.

Kap. 8], [Dre89] sowie ein für diesen Zweck entwickelter vertikaler Kickermagnet [Ebe10, Kap. 9] nutzen. Durch das zusätzliche Magnetfeld des jeweiligen Kickers, welches idealerweise während nur eines Umlaufs der Elektronen im Speicherring wirkt, werden die kohärenten Schwingungen angeregt. In der longitudinalen Ebene führt ein Phasensprung des Hochfrequenzfeldes in den Beschleunigungsresonatoren, vorgegeben durch die Ansteuerung durch das Low-Level-RF-System, zum gleichen Effekt.

Die zweite Methode stellt die resonante Anregung des Elektronenstrahls dar. Dazu wird, beispielsweise durch einen Striplinekicker [Sch11, Kap. 6], ein zeitlich veränderliches Magnetfeld $B_{\text{SL}}(t) = B_0 \sin(2\pi\nu_{\text{SL}}t)$ erzeugt. Die Frequenz ν_{SL} wird im erwarteten Bereich der Oszillationsfrequenz des Elektronenstrahls variiert. Stimmen ν_{SL} und die Oszillationsfrequenz $\nu'_\beta = \nu_u \cdot Q_{\text{frac}}$ überein, erfolgt eine resonante Anregung des gesamten Elektronenpakets.

In beiden Fällen lässt sich die kohärente Schwingung nun durch Detektion des Ladungsschwerpunkts in allen drei Raumrichtungen an einem festen Ort bestimmen. Dazu wird das Signal eines zu diesem Zweck installierten Strahllagemonitors digitalisiert. Die Digitalisierung erfolgt für jeden Bunch mit der Umlauffrequenz ν_u . Durch eine FOURIERtransformation der Daten lässt sich nun die Schwingungsfrequenz und damit der Arbeitspunkt bestimmen. Die im so erhaltenen *Strahlspektrum* auswertbaren Frequenzen sind allerdings durch das Abtasttheorem auf die halbe Abtastfrequenz und damit $\frac{\nu_u}{2}$ begrenzt. Der gemessene Arbeitspunkt entspricht somit nur dem Nachkommaanteil

$$Q_{\text{frac}} = \frac{\nu}{\nu_u} \quad (7.1)$$

des tatsächlichen Arbeitspunkts Q .

Da der gemessene Arbeitspunkt im Wesentlichen dem eingestellten entsprechen sollte, lässt sich die fehlende Information leicht restaurieren. Zusammen mit dem ganzzahligen Anteil des Arbeitspunkts Q_{int} ergibt sich:

$$Q = \begin{cases} Q_{\text{int}} + Q_{\text{frac}} & \text{für } Q_{\text{int}} \leq Q < Q_{\text{int}} + 0,5 \\ Q_{\text{int}} + 1 - Q_{\text{frac}} & \text{für } Q_{\text{int}} + 0,5 \leq Q < Q_{\text{int}} + 1 \end{cases} \quad (7.2)$$

Die Messung des Arbeitspunkts nach dieser Methode kann zum einen durch ein dafür entwickeltes System (Messung mit gepulster Anregung, siehe [Ebe10]) oder mit dem später installierten Bunch-by-Bunch-Feedbacksystem (Messung mit resonanter Anregung durch Striplinekicker und Kickercavity, siehe [Hil+17]) erfolgen. Da sich die Methode unter Zuhilfenahme des Bunch-by-Bunch-Feedbacksystems als komfortabler erwiesen hat, wurde es für alle in dieser Arbeit vorgestellten Arbeitspunktmessungen verwendet.

Das digitale Bunch-by-Bunch-Feedbacksystem ist ausgelegt zur aktiven Dämpfung kohärenter Strahlschwingungen, verursacht beispielsweise durch Multi-Bunch-Instabilitäten, und birgt somit die Möglichkeit der Messung ebensolcher. Die umlaufsychrone Positionsmessung des Ladungsschwerpunkts erfolgt über zwei dedizierte Strahllagemonitore, die Digitalisierung direkt durch das Bunch-by-Bunch-Feedbacksystem. Neben dem durch eine FOURIERtransformation aufbereiteten Strahlspektrums stehen ebenfalls die Rohdaten zur Auslese bereit. Die Rohdaten können einerseits Positionsdaten für alle 274 Bunche für einen maximalen Zeitraum von 25,2 ms enthalten. Andererseits kann der Zeitraum auf 53,9 ms ausgedehnt werden, wenn stattdessen nur die Positionsdaten eines einzelnen Bunchs gespeichert werden. Die Datennahme kann jeweils untersetzt erfolgen, was die Digitalisierung eines längeren Zeitraums ermöglicht, aber mit einer entsprechenden Reduktion der Abtastfrequenz einhergeht.

Die kohärente Anregung des Elektronenstrahls ist ebenfalls durch das Bunch-by-Bunch-Feedbacksystem möglich. Ein in das System integrierter digitaler Frequenzgenerator (DFS) [Dima] erzeugt dazu ein frequenzmoduliertes sinusförmiges Signal, das in den Striplinekicker beziehungsweise die Kickercavities eingespeist werden kann. Die notwendigen Parameter, die relative Amplitude, der Frequenzhub, die

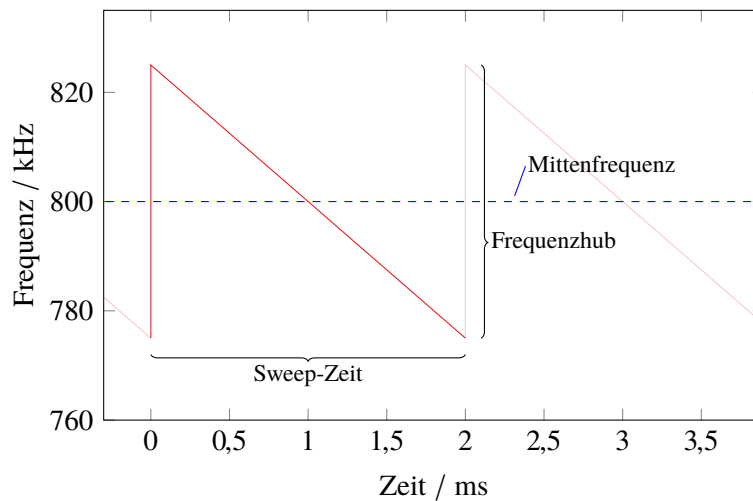


Abbildung 7.1: Schematische Darstellung der ausgegebenen Frequenz des DFS am Beispiel der Anregung des vertikalen Arbeitspunkts mit einer Mittenfrequenz von 800 kHz, einem Frequenzhub von 50 kHz und eine Sweep-Zeit von 2 ms.

Mittenfrequenz und die Sweep-Zeit², können über die grafische Benutzerschnittstelle des Bunch-by-Bunch-Feedbacksystems oder das ELSA-Kontrollsystem konfiguriert werden. In Abbildung 7.1 ist eine schematische Darstellung des Frequenzverlaufs in Abhängigkeit der Parameter dargestellt. Für die Wahl der Mittenfrequenz dient der eingestellte Arbeitspunkt als Maß, der Frequenzhub wird groß genug gewählt, um eventuelle Abweichungen vom Sollarbeitspunkt mit einzuschließen. Typischerweise werden 50 bis 100 kHz verwendet, was einer Verschiebung des Arbeitspunkts von circa $\pm 0,014$ bis $\pm 0,027$ entspricht. Die Amplitude muss, je nach Strahlenergie und anderen Beschleunigerparametern, jeweils für die Messung individuell³ eingestellt werden.

Der für die FOURIERtransformation genutzte Datenbereich der digitalisierten Daten kann auf ein kürzeres Intervall t_{ana} eingeschränkt werden, um eine höhere Zeitauflösung zu erhalten. Dabei muss die Sweep-Zeit t_{sw} angepasst sein auf das später bei der Auswertung gewünschte Intervall, da bei zu großer Sweep-Zeit ($t_{\text{sw}} > t_{\text{ana}}$) eventuell keine Anregung in den Daten sichtbar ist. Bei zu kurz gewählter Sweep-Zeit ($t_{\text{sw}} < t_{\text{ana}}$) beinhaltet der jeweilige Datensatz zwei oder mehr individuelle Anregungen des Elektronenstrahls. Da die Sweep-Zeit unabhängig von der Beta- bzw. Synchrotronfrequenz ist, weist der Datensatz mehrere Schwingungen mit gleicher Frequenz aber unterschiedlicher Phase auf, was zu Artefakten in der FOURIERtransformation führt. Ein Beispiel für das Strahlspektrum bei einer Strahlenergie von 1,5 GeV ist im linken Teil von Abbildung 7.2 gegeben. Es entstammt der FOURIERtransformierten eines 2 ms langen Datensatzes der Positionsdaten des vertikalen Ladungsschwerpunkts eines einzelnen Bunchs. Es ist die relative Amplitude der kohärenten vertikalen Betatronschwingung gegen die Frequenz aufgetragen. Der Arbeitspunkt lässt sich nun einerseits durch Identifikation des Maximums (im Folgenden Extremumsmethode genannt) oder durch Anpassung einer geeigneten Funktion (Anpassungsmethode genannt) gewinnen.

Deutlich sichtbar ist die schmale Ausprägung mit einem Maximum bei etwa 795,5 kHz, welche dem Arbeitspunkt von etwa $Q_z = 4,4363$ (eingestellt war der Sollarbeitspunkt $Q_z^S = 4,431$) entspricht. Die

² Mit Sweep-Zeit ist die Periode gemeint, welche der DFS vom Erzeugen der kleinsten bis zur größten Frequenz benötigt beziehungsweise zur Verfügung hat.

³ Beispiele für verwendete Einstellungen befinden sich in Anhang E.

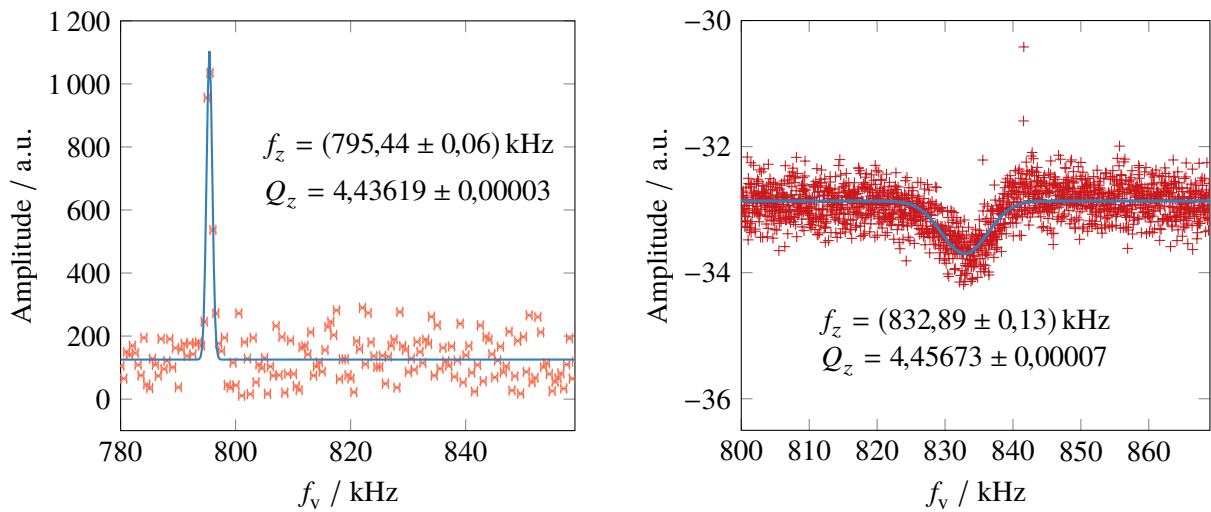


Abbildung 7.2: Aus dem Bunch-by-Bunch-Feedbacksystem exportiertes, vertikales Strahlspektrum bei aktivierter Anregung (links, \times) und bei aktivierter Dämpfung (rechts, $+$) für zwei unterschiedliche Arbeitspunkte. Zur Bestimmung des Arbeitspunkts wurde eine GAUSS-Funktion an die Daten angepasst (—). Der Fehler der Frequenz in der rechten Abbildung beträgt $\Delta f_z = \pm 80 \text{ Hz}$, und wurde aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht dargestellt. Bei dem angegebenen Fehler der Arbeitspunkte handelt es sich jeweils nur um den Fehler aus der Anpassung der GAUSS-Funktion. Systematische Fehler werden in Abschnitt 7.1.2 diskutiert.

Auflösung entspricht 500 Hz. Im dichten Umfeld von circa $\pm 1 \text{ kHz}$ um das Maximum tragen noch weitere Frequenzkomponenten bei, die auf eine endliche Breite des Arbeitspunkts zurückzuführen sind. Basierend auf der Frequenzauflösung kann der Fehler auf die Arbeitspunktmessung aus der Bestimmung des Maximums auf etwa $\Delta Q_z = \pm 0,0003$ abgeschätzt werden.

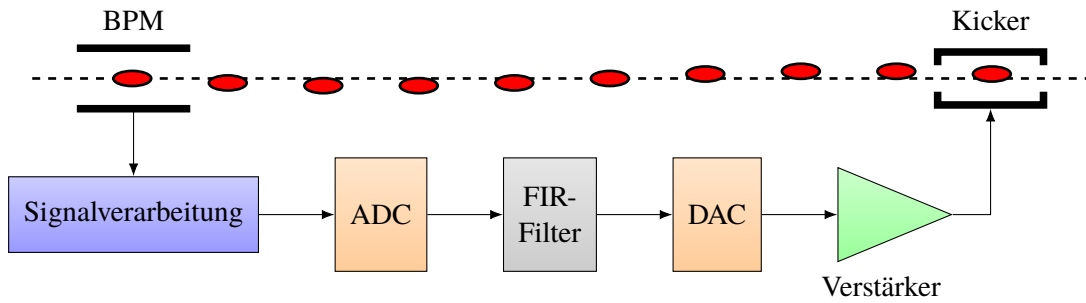
Werden in erster Näherung die Frequenzkomponenten im Strahlspektrum und damit dem Arbeitspunkt als gaußverteilt betrachtet, so lässt sich an die Daten (\times) in Abbildung 7.2 eine Gaußfunktion (—) anpassen. Der Schwerpunkt der Anpassung liegt bei $(795,44 \pm 0,06) \text{ kHz}$ (entspricht einem Arbeitspunkt von $Q_z = 4,43619 \pm 0,00003$) und die Breite (FWHM) hat einen Wert von $(0,70 \pm 0,06) \text{ kHz}$. Die hier angegebenen Fehler basieren rein auf der Anpassung der Funktion an die Messdaten. Für eine realistische Abschätzung des Fehlers wurde die Messung jeweils für alle 2 ms langen Teildatensätze aus dem 53,9 ms langen Datensatz wiederholt. Das arithmetische Mittel über alle 21 Teildatensätze⁴ ergibt einen Arbeitspunkt von $Q_z = 4,43609 \pm 0,00001$. Dieses Ergebnis stimmt mit dem aus dem über das Maximum gewonnenen überein.

Anpassungs- und Extremumsmethode lassen sich für den Arbeitspunkt in der horizontalen Ebene wiederholen, was zu vergleichbaren Ergebnissen bezüglich der statistischen Fehler der Arbeitspunktmessung führt. Der Fehler der Messung liegt demnach in beiden Ebenen unter $\Delta Q = \pm 0,0001$.

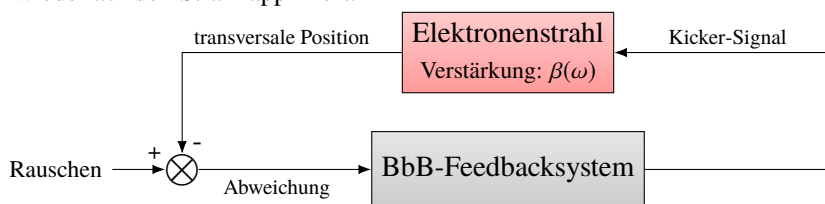
7.1.1 Arbeitspunktmessung bei aktivierter Dämpfung

Eine weitere Möglichkeit zur Bestimmung der Betatronfrequenz bietet das Bunch-by-Bunch-Feedbacksystem bei eingeschalteter Dämpfung. Zur Unterscheidung wird das gerade vorgestellte Verfahren bei der Nutzung der kohärenten *Anregung* des Elektronenstrahls im Folgenden *Anregungsprinzip* genannt. Wird

⁴ In den nicht verwendeten 5 der 26 Teildatensätze war keine Anregung des Strahls sichtbar und somit auch keine Anpassung der Gaußfunktion möglich.



(a) Die am BPM gemessene Position des Elektronenpakets wird elektronisch verstärkt und vom Bunch-by-Bunch-Feedbacksystem digitalisiert. Das Signal wird, für jeden Bunch separat, durch einen digitalen Filter weiterverarbeitet und wieder als Analogsignal ausgegeben. Nach einer Verstärkung wird das, um 180° phasenverschobene, Signal von einem Kicker wieder auf den Strahl appliziert.



(b) Modelldarstellung der Rückkopplung des Bunch-by-Bunch-Feedbacksystems durch den Elektronenstrahl.

Abbildung 7.3: Vereinfachtes Schema der Funktionsweise des transversalen Bunch-by-Bunch-Feedbacksystems. Details zur konkreten Implementierung und Signalverarbeitung des Systems werden in [Rot12, Kap. 5] und [Sch15, Kap. 6] gegeben.

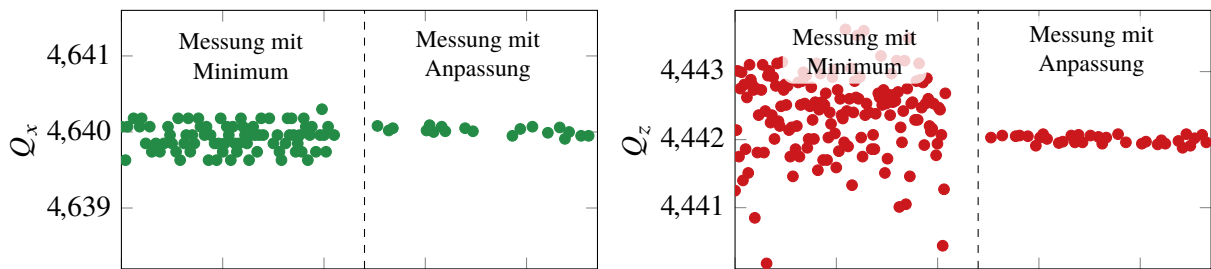
stattdessen die aktive *Dämpfung* kohärenter Schwingungen verwendet, wird der Begriff *Dämpfungsprinzip* verwendet.

Das Bunch-by-Bunch-Feedbacksystem verwendet digitale Filter, um aus dem Signal des Ladungsschwerpunkts jedes Bunchs ein Korrektursignal zur Dämpfung abzuleiten. In Abbildung 7.3 ist ein stark vereinfachtes Schema der Funktionsweise des Systems dargestellt. Als Filter kommen bei dem verwendeten System sogenannte *FIR-Filter*⁵ zum Einsatz. Durch die Angabe von geeigneten Filterkoeffizienten (siehe [Rot12, Abschn. 6.1.3]) kann mit einem solchen Filter ein Bandpassfilter realisiert werden. Angewendet auf das Signal der digitalisierten Ladungsschwerpunktsschwingung lässt sich so die Betatron- beziehungsweise Synchrotronoszillationsfrequenz sowie Schwingungsphase jedes einzelnen Bunchs bestimmen und daraus direkt das Korrektursignal ableiten.

Abbildung 7.2 zeigt auf der rechten Seite einen Auszug aus dem Strahlspektrum im Frequenzbereich um die Betatronfrequenz (+) bei aktivierter Dämpfung. Im Strahlspektrum ist nun statt der Überhöhung eine Absenkung⁶ im Bereich der Betatronfrequenz sichtbar. Die Absenkung lässt sich mithilfe der Modellierung des Bunch-by-Bunch-Feedbacksystems als Verstärker mit Rückkopplung über den Elektronenstrahl erklären (siehe Abbildung 7.3(b)). Sofern die Eigenschwingung des Elektronenstrahls bereits vollständig gedämpft ist, besteht das Eingangssignal des Feedbacksystems aus dem Rauschen der vorgeschalteten Komponenten. Dieses wird durch das Feedbacksystem und die Rückkopplung um den Faktor $G = \frac{1}{1+\beta(\omega)}$ verstärkt, wobei die Verstärkung β der Rückkopplung frequenzabhängig ist. Diese

⁵ Unter einem FIR-System, Abk. für Finite Impulse Response, wird ein System mit einer endlichen Antwortzeit auf einen Impuls verstanden. Das Ausgangssignal eines solchen Filters klingt also nach einer bestimmten Zeit auf Null ab. [PM96, Abschn. 2.3.7]

⁶ Diese wird im Englischen häufig als *Notch* bezeichnet.



(a) Messung des horizontalen Arbeitspunkts.

(b) Messung des vertikalen Arbeitspunkts.

Abbildung 7.4: Arbeitspunktmessung (horizontal ● und vertikal ●) mithilfe des Bunch-by-Bunch-Feedbacksystems durch Bestimmung des Minimums im Dip (Extremumsmethode, jeweils links) und durch Anpassung einer GAUSSfunktion (Anpassungsmethode, jeweils rechts).

Frequenzabhängigkeit ist durch die resonante Anregung des Elektronenstrahls in der Nähe der Beta-beziehungsweise Synchrotronfrequenz gegeben (siehe Abbildung 7.2, links). Da die Verstärkung $G < 1$ ist und $\beta(\omega)$ bei der Eigenfrequenz des Strahls ein Maximum aufweist, ist die Dämpfung des Rauschens im Bereich der Beta-beziehungsweise Synchrotronfrequenz am größten, was sich wiederum in der negativen Resonanzkurve im Frequenzspektrum widerspiegelt. Dadurch ist eine parasitäre Messung der Arbeitspunkte bei Betrieb des Bunch-by-Bunch-Feedbacksystem möglich.

Für die Arbeitspunktmessung nach dem Dämpfungsprinzip in Abbildung 7.2 (rechts) wurde allerdings im Vergleich zu der Messung mit Anregung ein leicht veränderter Sollarbeitspunkt von $Q_z^S = 4,453$ verwendet, was die Verschiebung der Betatronfrequenz im jeweiligen Spektrum erklärt. Das Spektrum wurde aus einem 25,2 ms umfassenden Datensatz der Positionsdaten, welche über alle 274 Elektronenpakete gemittelt wurden, erzeugt. Die Stromstärke des gespeicherten Strahls beträgt ca. 40 mA bei einer Energie von 2,9 GeV.

Die Identifikation des Minimums im Spektrum ist aufgrund des starken Rauschens fehleranfällig und streut um bis zu ± 3 kHz. Auch hier lässt sich aber eine Gaußfunktion (—) in Abbildung 7.2, rechts) an die Daten anpassen. Ein Vergleich der Extremums- und Anpassungsmethode bei Nutzung des Dämpfungsprinzips ist in Abbildung 7.4 gegeben. Mit der Schwerpunktsbestimmung aus der Anpassung streut das Ergebnis für den Arbeitspunkt wesentlich geringer. Zum Vergleich konnte durch die Anpassungsmethode die Streuung (Standardabweichung) der Messwerte im horizontalen Fall um den Faktor 2,4 und in der vertikalen Ebene um den Faktor 5 reduziert werden.

Sowohl das Anregungs- als auch das Dämpfungsprinzip eignen sich zur Bestimmung des Arbeitspunkts für die Resonanzuntersuchungen in Kapitel 8. Da bei der ersten Methode mit Anregung des Strahls die Dämpfung des Bunch-by-Bunch-Feedbacksystems für den Zeitraum der Datennahme ausgeschaltet werden muss⁷, kann es hier zu weiteren Strahlinstabilitäten und dadurch zu Strahlverlust kommen. Dieser tritt unregelmäßig auf und führt typischerweise zum Verlust des gesamten gespeicherten Stroms. Aus diesem Grund wird für die Bestimmung der Resonanzen die Anpassungsmethode mit aktivierter Dämpfung verwendet (Dämpfungsprinzip) verwendet. Diese Methode birgt allerdings weitere systematische Fehler, welche im folgenden Abschnitt diskutiert werden.

Auch in der longitudinalen Ebene lässt sich der Arbeitspunkt sowohl über die Dämpfungs- als auch die

⁷ Die Abschaltung der Dämpfung geschieht automatisch während der Datennahme und der resonanten Anregung des Strahls. Obwohl nur ein einzelner Bunch angeregt wird, lässt das Bunch-by-Bunch-Feedbacksystem nur die Abschaltung der Dämpfung für *alle* Elektronenpakete während des Datennahmezeitraums von 53,9 ms zu.

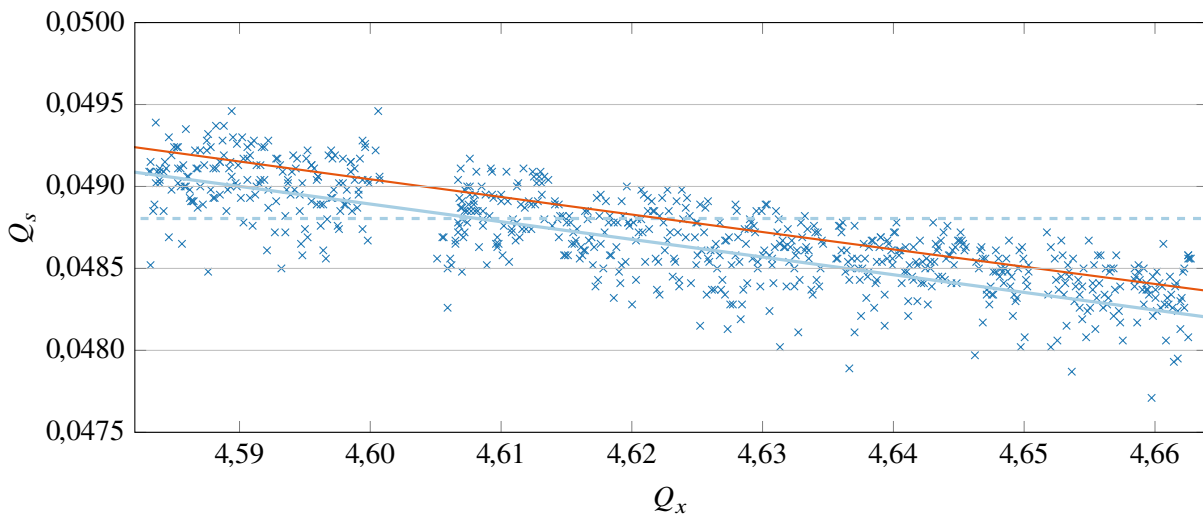


Abbildung 7.5: Messung des longitudinalen Arbeitspunkts Q_s (\times) in Abhängigkeit des gemessenen horizontalen Arbeitspunkts Q_x zusammen mit einer an die Messwerte angepassten Geraden (—). Zum Vergleich ist der eingestellte longitudinale Arbeitspunkt $Q_s^S = 0,0488$ (- - -) sowie die Ergebnisse einer mit elegant durchgeführten Simulation des longitudinalen Arbeitspunkt in Abhängigkeit des eingestellten horizontalen Arbeitspunkts Q_x^S gezeigt (—).

Anregungsmethode messen. Wie in den beiden transversalen Ebenen kann eine Anregung des Strahls sehr leicht zum Strahlverlust führen. Für die in Kapitel 8 vorgestellten Messungen wird daher in dieser Ebene auch die Dämpfungsmethode bevorzugt und genutzt. In Abbildung 7.5 ist die Messung des longitudinalen Arbeitspunkts Q_s (\times) mit der Extremumsmethode in Abhängigkeit des horizontalen Arbeitspunkts gezeigt. Der longitudinale Arbeitspunkt ist auf $Q_s^S = 0,0488$ eingestellt (- - -). Zum einen ist ein deutliches Absinken des gemessenen Q_s mit Q_x sichtbar. Die Ursache dafür liegt in der Änderung des Momentum-Compaction-Faktor in Abhängigkeit des horizontalen Arbeitspunkts. Nach Gleichung (2.13) ist die Synchrotronfrequenz und damit der longitudinale Arbeitspunkt proportional zu $\sqrt{\alpha_c}$. Durch Verschiebung der Arbeitspunkte und damit der Quadrupolstärken k_f und k_d ändert sich die Dispersionsfunktion und damit nach Gleichung (2.12) der Momentum-Compaction-Faktor. Der Zusammenhang zwischen α_c und Q_x wurde simuliert und ist in Anhang F.1 in Abbildung F.1 dargestellt. Die mit der Simulation berechnete theoretische Verschiebung des longitudinalen Arbeitspunkt ist in Abbildung 7.5 ebenfalls dargestellt (—).

Um eine Abschätzung der Streuung der Messwerte und damit den statistischen Fehler der longitudinalen Arbeitspunktmessung zu erhalten wurde an die Messwerte eine Gerade angepasst (—). Das entspricht nur einer Näherung, ist aber für die Fehlerabschätzung hier ausreichend. Die Streuung der Messwerte (Standardabweichung) um die angepasste Gerade beträgt

$$\Delta Q_s = 0,0002_{\text{stat.}} \quad ,$$

und liegt damit in der gleichen Größenordnung wie die Streuung der Messwerte des vertikalen Arbeitspunkts bei Nutzung der Anpassungsmethode (siehe Tabelle 7.1). Daher wird für die Messung des longitudinalen Arbeitspunkts auf die Anpassungsmethode verzichtet und stattdessen die Extremumsme-

Methode	horizontal	vertikal	longitudinal
Minimum	0,00017	0,00058	0,00018
Anpassung	0,00007	0,00012	-

Tabelle 7.1: Streuung der Messwerte für die Bestimmung des Arbeitspunkts mit der Minimum- beziehungsweise Anpassungsmethode für die jeweilige Ebene. Die zugehörigen Messwerte sind in Abbildung 7.4 dargestellt.

thode verwendet⁸.

7.1.2 Systematische Fehler der Arbeitspunktmessung mit dem Bunch-by-Bunch-Feedbacksystem

In die Berechnung der Koeffizienten der FIR-Filter des Bunch-by-Bunch-Feedbacksystems fließen die Mittenfrequenz sowie die Phase des Filters ein. Weiterhin haben Designparameter des Filters, wie zum Beispiel die Anzahl der Filterelemente (im Englischen *taps* genannt) einen erheblichen Einfluss auf dessen Charakteristik. Bei Verwendung eines Filters mit mehr Elementen lässt sich die Verstärkung im Bereich der Mittenfrequenz erhöhen sowie die Breite verkleinern. Die Phase des Filters ist aber abhängig von der Frequenz des Signals (ein Beispiel der frequenzabhängigen Verstärkung und Phase des Signals ist in [Rot12, Abb. 6.10] sowie [Rot12, Abb. 6.18] gegeben). Die Steigung der Phase nimmt mit höherer Anzahl der Filterelemente ebenfalls zu.

Für den praktischen Betrieb des *Feedbacksystems* spielt die Phase eine entscheidende Rolle: eine Dämpfung der Schwingung kann nur bei einer Phasendifferenz⁹ von 180° zwischen Schwingung und appliziertem Korrektursignal erfolgen. Verschiebt sich die Phase mit der Frequenz, kann bei zu großer Abweichung zwischen Mittenfrequenz des Filters und Oszillationsfrequenz der Elektronenpakete eine Anregung statt einer Dämpfung auftreten. Das normalerweise um das Minimum symmetrische Strahlspektrum (siehe zum Beispiel Abbildung 7.2, rechts) wird dadurch verzerrt und die Arbeitspunktmessung mithilfe der angepassten Gaußfunktion weist systematische Fehler auf.

Zur Abschätzung des Effekts wurde eine Messung des vertikalen Arbeitspunkts bei verschiedenen eingestellten Mittenfrequenzen im Feedbacksystem und einer Energie von 2,9 GeV durchgeführt. In Abbildung 7.6 ist der gemessene Arbeitspunkt Q_z bei aktivierter Dämpfung gegen die eingestellte Mittenfrequenz des Filters aufgetragen. Die Mittenfrequenz wurde mit Gleichung (7.1) in den Nachkommaanteil des Arbeitspunkts umgerechnet. Der eingestellte vertikale Arbeitspunkt beträgt $Q_z^S = 4,453$ bei einem horizontalen Arbeitspunkt von $Q_x^S = 4,634$. Es werden 10 Filterelemente (*taps*) verwendet. Die Dämpfung in den verbleibenden beiden Ebenen war ebenfalls aktiviert. Alle weiteren Beschleunigereinstellungen sind in Tabelle E.3 in Anhang E gelistet.

Deutlich sichtbar ist die Abweichung des gemessenen vertikalen Arbeitspunkts $Q_z = 4,460$ vom eingestellten Arbeitspunkt $Q_z^S = 4,453$. Mögliche Ursachen für die große Abweichung wurden bereits in Abschnitt 5.4 gegeben. Bei zu klein gewählten Mittenfrequenzen des Filters ist weiterhin ein deutliches Absinken des gemessenen Arbeitspunkts sichtbar. Die Abweichung beträgt circa $\Delta Q = 0,002$ für eine Änderung des Nachkommaanteils von 0,03. Der in blau (■) hinterlegte Bereich in Abbildung 7.6 schließt alle Messwerte bis auf den letzten ein und zeigt, dass die maximale Abweichung $\Delta Q_z = \pm 0,002$ beträgt. Außerhalb des gezeigten $Q_{z,frac}$ -Bereichs ist mit der gewählten Anzahl an Filterelementen keine Dämpfung

⁸ Zusätzlich ist die automatische Anpassung der GAUSSfunktion an das longitudinale Strahlspektrum fehleranfällig. Die Ausprägung des Minimums weist deutliche Abweichungen von einem gaußförmigen Profil auf (siehe z.B. [Sch15, Abb. 6.15]).

⁹ Die Phasendifferenz setzt sich aus der Phase des Filters und der Signallaufzeit im Feedbacksystem und den zugehörigen Kabeln und Verstärkern zusammen.

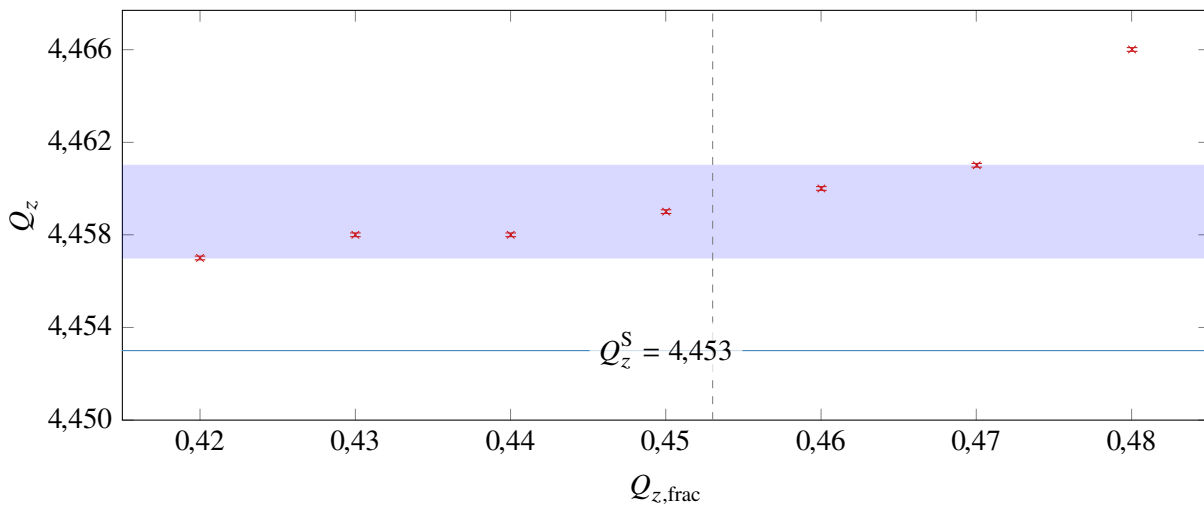


Abbildung 7.6: Abhängigkeit des gemessenen vertikalen Arbeitspunkts Q_z (×) vom, für den FIR-Filter des Bunch-by-Bunch-Feedbacksystem eingestellten, Nachkommaanteil des Arbeitspunkts $Q_{z,frac}$. Die gestrichelte Linie (---) gibt den Nachkommaanteil des eingestellten Arbeitspunkt an. Die Anzahl der Filterelemente wurde auf 10 festgelegt. Der blau hinterlegte Bereich (■) zeigt den Bereich, in dem die Abweichung $\Delta Q_z = \pm 0,002$ vom Mittelwert beträgt.

der Strahlschwingungen mehr möglich, und folglich auch keine Messung des Arbeitspunkts nach diesem Prinzip. Die Abweichung von $\Delta Q_z = \pm 0,002$ lässt sich als systematischer Fehler der Arbeitspunktmessung interpretieren, der durch falsche Wahl der Mittenfrequenz des Filters zustande kommt. Der Effekt lässt sich minimieren sofern die Mittenfrequenz immer mit dem Sollwert des Arbeitspunkts zusammen verändert wird. Der Messwert bei einem Nachkommaanteil von 0,48 wurde bewusst bei der Abschätzung vernachlässigt, da hier bereits eine so starke Deformation des Minimums im Strahlspektrum sichtbar war, die teilweise in eine Anregung (aufgrund der verschobenen Phase durch das Filter) überging.

Der Fehler auf die Messung des vertikalen Arbeitspunkts mit der Minimummethode lässt sich damit zu

$$\Delta Q_z = 0,00012_{\text{stat.}} + 0,002_{\text{syst.}}$$

abschätzen.

Für die horizontale Ebene wird der systematische Fehler auf eine ähnliche Weise bestimmt. In Abbildung 7.7 ist dazu der gemessene horizontale Arbeitspunkt Q_x (⊙) in Abhängigkeit des eingestellten Arbeitspunkts Q_x^S bei konstantem eingestellten Nachkommaanteil im Feedbacksystem gezeigt. Die Messung wurde im Rahmen der systematischen Resonanzuntersuchungen in Kapitel 8 und insbesondere Abschnitt 8.4 durchgeführt. An die Messdaten wurde eine Gerade (—) mit den Parametern

$$Q'_x(Q_x^S) = -0,335 \pm 0,004 + Q_x^S \cdot (1,074 \pm 0,001)$$

angepasst und die Abweichung der Messwerte davon ebenfalls dargestellt (⊙). Neben der regelmäßigen Struktur, bestehend aus linearen Teilstücken, die in Abschnitt 8.6.1 und Abbildung 8.9 erläutert werden und durch das Messprinzip erklärbar sind, ist ein systematischer Anstieg der Abweichungen bei Arbeitspunkten mit $Q_x^S < 4,60$ und Arbeitspunkten mit $Q_x^S > 4,64$ sichtbar. Diese ist wiederum, wie im vertikalen Fall, auf eine Deformation des Minimums im Strahlspektrums zurückzuführen. Der über das Minimum der angepassten Gaußfunktion bestimmte Arbeitspunkt weist dann ebenfalls einen systematischen Fehler auf,

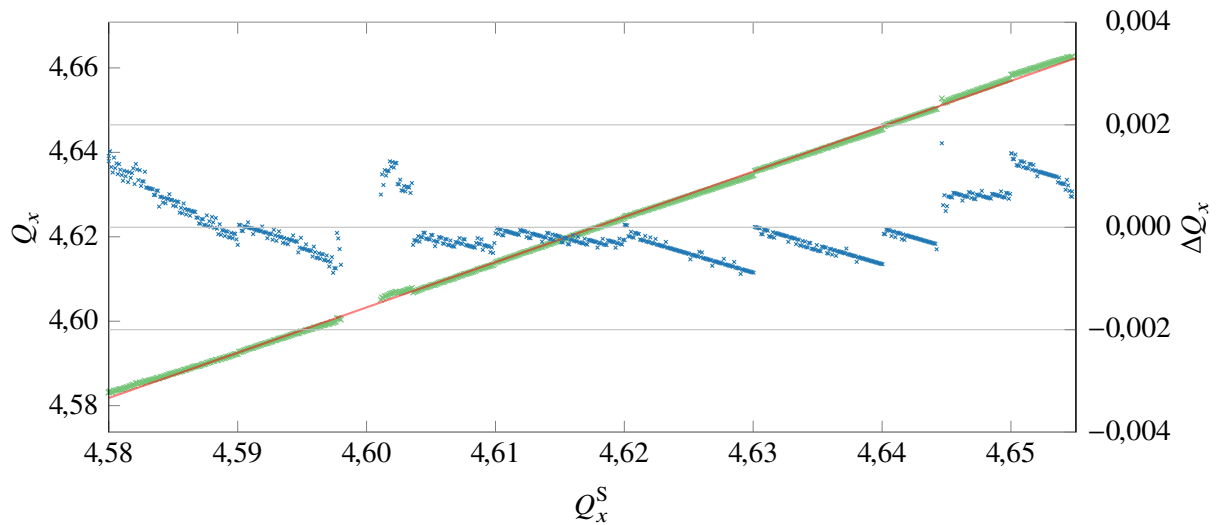


Abbildung 7.7: Darstellung des gemessenen horizontalen Arbeitspunkts Q_x (\otimes) in Abhängigkeit des eingestellten Arbeitspunkts Q_x^S . Eine an die Messwerte angepasste Gerade (—) ist ebenfalls dargestellt. Auf der zweiten vertikalen Achse ist die Abweichung des gemessenen Arbeitspunkts ΔQ_x (\odot) von der angepassten Geraden gezeigt. Die gezeigten Daten wurden während der Resonanzuntersuchungen (siehe Kapitel 8, insbesondere Abschnitt 8.4) bei einem vertikalen Arbeitspunkt von $Q_z^S = 4,45$ und longitudinalen Arbeitspunkt $Q_s^S = 0,0488$ gewonnen.

der aus Abbildung 7.7 abgeschätzt werden kann. Zusammen mit Tabelle 7.1 ergibt sich dann für den Fehler der Arbeitspunktmessung in der horizontalen Ebene

$$\Delta Q_x = 0,00007_{\text{stat.}} + 0,001_{\text{syst.}} \quad .$$

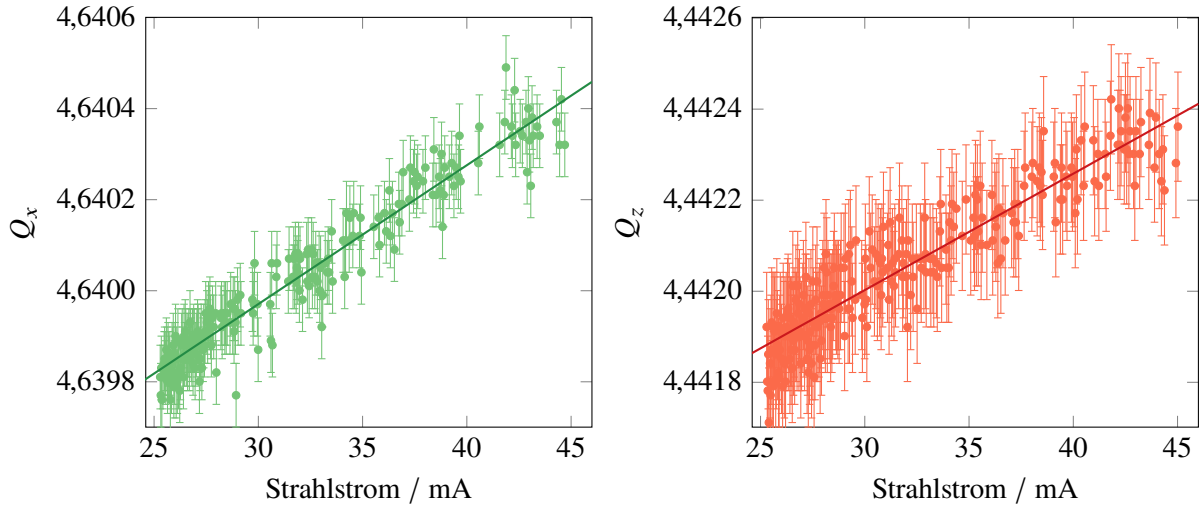
Bei der Arbeitspunktmessung in der longitudinalen Ebene wird, wie im vorherigen Abschnitt erwähnt, auf die Anpassungsmethode verzichtet und stattdessen das Minimum im Strahlspektrum zur Bestimmung des Arbeitspunkts verwendet. Eine Deformation des Strahlspektrums konnte hier nicht beobachtet werden, weshalb eine Abschätzung des systematischen Fehlers, wie im Fall der transversalen Ebenen, nicht möglich ist.

7.2 Weitere Einflüsse auf den Arbeitspunkt

Strahlstrom

In Abbildung 7.8 ist die Abhängigkeit der transversalen Arbeitspunkte vom gespeicherten Strahlstrom bei einer Energie von 2,9 GeV dargestellt. Die Messwerte wurden mit 1 Hz durch das Bunch-by-Bunch-Feedbacksystem unter Zuhilfenahme der in Abschnitt 7.1 vorgestellten Anpassungsmethode bereitgestellt. Als Messabweichungen wurden die in Tabelle 7.1 gefundenen Werte der Streuung der Messwerte mit der entsprechenden Methode verwendet. In beiden Ebenen lässt sich eine Proportionalität zwischen dem Arbeitspunkt und der Stromstärke des gespeicherten Strahls erkennen. Die Parameter der Geradenanpassung lauten

$$Q_x(I) = 4,63906 \pm 0,00002 + I \cdot (30,5 \pm 0,5) \cdot 10^{-6} \text{ 1/mA}$$



(a) Messung des horizontalen Arbeitspunkts (•) sowie (b) Messung des vertikalen Arbeitspunkts (•) sowie Geradenanpassung (—).

Abbildung 7.8: Messung der Abhängigkeit der transversalen Arbeitspunkte vom gespeicherten Strahlstrom. Es wurde jeweils eine Gerade an die Daten angepasst. Der Datenbereich von 25 bis 45 mA umfasst dabei den für die Untersuchungen der Resonanzen genutzten Strombereich (siehe Kapitel 8).

für die horizontale und

$$Q_x(I) = 4,6398 \pm 0,00002 + I \cdot (25,6 \pm 0,6) \cdot 10^{-6} \text{ 1/mA}$$

für die vertikale Ebene. Der angegebene Ordinatenabschnitt hängt dabei natürlich vom jeweils eingestellten Arbeitspunkt ab.

Die Arbeitspunktverschiebung lässt sich durch Raumladungseffekte des Strahls sowie durch die Wechselwirkung der vom Strahl verursachten elektromagnetischen Felder mit der Vakuumkammer und den Polschuhen der Magnete erklären (siehe z.B. [Wie95, Kap. 10.2]). Die Verschiebung setzt sich aus einem inkohärenten Anteil $\Delta Q_{i,\text{inc}}(I)$ und einem kohärenten Anteil $\Delta Q_{i,\text{coh}}(I)$ zusammen, der sich mit [Las63]

$$\Delta Q_{i,\text{inc}}(I) = -\frac{2r_0}{ec} \frac{\hat{R}I \langle \beta_i \rangle}{\beta^3 \gamma} \left[\underbrace{\left(\beta^2 + \frac{1 - \beta^2 - \eta}{B} \right) \frac{\epsilon_{1,i}}{h^2}}_{\text{el. Strahl-Wand-Effekte}} + \underbrace{\beta^2 \frac{\epsilon_{2,i}}{g^2}}_{\text{mag. SWE}} + \underbrace{\frac{1 - \beta^2 - \eta}{B} \frac{\epsilon_{\text{sc},i}}{b^2}}_{\text{Raumladung}} \right] \quad (7.3)$$

und

$$\Delta Q_{i,\text{coh}}(I) = -\frac{2r_0}{ec} \frac{\hat{R}I \langle \beta_i \rangle}{\beta^3 \gamma} \left[\beta^2 \frac{\epsilon_1}{h^2} + \frac{1 - \beta^2 - \eta}{B} \frac{\xi_1}{h^2} + \beta^2 \frac{\epsilon_2}{g^2} \right] \quad (7.4)$$

berechnen lässt. $\langle \beta_i \rangle$ bezeichnet dabei die mittlere Betafunktion der Ebene i , $\hat{R} = \frac{L}{2\pi}$ den mittleren Radius des Speicherrings der Länge L , γ den LORENTZFaktor und $\beta = \frac{v}{c}$ die Geschwindigkeit der Teilchen. B wird *Bunching-Faktor* genannt und entspricht dem Verhältnis von Bunchlänge zu Bunchabstand $B = \frac{\sigma_s}{\lambda_{\text{HF}}}$, dass bei einer Energie von 2,9 GeV etwa $\frac{80 \text{ ps}}{2 \text{ ns}} = \frac{1}{25}$ entspricht. η beschreibt die Strahlneutralisation,

das Verhältnis zu dem die elektrische Ladung des Strahls durch positiv geladene Ionen abgeschirmt wird. Die Faktoren $\epsilon_{1,i}$, $\epsilon_{2,i}$, $\epsilon_{sc,i}$, $\xi_{1,i}$ und $\xi_{2,i}$ werden als LASLETT-Koeffizienten bezeichnet und stellen Korrekturfaktoren zur Berücksichtigung der Kammergeometrien dar. Die halbe Breite der, als elektrisch perfekt leitend angenommenen, Vakuumkammer ist mit h bezeichnet, die halbe Höhe des Polschuhabstands der Magnete mit g und die halbe Höhe des Elektronenstrahls mit b . Weiterhin wurde in Gleichung (7.4) von Vakuumkammern ausgegangen, die undurchlässig für hochfrequente Magnetfelder sind (siehe Anhang D.1.1). Im Speicherring werden verschiedene Vakuumkammern mit runden und elliptischen Querschnitten verwendet. Die für die verschiedenen Kammertypen berechneten LASLETT-Koeffizienten und deren geschätzte Anteile sind in Anhang D.1 dargestellt.

Die hier gemessenen Arbeitspunktverschiebungen beinhalten nur den kohärenten Anteil, da die Arbeitspunkte mithilfe von Positionsmessungen des *Strahlschwerpunkts* in den BPMs gemessen wurden. Diese Messmethode ist nur sensitiv auf die kollektive Schwingung des Elektronenstrahls, und damit den kohärenten Anteil der Arbeitspunktverschiebung. Mit der Annahme einer Strahlneutralisation durch Ionen von $\eta \approx 15\%$ lässt sich mit Gleichung (7.4) eine kohärente Arbeitspunktverschiebung in der Größenordnung von $10 \cdot 10^{-6}/\text{mA}$, wie sie hier beobachtet wurde, erklären. Der Einfluss der Ionen, welche im Potenzial des Elektronenstrahls akkumuliert werden, sind Gegenstand aktueller Untersuchungen. Eine ausführliche Diskussion wird in [Sau18] gegeben werden. Eine exakte Berechnung ist aufgrund der vielen Annahmen bezüglich der Kammergeometrien, der verwendeten Materialien, und der weitestgehend unbekanntem Strahlneutralisation hier nicht möglich.

Es sind keine Komponenten im Speicherring verfügbar, um dieser stromabhängigen Arbeitspunktverschiebung entgegenzuwirken. Im Hinblick auf die Resonanzuntersuchungen in Kapitel 8 lässt sich die Verschiebung durch eine Einschränkung des Bereichs des Strahlstroms reduzieren. Im Bereich von 25 bis 45 mA beträgt sie $6,1 \cdot 10^{-4}$ beziehungsweise $5,1 \cdot 10^{-4}$. In dieser Größenordnung ist die Arbeitspunktverschiebung tolerierbar und eine weitere Eingrenzung des Strombereichs würde eine zu starke Verlängerung der Messzeit mit sich führen (siehe Abschnitt 8.2).

Sextupolstärke

Durch die vorhandenen Sextupolmagnete trägt auch eine gestörte Gleichgewichtsbahn zu einer Verschiebung des Arbeitspunkts bei. Durch die horizontale Verschiebung des Strahlschwerpunkts von der magnetischen Mitte eines Magneten der Stärke m wird ein zusätzliches Quadrupolfeld Δk_{sext} erzeugt [Wil96, Abschn. 3.16]:

$$\Delta k_{\text{sext}} = mx \quad .$$

Zusammen mit der Betafunktion β am selben Ort s lässt sich daraus die Arbeitspunktverschiebung ΔQ für einen Magneten der Länge L_{sext} berechnen:

$$\Delta Q = \frac{1}{4\pi} \int_{s_0}^{s_0+L_{\text{sext}}} \Delta k_{\text{sext}}(s) \beta(s) ds \quad .$$

Im Speicherring sind drei Sextupolfamilien mit jeweils vier Magneten installiert. Zwei Familien, bezeichnet mit SF und SD (siehe Abbildung 3.1), dienen der Chromatizitätskorrektur (siehe dazu Abschnitt 2.3.1) und werden mit den Stärken m_f und m_d angesteuert.

Zur Abschätzung des Einflusses der F- und D-Sextupole bei gestörter Gleichgewichtsbahn auf den Arbeitspunkt, wurden Messungen bei unkorrigierter und bei korrigierter Gleichgewichtsbahn durchgeführt. Als Maß für die Abweichung der gestörten Gleichgewichtsbahn vom Sollorbit lässt sich das quadratische Mittel der gemessenen Ablagen an allen 32 Strahlpositionsmonitoren zu Rate ziehen. Bei korrigierter

Ebene	korrigiert	unkorrigiert	ΔQ_u
	$u_{\text{RMS}} / \mu\text{m}$	$u_{\text{RMS}} / \mu\text{m}$	
horizontal	248	4 073	$0,0053 \pm 0,0001$
vertikal	48	864	$0,0040 \pm 0,0002$

Tabelle 7.2: Unterschied des Arbeitspunkts bei korrigierter und unkorrigierter Gleichgewichtsbahn. u_{RMS} steht für x_{RMS} beziehungsweise z_{RMS} und damit für das quadratische Mittel der gemessenen Ablagen in den 32 Strahlpositionsmonitoren.

Ebene	m / m^{-3}	Chromatizität
horizontal	3,2	$-0,10 \pm 0,08$
vertikal	-1,5	$-0,08 \pm 0,10$

Tabelle 7.3: Zur Kompensation der natürlichen Chromatizität eingestellte Sextupolstärken m und die nach [Thi18] gemessene Chromatizität. Der Eintrag für die „horizontale Sextupolstärke“ bezieht sich auf m_f , der für die vertikale auf m_d .

Gleichgewichtsbahn ergibt sich eine horizontale Abweichung von $x_{\text{RMS}} = 248 \mu\text{m}$ und eine vertikale von $z_{\text{RMS}} = 48 \mu\text{m}$. Ohne Korrektur¹⁰ beträgt die Abweichung $x_{\text{RMS}} = 4073 \mu\text{m}$ beziehungsweise $z_{\text{RMS}} = 864 \mu\text{m}$ (eine Zusammenfassung der Daten ist in Tabelle 7.2 gegeben). Die Verschiebung des Arbeitspunkts beträgt $\Delta Q_x = 0,0053 \pm 0,0001$ und $\Delta Q_z = 0,0040 \pm 0,0002$. Zur Verifikation, dass es sich dabei um einen durch die Sextupole verursachten Effekt handelt, wurde die Messung bei ausgeschalteten D-Sextupolen¹¹ wiederholt. Dabei hat sich herausgestellt, dass die Verschiebung des vertikalen Arbeitspunkts Q_z bei Veränderung der Gleichgewichtsbahn nicht mehr nachweisbar war. Weiterhin konnte durch Erzeugen einer *Beule* in der Gleichgewichtsbahn im Bereich des Sextupolmagneten SF4 die Verschiebung des horizontalen Arbeitspunkts verstärkt werden, was ein weiteres Indiz für den Beitrag der Sextupole ist.

Für die Resonanzuntersuchungen in Kapitel 8 wurden die beiden Sextupolstärken m_f und m_d so gewählt, dass die natürliche¹² Chromatizität kompensiert wird. Die dadurch reduzierte Arbeitspunktverbreiterung erlaubt eine genauere Messung des Arbeitspunkts, da die Ausprägung des Maximums beziehungsweise Minimums im Strahlspektrum schmaler und größer wird. Eine Messung und Bestimmung der zugehörigen Sextupolstärken wurde in Kooperation dieser Arbeit und [Thi18] durchgeführt. Die zu einer Kompensation der natürlichen Chromatizitäten führenden Sextupolstärken sind in Tabelle 7.3 dargestellt. Abweichend von den in Tabelle E.4 (siehe Anhang E) gegebenen Einstellungen wurden für die Sollarbeitspunkte $Q_x^S = 4,634$ und $Q_z^S = 4,436$ verwendet.

Extraktionssextupolstärke

Während der Extraktionsphase im regulären Beschleunigerbetrieb werden zusätzlich zu den beiden bereits behandelten Sextupolfamilien ebenfalls noch sogenannte Extraktionssextupole (Elemente SX in

¹⁰ Die unkorrigierte Gleichgewichtsbahn kann durch Setzen des Stroms aller Korrektormagnete auf 0 A erfolgen.

¹¹ Ein Ausschalten der F-Sextupole war aufgrund der gewählten Beschleunigereinstellungen und des daraus resultierenden sofortigen Strahlverluste ohne F-Sextupole nicht möglich.

¹² Die gemessene Chromatizität mit ausgeschalteten Chromatizitätskorrektursexupolen entspricht nicht der erwarteten *natürlichen* Chromatizität. Daher ist davon auszugehen, dass weitere störende Sextupolfelder im Speicherring vorhanden sind, die beispielsweise durch Feldfehler der Strahlführungsmagnete verursacht werden (siehe dazu [Thi18] sowie [Kei00, Abschn. 11.4]).

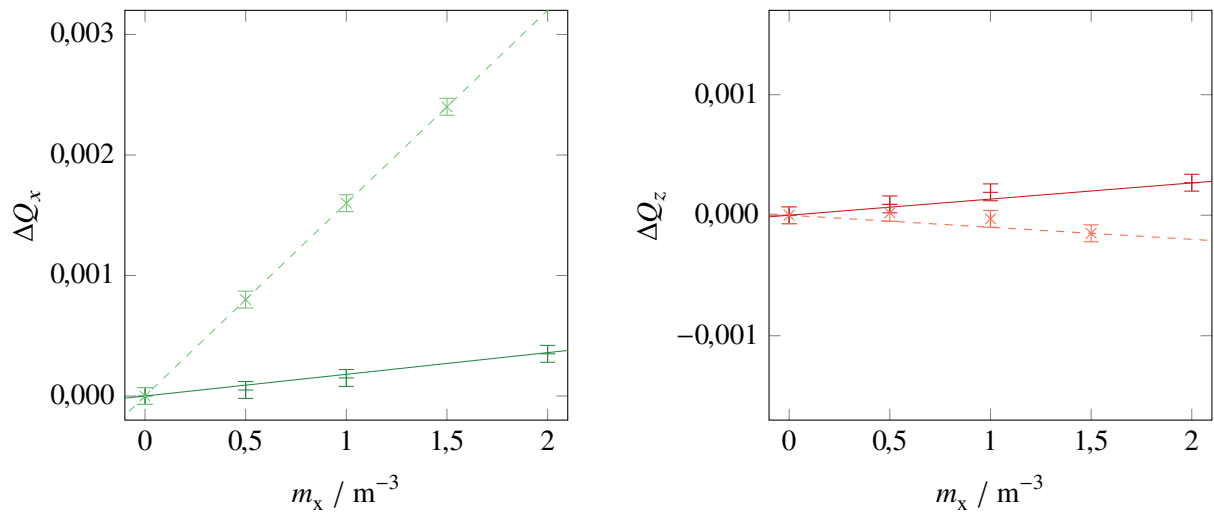


Abbildung 7.9: Relative Arbeitspunktverschiebung in Abhängigkeit der Stärke der Extraktionssextupolmagnete m_x . Links ist die Verschiebung des horizontalen Arbeitspunkts bei korrigierter Gleichgewichtsbahn (+, —) und unkorrigierter Gleichgewichtsbahn (x, - - -) gezeigt. Entsprechend rechts in der vertikalen Ebene für korrigierte (+, —) und unkorrigierte Gleichgewichtsbahn (x, - - -).

Abbildung 3.1) verwendet. Die Familie besteht ebenfalls aus vier Magneten, die in den beiden geraden Teilabschnitten des Speicherrings aufgestellt sind und von einem Netzgerät mit Strom versorgt werden. Da sie der gezielten Anregung der drittelzahligen Resonanz $4 \frac{2}{3}$ dienen, sind sie für die Betrachtung der Resonanzen von Interesse. Da während der Resonanzuntersuchungen deren Sextupolstärke m_x variiert wird, kann dies, sofern der Elektronstrahl eine transversale Ablage in den Magneten aufweist, ebenfalls zu einer Verschiebung des Arbeitspunkts führen. Zur Abschätzung des Beitrags der Extraktionssextupole ist in Abbildung 7.9 die Verschiebung des Arbeitspunkts in Relation zur Stärke der Extraktionssextupolmagnete bei korrigierter und bei unkorrigierter Gleichgewichtsbahn aufgetragen.

In der horizontalen Ebene ist eine deutliche Änderung der Steigung der Ausgleichsgeraden sichtbar. Im korrigierten Fall beträgt die Steigung der Ausgleichsgeraden (—) $(0,18 \pm 0,02) \cdot 10^{-3} \text{ m}^3$, im unkorrigierten Fall (- - -) $(1,60 \pm 0,01) \cdot 10^{-3} \text{ m}^3$. Das Verhältnis der beiden Steigungen beträgt in etwa 8,9. Daraus lässt sich ableiten, dass eine Korrektur der Gleichgewichtsbahn zwingend erforderlich ist, um die Extraktionssextupolstärke ohne Einfluss auf den Arbeitspunkt einstellen zu können. Die immer noch vorhandene Abhängigkeit lässt sich auf die nicht perfekte Korrektur zurückführen, was am nicht verschwindenden quadratischen Mittel der Strahlablagen in Tabelle 7.3 ersichtlich ist. Details zur Orbitkorrektur werden in [Thi18] gegeben. Im typischerweise verwendeten Bereich von $m_x = 0$ bis 4 m^{-3} beträgt die Verschiebung $\Delta Q \approx 0,0007$ und ist damit vernachlässigbar klein. Alle Messungen zu den Resonanz-Untersuchungen in Kapitel 8 finden daher bei korrigierter Gleichgewichtsbahn statt.

Weiterhin haben die Extraktionssextupole einen Einfluss auf die Chromatizität. Dieser Einfluss sollte eigentlich durch deren Positionierung in den beiden dispersionsfreien geraden Strecken des Speicherrings unterdrückt sein (siehe Abbildung 3.2). Mit einer Extraktionssextupolstärke von $m_x = 2 \text{ m}^{-3}$ stellt sich eine Chromatizität von $\xi_x = 2,71 \pm 0,30$ beziehungsweise $\xi_z = 1,4 \pm 0,5$ ein. Eine mögliche Ursache dafür könnte eine nicht verschwindende Dispersionsfunktion in den geraden Stücken sein. Eine Messung der horizontalen und vertikalen Dispersion wird in [Thi18] gegeben.

In Abbildung 7.10 sind alle aufgeführten Einflüsse, die eine Verschiebung des Arbeitspunkts bewirken, mit ihrer zugehörigen Größenordnung dargestellt. Zum Vergleich ist ebenfalls die Arbeitspunktverschie-

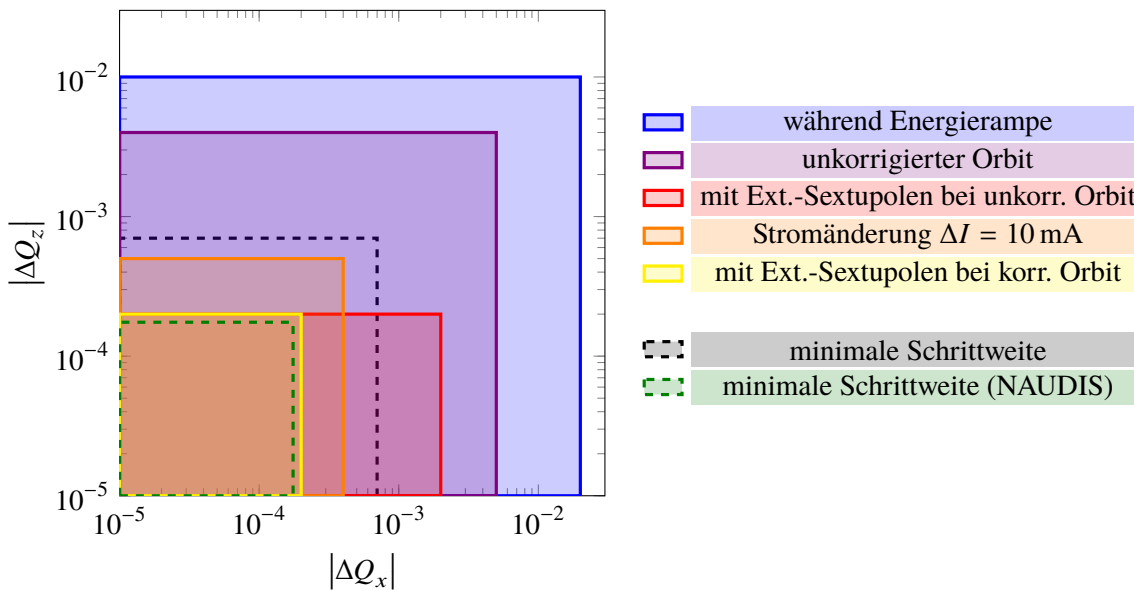


Abbildung 7.10: Verschiedene Einflüsse, die eine Arbeitspunktverschiebung verursachen. Gezeigt ist die entsprechende Größenordnung der Verschiebung bei einer Strahlenergie von $E = 2,9$ GeV und einer Rampgeschwindigkeit von 6 GeV/s. Die gezeigte Schrittweite ist die minimal mögliche Schrittweite der Arbeitspunkteinstellung bei $2,9$ GeV mit der alten Ansteuerung und der neuen NAUDIS-Ansteuerung.

ung während der Energierampe bei korrigierter Gleichgewichtsbahn mit einer Rampgeschwindigkeit von 6 GeV/s (vergleiche dazu auch Abbildungen 5.12 und 8.2) dargestellt. Die Verschiebung aufgrund von Extraktionssextupolmagneten bezieht sich auf einer Stärke von $m_x = 2 \text{ m}^{-3}$. Die minimale mögliche Schrittweite, mit der die Arbeitspunkte bei einer Energie von $2,9$ GeV mit der alten und neuen Ansteuerung (NAUDIS) eingestellt werden können, ist auch dargestellt.

7.3 Charakterisierung der Luftquadrupolmagnete

Im Speicherring werden vier Luftquadrupolmagnete betrieben, mit denen der Arbeitspunkt sehr schnell in Richtung der drittelzahligen Resonanz $4 \frac{2}{3}$ geschoben werden kann (für Details siehe Abschnitt 3.1.1). Da die Luftquadrupole im Strahlbetrieb nur geregelt betrieben werden, ist keine direkte Einstellung der gewünschten Arbeitspunktverschiebung beziehungsweise der Quadrupolstärke im Kontrollsystem vorgesehen. Daher wurde eine entsprechende Kalibrierung für den Arbeitspunkthub bei verschiedenen Erregerströmen der vier Luftquadrupole bei einer Energie von $1,5$ GeV durchgeführt (alle weiteren Parameter werden in Tabelle E.5 in Anhang E) gegeben). Die Messung wurde durch das Bunch-by-Bunch-Feedbacksystem nach dem Anregungsprinzip (siehe Abschnitt 7.1) durchgeführt, wobei jeweils die Anpassungsmethode verwendet wurde. Die Ergebnisse sind in Abbildung 7.11 zusammengefasst. Es wurde jeweils eine Ausgleichsgerade für die horizontale und die vertikale Arbeitspunktverschiebung angepasst.

7.3.1 Bestimmung der Quadrupolstärke und der Gradientenfeldstärke

Sofern die Quadrupolstärke k der Luftquadrupolmagnete bekannt ist, kann zusammen mit dem ELSA-Kontrollsystem der horizontale Arbeitspunkt sehr präzise eingestellt werden. Dazu wird der Arbeitspunkt

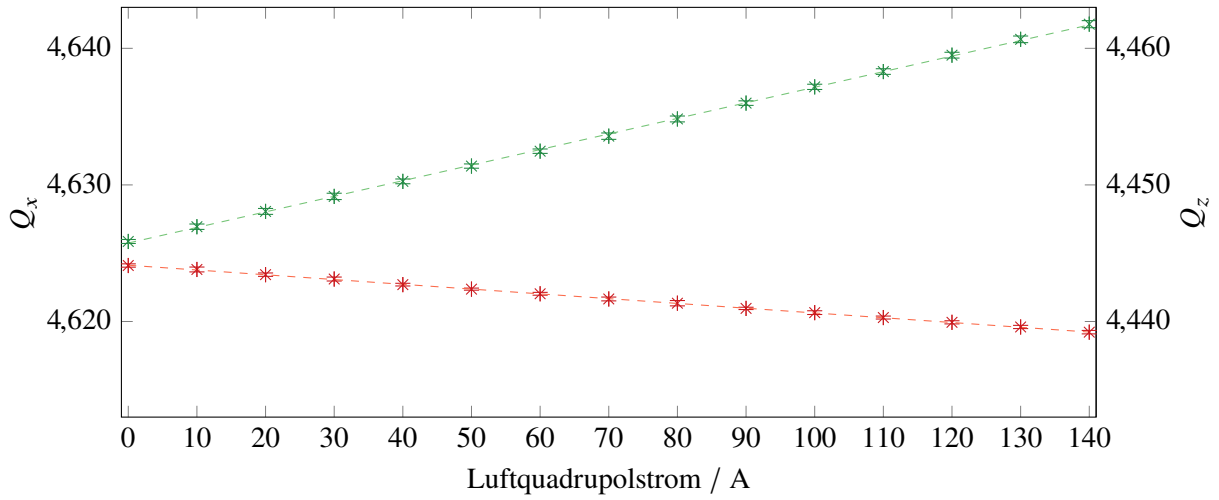


Abbildung 7.11: Darstellung der Abhängigkeit der gemessenen Arbeitspunkte Q_x bzw. Q_z vom eingestellten Erregerstrom durch die Luftquadrupolmagnete bei einer Energie von 1,5 GeV. (*) horizontaler Arbeitspunkt gemessen mit Anregung, (x) vertikaler Arbeitspunkt. Die angepassten Geraden sind ebenfalls dargestellt. Die Ergebnisse der Anpassung sind in Tabelle 7.4 zusammengefasst.

mit den Hauptmagneten vorgegeben und die Feineinstellung wird durch die Luftquadrupole realisiert. Der aus der Quadrupolstärke abgeleitete Feldgradient $g_{LQ}(I)$ kann dann zum Vergleich mit einer direkten Messung des Feldgradienten herangezogen werden.

Der Einfluss eines Quadrupolfeldes mit einer kleinen Stärke (verglichen mit der der Hauptquadrupolmagnete) lässt sich nach [Wil96, Abschn. 3.15.2] mit

$$\Delta Q_i = -\frac{1}{4\pi} \int_s^{s+\Delta s} k(s) \beta_i(s) ds \approx -\frac{1}{4\pi} k \bar{\beta}_i \Delta s \quad (7.5)$$

beschreiben. Ein kurzer Quadrupolmagnet der Länge Δs an der Stelle s mit der Betafunktion $\bar{\beta}_i$ an derselben Stelle s verschiebt demnach den Arbeitspunkt um ΔQ_i . Über diesen Zusammenhang kann nun die Quadrupolstärke eines Luftquadrupolmagneten $k_{i,LQ}^*$ bei der Energie von 1,5 GeV in Abhängigkeit des Erregerstroms I bestimmt werden:

$$k_{i,LQ}^*(I) = -4\pi \frac{\kappa_i}{\bar{\beta}_i n \Delta s} I \quad .$$

Mit κ_i ist die Steigung der jeweiligen Ausgleichsgeraden in Abbildung 7.11 (horizontale Datenreihe: (---), vertikale Datenreihe (- - -)) bezeichnet. n stellt die Anzahl der bei der Messung verwendeten Luftquadrupolmagnete dar und beträgt $n = 4$. Die jeweilige Betafunktion am Ort des Magneten wurde aus einer Simulation mit eLEGANT gewonnen (siehe Tabelle F.1 in Anhang F.2). Sie ist über die Länge von $\Delta s = 45$ cm des Magneten nicht konstant. Es zeigt sich aber, dass die Alphafunktion (siehe Gleichung (2.7)) konstant ist. Damit kann $\bar{\beta}_x$ zu 13,0 m und $\bar{\beta}_z$ zu 4,0 m abgeschätzt werden.

Zur Bestimmung der Quadrupolstärke für beliebige Energien in Abhängigkeit des Erregerstroms I lässt sich nun daraus der Feldgradient $g_x = \frac{dB_x}{dx}$ beziehungsweise $g_z = \frac{dB_z}{dz}$ nach Gleichung (2.1) bestimmen:

$$g_{i,LQ} = k_{i,LQ}^* \frac{E}{c} \quad .$$

Ebene	$k_{i,LQ}^* / 1/(A m^2)$	$g_{i,LQ} / mT/(A m)$
horizontal	$-6,129 \pm 0,024 \cdot 10^{-5}$	$-0,3067 \pm 0,0012$
vertikal	$5,975 \pm 0,020 \cdot 10^{-5}$	$0,2990 \pm 0,0010$

Tabelle 7.4: Daten der Ausgleichsgeraden (bei einer Energie von 1,5 GeV) umgerechnet in die stromabhängige Quadrupolstärke $k_{i,LQ}^*$ und daraus berechnete stromabhängige Gradientenfeldstärke g .

Die jeweiligen Ergebnisse für k_{LQ}^* und g_{LQ} für die beiden Ebenen sollten bis auf das unterschiedliche Vorzeichen gleich sein. Eine Zusammenfassung der Ergebnisse ist in Tabelle 7.4 gegeben. Die Fehler auf die angegebene Steigung beziehen sich allein auf den Fehler der Geradenanpassung.

Die Ergebnisse lassen sich mit den in [Ebe87, Abschn. 5.2] gewonnen Resultaten für eine direkte Vermessung des Gradientenfeldes vergleichen. Hier wurde im Abstand von 1 cm von der Mitte des Quadrupolmagneten bei einem Erregerstrom von 100 A ein Feld von 2,864 G = 0,2864 mT gemessen beziehungsweise 0,3392 mT simuliert¹³. Verglichen mit den Ergebnissen aus Tabelle 7.4 ergeben sich bei den hier gemessenen Daten Abweichungen in der Größenordnung von 10 % vom theoretisch berechneten Wert. Die Messungen in horizontaler und vertikaler Ebene sind konsistent. Da in die Berechnung der Gradientenfelder ebenfalls der Wert der Betafunktion am Ort der Luftquadrupole einfließt, welche nur aus einer Simulation gewonnen werden konnte, lässt sich die Abweichung darauf zurückführen. Eine Messung der Betafunktion und entsprechende Anpassung des ELSA-Modells für die Simulation an die realen Daten wird in [Thi18] gegeben.

¹³ Die Abweichung des theoretisch berechneten vom gemessenen Wert für die Gradientenfeldstärke lässt sich nach [Ebe87, Abschn. 5.2] insbesondere auf Abweichungen der dort verwendeten Messmethode zurückführen.

Optische Resonanzen im Speicherring

Die in Abschnitt 2.4 theoretisch aufgeführten optischen Resonanzen spielen für den praktischen Beschleunigerbetrieb eine entscheidende Rolle. Zum Beispiel basiert das an der Beschleunigeranlage ELSA verwendete Extraktionsverfahren auf der gezielten Anregung einer drittelzahligen Betatronresonanz. Dadurch ist gleichzeitig auch der praktisch mögliche Bereich für die Wahl der Arbeitspunkte vorgegeben. In der unmittelbaren Nähe der $4\frac{2}{3}$ -Resonanz liegen aber auch zahlreiche Koppelresonanzen, die einen negativen Einfluss nehmen können. Mit der im vorherigen Kapitel vorgestellten Arbeitspunktmessung und der Feineinstellung des horizontalen Arbeitspunkts mit den Luftquadrupolmagneten ist es möglich diese Resonanzen unter stabilen Bedingungen im Speicherringmodus zu lokalisieren und zu charakterisieren. In diesem Kapitel werden dazu zuerst eine Messmethode und dann ein Messprogramm vorgestellt. Danach werden die in Messungen gefundenen Resonanzen gezeigt und ihren jeweiligen Resonanzbedingungen zugeordnet. Ebenfalls wird der Einfluss zusätzlicher Sextupolfelder, wie sie für die Resonanzextraktion verwendet werden, auf die Resonanzen analysiert.

8.1 Zielsetzung und Vorbereitungen

Ziel des in diesem Kapitel vorgestellten Verfahrens ist die Identifikation und Charakterisierung der optischen Resonanzen im Speicherring. Ihre theoretische Position im Arbeitspunktdiagramm (siehe Abbildung 2.7 in Abschnitt 2.4.4) lässt sich leicht aus der Resonanzbedingung berechnen. Allerdings hängt die individuelle Stärke von der weitestgehend unbekanntem Feldverteilung der Multipole im Speicherring ab. Da prinzipiell alle Resonanzen negativen Einfluss auf den Strahl nehmen, ist die Kenntnis der Resonanzstärken für den stabilen Betrieb von großem Interesse.

Das Arbeitspunktdiagramm muss zunächst noch um die longitudinale Ebene erweitert werden. Auch hier können Kopplungen der Bewegungsgleichungen auftreten. Die allgemeine Formel zur Berechnung der Resonanzbedingung in Gleichung (2.32) wird dann um einen zusätzlichen Term erweitert:

$$mQ_x + nQ_z + oQ_s = p \quad , \quad (8.1)$$

wobei m , n , o und p ganze Zahlen sind. Da im Allgemeinen der longitudinale Arbeitspunkt um zwei Größenordnungen kleiner ist als die beiden transversalen, äußert sich die Hinzunahme der sogenannten Synchrobetatronkoppelresonanzen im Arbeitspunktdiagramm als zusätzliche Linien in direkter Nähe zu bereits vorhandenen Betatronkoppelresonanzen. Diese Erweiterung ist in Abbildung 8.1 gezeigt. Die Synchrobetatronkoppelresonanzen befinden sich jeweils im kleinen Abstand parallel zu den Betatronbeziehungsweise Betatronkoppelresonanzen und sind mit gestrichelten Linien gezeichnet. Aus Gründen

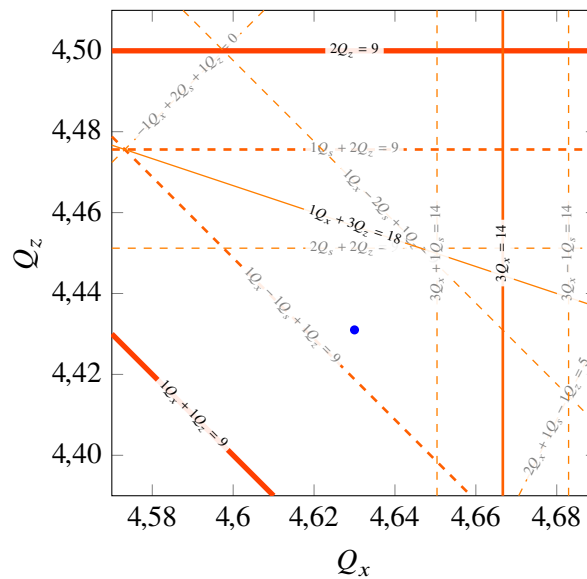


Abbildung 8.1: Arbeitspunktdiagramm bis zur vierten Ordnung inklusive Synchrobetatronkoppelresonanzen. Der longitudinale Arbeitspunkt ist auf $Q_s^S = 0,0488$ eingestellt. Die verwendete Farbpalette entspricht der aus Abbildung 2.7 und gibt die Ordnung der Resonanz an.

der Übersichtlichkeit geschieht hier die Beschränkung auf Resonanzen bis zur vierten Ordnung. Die Resonanzen sind entlang ihrer Linie mit dem in Gleichung (8.1) vorgestellten Tupel an ganzen Zahlen m , n , o und p bezeichnet.

Im Bereich, in dem der Arbeitspunkt typischerweise eingestellt wird, befinden sich demnach 12 Resonanzen bis zur vierten Ordnung, die potenziell zu Strahlverlust führen können.

8.1.1 Resonanzen im regulären Strahlbetrieb

Solange der Arbeitspunkt außerhalb des Einflussbereichs der Resonanzen liegt, findet keine Beeinflussung des Elektronenstrahls statt. Im regulären Strahlbetrieb wird aber, wie es für Resonanzextraktionsverfahren erforderlich ist, der Arbeitspunkt für und während der Extraktionsphase verschoben. Der Grund dafür ist, dass der horizontale Arbeitspunkt während der Injektionsphase etwas weiter entfernt von der $4\frac{2}{3}$ -Resonanz gewählt wird, um noch keine niederenergetischen Elektronen vor der Rampphase in die externe Strahlführung zu extrahieren. Zu Beginn der Extraktionsphase wird der horizontale Arbeitspunkt dann üblicherweise um $\Delta Q_x^S = 0,02$ erhöht. Dabei kommt es unweigerlich zu Resonanzkreuzungen und potenziell zu Verlust von Elektronen.

Während der Energierampe sind die Arbeitspunktverschiebungen in der gleichen Größenordnung zu erwarten, was bereits in Abbildung 5.12 in Abschnitt 5.4 gezeigt und entsprechend diskutiert wurde. Ohne Applikation einer geeigneten Arbeitspunktkorrektur während der Energierampe weicht der horizontale Arbeitspunkt um bis zu $\Delta Q_x = -0,02$ und der vertikale um bis zu $\Delta Q_z = 0,01$ vom Sollarbeitspunkt ab (siehe dazu auch Abbildung 7.10 in Abschnitt 7.2). Die Daten aus Abbildung 5.12 wurden kombiniert und sind in Abbildung 8.2 in einem Arbeitspunktdiagramm zusammen mit den theoretisch möglichen Resonanzen gezeigt. Die rote Linie im Diagramm zeigt den Weg, den der Arbeitspunkt während des Zyklus beschreibt. Die einzelnen Phasen des Beschleunigerzyklus sind in grün beschriftet. An der rechten Seite der Abbildung befindet sich die Resonanzlinie der $4\frac{2}{3}$ -Resonanz, welche zur Extraktion genutzt wird. Die Messung wurde mit der zeitaufgelösten Anregungsmethode (siehe Abschnitt 7.1)

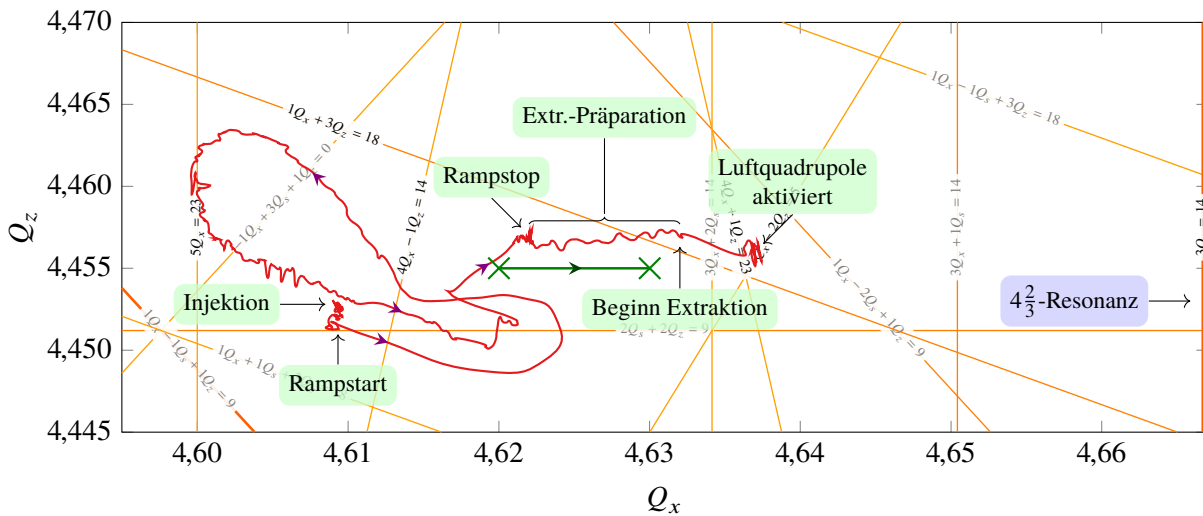


Abbildung 8.2: Messung des horizontalen und vertikalen Arbeitspunkts während des Beschleunigerzyklus (—). Die Linien zeigen mögliche optische Resonanzen (einfache Resonanzen, Koppelresonanzen und Synchrotronkoppelresonanzen) bis zur siebten Ordnung. Siehe auch Abbildung 2.7. Die Sollarbeitspunkte (\times) zur Injektion und Energierampe sind $Q_x^S = 4,62$ und $Q_z^S = 4,455$. Bei der Extraktionsphase wird der horizontale Arbeitspunkt auf $Q_x^S = 4,63$ verschoben, wohingegen der vertikale unverändert bleibt.

des Bunch-by-Bunch-Feedbacksystems durchgeführt. Die Abbildung visualisiert zum einen die große Messgenauigkeit sowie Zeitauflösung der Messmethode. Andererseits zeigt sie aber auch viele potenzielle Resonanzkreuzungen auf.

Zu Beginn des Zyklus, während der Injektionsphase, verschiebt sich der vertikale Arbeitspunkt leicht durch die in Abschnitt 7.2 beschriebene Stromabhängigkeit des Arbeitspunkts. Bei der anschließenden Energieerhöhung beschreibt der Arbeitspunkt einen weiten Bogen bis hin zum Rampstop. Deutlich sichtbar ist die große Abweichung von den Sollarbeitspunkten, welche auf die Abhängigkeit des Arbeitspunkts von der Strahlenergie zurückzuführen sind (siehe Abbildung 5.13 in Abschnitt 5.4). Im Anschluss folgt der Arbeitspunkt der Verschiebung in Richtung der $4 \frac{2}{3}$ -Resonanz um $\Delta Q_x^S = 0,01$. Mit dem Beginn der Extraktionsphase verschiebt sich der horizontale Arbeitspunkt erneut in Richtung Resonanz, da hier die Luftquadrupolmagnete zur schnellen Regelung des Arbeitspunkts hinzugeschaltet werden (siehe dazu Abschnitt 7.3). Während der Extraktionsphase wird der Arbeitspunkt so geregelt, dass die Taggingrate des Experiments konstant ist. Kurz nach dem Beginn der Extraktionsphase wurde daher die Messung beendet.

Da während dieses Zyklus mehrere mögliche Resonanzlinien durchquert werden, ist die Wahl des Arbeitspunkts für die Injektionsphase und die Extraktionsphase sehr wichtig. In Abbildung 8.3 ist der Verlauf des gespeicherten Strahlstroms (+) und die Taggingrate am BGO-OD-Experiment (\times) gezeigt¹. Beim Durchqueren einer Resonanz zu Beginn der Energierampe – markiert durch die beiden senkrechten, roten Linien – tritt Strahlverlust in der Größenordnung von 10 mA auf. Bei annähernd konstanter Extraktionsrate reicht der gespeicherte Strahlstrom nicht aus, um während der Extraktionsphase für eine konstante Taggingrate zu sorgen, was sich im Abfall der Rate ab etwa 7 s zeigt. Ebenfalls ist eine Erhöhung der Taggingrate kurz vor dem Abfall sichtbar. Dies ist auf eine Verschiebung der Strahlage am Experiment zurückzuführen und tritt auf, da der Arbeitspunkt im Speicherring sehr nahe an die

¹ Dabei wurden die Luftquadrupole so geregelt angesteuert, dass ein konstanter extrahierter Strom am KLUXEN-Monitor gewährleistet wurde.

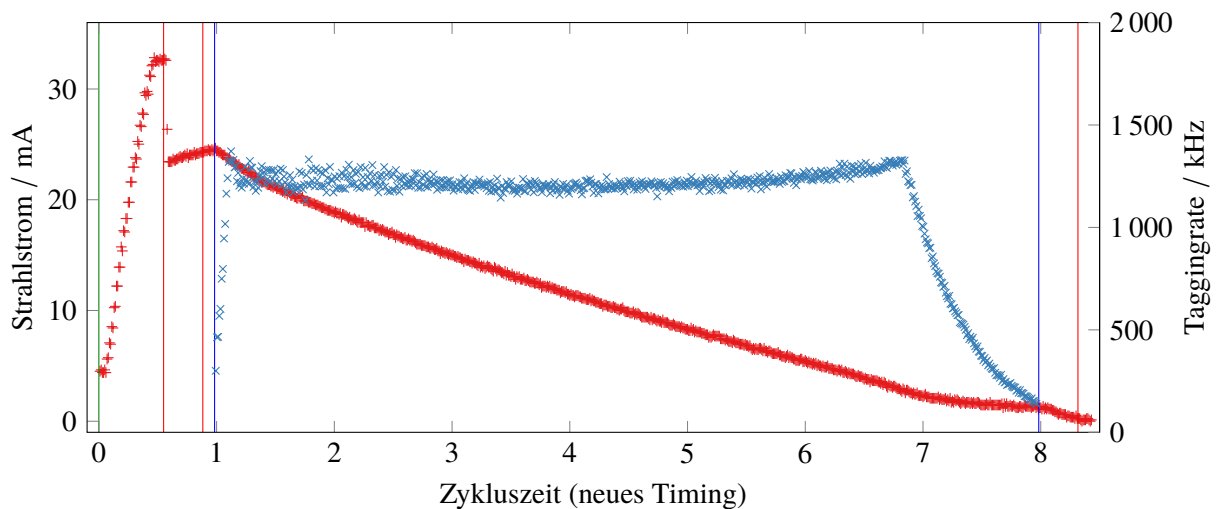


Abbildung 8.3: Gespeicherter Strahlstrom (+) im Speicherring während eines Zyklus im Nachbeschleunigungsmodus. Auf der zweiten Achse ist die Taggingrate (x) am BGO-OD-Experiment gezeigt. Zu Beginn der Energierampe (zwischen den roten, senkrechten Markierungen) wird eine Resonanz gekreuzt und es kommt zum Verlust von etwa 10 mA gespeichertem Strom. Im weiteren Verlauf der Extraktion sind ab etwa 7 s nahezu alle gespeicherten Elektronen extrahiert worden und die Taggingrate bricht deutlich ein. Weiterhin ist ein leichter Anstieg der Taggingrate kurz davor sichtbar.

$4 \frac{2}{3}$ -Resonanz heran gebracht wurde. Beide Effekte, sowohl der Abfall der Taggingrate als auch die Verschiebung der Strahlage, sind unerwünscht und müssen vermieden werden.

Eine Vorhersage der Stärke der einzelnen Resonanzen ist, da sie hauptsächlich von unbekanntem Feldfehlern verursacht werden, nicht möglich. Um ein besser geeignetes Arbeitspunktpaar für die Injektion und Extraktion zu finden ist daher eine Methode zur direkten Bestimmung der Resonanzstärken erforderlich.

8.1.2 Quantifizierung von optischen Resonanzen

Um eine systematische Kartierung der optischen Resonanzen durchführen zu können, ist eine Methode zur Charakterisierung der Stärke einer Resonanz notwendig. Dabei reicht die Bandbreite von quasi-instantanem Verlust der gesamten gespeicherten Elektronen bis hin zum Verlust weniger Mikroampere über einen langen Zeitraum, der sich von den Verlusten aufgrund begrenzter Lebensdauer des Strahls kaum unterscheiden lässt. Gleichzeitig muss die Messung schnell (in der Größenordnung weniger Sekunden) durchführbar sein, da ansonsten bei der Größe des zu untersuchenden Parameterraums (siehe nachfolgender Abschnitt 8.1.4) die Messung zu viel Zeit in Anspruch nimmt. Für die Detektion des Strahlverlustes stehen im Speicherring drei Methoden zur Verfügung.

Messung über die Abnahme des gespeicherten Strahlstroms

Die erste und einfachste Möglichkeit der Messung des Elektronenverlustes kann über die Abnahme des gespeicherten Stroms geschehen. Der Strahlstrom wird mit einem Direct-Current Current Transformer (DCCT) gemessen und im Kontrollsystem mit einer Ausleserate von etwa 3 Hz zur Verfügung gestellt. Die Messung erfolgt dabei frei, kann also nicht getriggert durchgeführt werden. Die Stromabnahmerate

ergibt sich dann als Ratengleichung nach

$$\dot{I} = \frac{I(t + \Delta t) - I(t)}{\Delta t} .$$

Aus der begrenzten Lebensdauer des Strahls ergibt sich ein exponentieller Abfall des Stroms und damit auch des Verlustes. Für eine stromunabhängige Messung muss \dot{I} daher auf I normiert werden.

Messung des Elektronenverlustes

Das *Beam Loss Monitoring*-System, kurz BLM-System, kann den Elektronenverlust direkt messen [Pro11; Pro+12]. Dieses Monitorsystem besteht aus Halbleiterdetektoren, die hinter fast jedem der 32 Quadrupolmagnete² installiert wurden. Durch die Hälfte der Detektoren findet eine Messung in der horizontalen Ebene, direkt hinter horizontal fokussierenden Quadrupolmagneten statt, da hier die Betafunktion β_x und damit die Strahlbreite σ_x groß ist. Gleiches gilt für die Quadrupole, welche in der vertikalen Ebene fokussieren. Durch die Anordnung von zwei PIN-Photodioden in Koinzidenzschaltung lösen, den Detektor passierende, Elektronen ein Signal aus, das von einem Zähler gezählt wird. Durch die Koinzidenzschaltung wird störende Synchrotronstrahlung, die ebenfalls ein Signal auslöst aber beim Auftreffen auf eine der Dioden absorbiert wird, unterdrückt. Zur weiteren Unterdrückung von Synchrotronstrahlung sind die Monitore der horizontalen Ebene auf der dem Beschleunigermittelpunkt zugewandten Seite installiert. Die Zähler der 30 Detektoren werden in regelmäßigen Abständen, einstellbar von 70 μs bis zu 10 s, ausgelesen und ermöglichen eine zeitaufgelöste Aufzeichnung des Strahlverlustes. Die Datennahme kann mit einem gemeinsamen Triggersignal, das allen Monitoren zugänglich ist, synchronisiert gestartet werden.

Auch hier ist der Strahlverlust proportional zum gespeicherten Strom, da im gleichen Zeitintervall bei höherem Strahlstrom mehr Elektronen instabil werden können und die Vakuumkammerwand und damit den Detektor erreichen können. Eine entsprechende Normierung kann auch hier über den mit dem DCCT gemessenen Strahlstrom geschehen. Eine Synchronisierung der Datennahme ist hier nicht erforderlich, da die Abnahme des Strahlstroms innerhalb der Messperiode von 2 s (siehe dazu Abschnitt 8.2) mit wenigen Mikroampere klein ist. Das BLM-System zeigt weiterhin eine konstante Untergrundrate, verursacht durch die zufälligen Koinzidenzen durch Rauschen der Verstärkerelektronik der Detektoren, welche sich einfach von den Messergebnissen abziehen lässt.

8.1.3 Grundkonzept des Messverfahrens

Ohne die Kenntnis der exakten Magnetfeld- und Feldfehlerkonfiguration im Speicherring lässt sich keine Aussage über die individuelle Stärke und Breite der Resonanzen treffen. Daher können prinzipiell alle nach Gleichung (8.1) berechenbaren Resonanzen bis zu einer beliebigen Ordnung auftreten. Da ein analytischer Ansatz somit nicht möglich ist, wurde stattdessen ein Messverfahren entwickelt, mit dem gezielt nach Resonanzen gesucht werden kann.

Für die Messung wurden systematisch die Arbeitspunkte innerhalb festgelegter Grenzen eingestellt und es wurde jeweils die Strahlverlustrate mit dem BLM-System gemessen. Unter der Voraussetzung, dass die Resonanzen isoliert auftreten, ergibt sich daraus eine dreidimensionale Karte, mit der sich die Strahlverlustmaxima dann den einzelnen Resonanzen und ihren Resonanzbedingungen zuordnen lassen. Die verwendete Schrittweite der Arbeitspunkteinstellung entscheidet dabei maßgeblich darüber, ob auch vergleichsweise schmale Resonanzen detektiert werden können.

² In den beiden Sektoren, in denen Elemente zur Strahlextraktion installiert sind, ist kein Platz zur Montage der Monitore vorhanden.

Ein Messraster mit der minimal zur Verfügung stehende Schrittweite erscheint dabei wenig sinnvoll, wie folgende Beispielrechnung zeigt. Innerhalb der typischerweise am Speicherring verwendeten Arbeitspunktbereiche und bei Nutzung der kleinstmöglichen Schrittweite von $\Delta Q = 0,00069$ (siehe unten) in allen drei Ebenen würde ein solcher *Resonanz-Scan* etwa 4,3 Tage reine Messzeit in Anspruch nehmen. Bedingt durch das auf Elektronenverlust basierende Messverfahren kommt eine regelmäßige Präparationszeit des Elektronenstrahls hinzu.

Weiterhin wird die Stärke der Resonanzen durch weitere Faktoren, wie beispielsweise der eingestellten Sextupolstärken, beeinflusst. Um diese näher zu untersuchen ist eine Wiederholung der Messung bei verschiedenen Beschleunigereinstellungen notwendig. Im Folgenden werden die verschiedenen Parameter vorgestellt und zugehörige Wertebereiche festgelegt, um die Messzeit in einem akzeptablen Rahmen zu halten.

8.1.4 Parameterraum

Wahl der Sextupolstärken

Die primäre Aufgabe der Sextupolmagnete stellt die Korrektur der Chromatizität dar. Wie in Tabelle 2.1 in Abschnitt 2.4.3 aufgeführt, tragen die Gradientenfelder der Sextupole insbesondere zur Anregung drittelzahliger Resonanzen bei. Da während des regulären Strahlbetriebs immer mit korrigierter Chromatizität, also $\xi_{x,z} = 0$, gearbeitet wird, wird diese Einstellung für die Vermessung der Resonanzen beibehalten.

Die Familie der Extraktionssextupolmagnete trägt ebenfalls zu den drittelzahligen Resonanzen bei. Deren Stärke m_x wird für den regulären Strahlbetrieb aber je nach Anforderung der Hadronenphysikexperimente stark unterschiedlich in einem Bereich zwischen $m_x = 0 \text{ m}^{-3}$ und $m_x = 4 \text{ m}^{-3}$ eingestellt. Zur Abschätzung deren Einflusses wird daher eine Messung bei deaktivierten Extraktionssextupolen und weitere bei einer Einstellung von $m_x = 1 \text{ m}^{-3}$ sowie $m_x = 2 \text{ m}^{-3}$ durchgeführt.

Wahl der Energie und Arbeitspunkte

Bei der Wahl der Energie spielen im Wesentlichen nur praktische Gründe eine Rolle. Zum einen sollte die Vermessung in einem Energiebereich stattfinden, in dem auch bei regulärem Experimentierbetrieb gearbeitet wird. Zum anderen sollte es möglich sein, die gewünschten Arbeitspunkte vorzugeben. Das kann insbesondere bei hohen Energien nicht mehr gewährleistet werden. Eine große Beschränkung stellt hier die begrenzte Leistung der HF-Anlage dar. So kann bei einer Energie von 3,2 GeV und einem Strahlstrom von 30 mA die normalerweise verwendete Synchrotronfrequenz von 89 kHz aufgrund der limitierten HF-Leistung nicht erreicht werden. Durch die mangelnde Leistung sinkt die Beschleunigungsspannung und damit der Überspannungsfaktor, was zu großen Einbußen der Lebensdauer des Strahls führt [Sch15, Kap. 13]. Auf der anderen Seite nimmt aber mit kleinerer Strahlenergie die natürliche Dämpfung des Elektronenstrahls wegen geringerer Synchrotronstrahlungsverluste ab. Das bedeutet, dass insbesondere bei kleinen Energien häufiger beispielsweise Multi-Bunch-Instabilitäten auftreten können. Die Strahlenergie für den Scan wurde daher auf 2,9 GeV festgelegt.

Die Wahl des horizontalen Arbeitspunkt ist durch das verwendete langsame Extraktionsverfahren festgelegt. Hier wird die $4 \frac{2}{3}$ -Resonanz gezielt angeregt. Vor der Extraktionsphase liegt der Arbeitspunkt unterhalb der Resonanz. Da ein Kreuzen der Resonanz ohne Elektronenverlust nicht möglich ist, ist diese eine obere Schranke des horizontalen Arbeitspunkts. Der für den Strahlbetrieb sinnvolle Bereich ist damit auf $4,6 \leq Q_x \leq 4 \frac{2}{3}$ beschränkt. Der vertikale Arbeitspunkt liegt bei Betrieb für die Experimente bei $Q_z \approx 4,43$. Dieser Arbeitspunkt wurde so gewählt, dass er in einem Quadranten liegt, in dem keine Resonanz mit kleiner Ordnung, also großer Stärke gekreuzt werden muss um die $4 \frac{2}{3}$ -Resonanz zu erreichen

Parameter	Zeichen	Bereich
horizontaler Arbeitspunkt	Q_x	4,58 bis 4,66
vertikaler Arbeitspunkt	Q_z	4,42; 4,43; ... ; 4,5
longitudinaler Arbeitspunkt	Q_s	0,04058, 0,0488 und 0,05155
Stärke der F-Sextupole	m_f	$3,2 \text{ m}^{-3}$
Stärke der D-Sextupole	m_d	$-1,5 \text{ m}^{-3}$
Stärke der Extraktionssextupole	m_x	0 m^{-3} , 1 m^{-3} und 2 m^{-3}

Tabelle 8.1: Parameterbereiche die für die Resonanzmessung verwendet wurden.

(siehe Abbildung 8.1). Ein weiteres Kriterium für die Wahl der Arbeitspunkte ist die Dispersionsfreiheit in den geraden Beschleunigerabschnitten (siehe Abbildung 2.2), was nur für ein Arbeitspunktpaar in der Nähe von $Q_x = 4,6$ und $Q_z = 4,6$ gewährleistet ist (siehe dazu [Pre07, Abschn. 3.3]). Weicht die Dispersionsfunktion in den geradlinigen Bereichen, insbesondere an der Position der HF-Resonatoren (siehe Abbildung 3.1) von Null ab, können beispielsweise Synchrotronkoppelresonanzen verstärkt auftreten. Als longitudinaler Arbeitspunkt wird $Q_s = 0,0488$ verwendet, was einer Synchrotronfrequenz von $\nu_s = 89 \text{ kHz}$ entspricht. Der maximal mögliche longitudinale Arbeitspunkt, der durch die begrenzte HF-Leistung bei 2,9 GeV Strahlenergie und einem gespeicherten Strom von 35 mA vorgegeben ist, beträgt $Q_s = 0,05155$ (entspricht $\nu_s = 94 \text{ kHz}$). Nach unten ist sie durch eine zu kleine Lebensdauer³ des Strahls auf $Q_s = 0,04058$ (entspricht $\nu_s = 79 \text{ kHz}$) begrenzt. Eine Zusammenfassung der Parameter und Grenzen ist in Tabelle 8.1 gegeben.

Auflösung der Arbeitspunkteinstellung

Um keine Stoppbänder während der Messung zu überspringen, muss die minimale Schrittweite der Arbeitspunkteinstellung im Bezug auf die Breite der Stoppbänder kleiner sein. Die Schrittweite für die transversalen Arbeitspunkte ist über die Auflösung der Ansteuerung der Magnetnetzgeräte gegeben. Für die alte MACS-Ansteuerung der Quadrupolmagnete beträgt diese minimale Schrittweite 56 mA. Damit ist die erreichbare minimale Auflösung der Arbeitspunkteinstellung ebenfalls beschränkt und zusätzlich von der Energie abhängig. Der Zusammenhang zwischen der Schrittweite in der horizontalen Ebene und der Energie wurde bereits in Abbildung 5.2 in Abschnitt 5.1 dargestellt. Da die neue Ansteuerung (siehe Kapitel 5) zum Zeitpunkt der Messung noch nicht zur Verfügung stand, beträgt die Schrittweite $\Delta Q_x = 0,69 \cdot 10^{-3}$. Damit lassen sich im Messbereich des horizontalen Arbeitspunkts von 4,60 bis 4,66 nur circa 86 Messpunkte gewinnen, was beispielsweise zum Auflösen von Synchrotronkoppelresonanzen nicht ausreichend ist.⁴ Die Einstellung des Arbeitspunkts nur mit den Quadrupolmagneten ist daher zu grob.

Eine Alternative bietet die Zuhilfenahme der vier Luftquadrupolmagnete, die eine wesentlich feinere Einstellung des Arbeitspunkts ermöglichen. Sie sind an Positionen mit überwiegend großer horizontaler und kleiner vertikaler Betafunktion (also in direkter Nähe zu horizontal fokussierenden Quadrupolen) in den geraden Teilabschnitten des Speicherrings installiert (siehe [Ebe87, Abschn. 3] und Abbildung 3.2). Mit diesen Quadrupolmagneten lässt sich durch die unterschiedlichen Betafunktionen hauptsächlich eine

³ Durch die Absenkung der Synchrotronfrequenz auf 74 kHz wurde eine Zunahme des vom BLM-System gemessenen Strahlverlust ohne eine Resonanz in der Nähe des gewählten Arbeitspunkts um den Faktor 10 beobachtet. Diese Frequenz wurde daher als Grenze festgelegt.

⁴ Beispielsweise beträgt der Abstand zweier Koppelresonanzen der $4 \frac{2}{3}$ -Resonanz mit $3Q_x + nQ_s = 14$ und $3Q_x + (n+1)Q_s = 14$ nur $\Delta Q_x \approx 0,0163$.

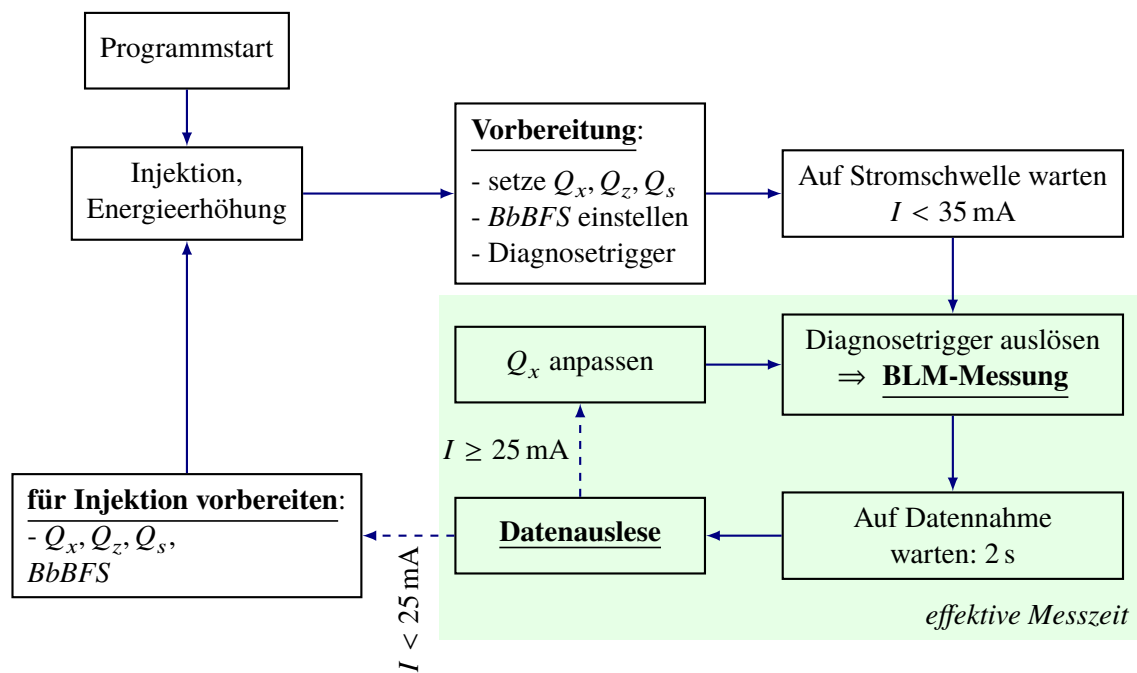


Abbildung 8.4: Ablaufplan des Programms zur halbautomatischen Vermessung der Resonanzen im Speicherring. Die Abkürzung *BbBFS* steht für das Bunch-by-Bunch-Feedbacksystem.

Verschiebung des horizontalen Arbeitspunkts erreichen. Der Effekt auf den vertikalen Arbeitspunkt ist entsprechend der kleineren Betafunktion unterdrückt. Weitere Informationen und Messungen zu den Luftquadrupolen wurden in Abschnitt 7.3 gegeben.

Die Ansteuerung erlaubt so eine Schrittweite von $\Delta I_{LQ} = 4,6 \text{ mA}$, was mit vier verwendeten Magneten bei 2,9 GeV einem minimalen Arbeitspunkthub in der horizontalen Ebene von $\Delta Q_{x,\min} = 0,3 \cdot 10^{-6}$ entspricht. Der maximale Hub (bei 150 A Luftquadrupolstrom) beträgt $\Delta Q_{x,\max} = 0,00995$. Mit der Kombination aus Haupt- und Luftquadrupolmagneten lässt sich der horizontale Arbeitspunkt in ausreichender Auflösung einstellen. Die damit in der vertikalen Ebene verbundene Verschiebung ist vernachlässigbar klein (siehe Abbildung 8.9 in Abschnitt 8.6.1).

In der vertikalen und longitudinalen Ebene wird im Hinblick auf die Messzeit die Arbeitspunktschrittweite größer gewählt. Die entsprechenden Schrittweiten sind in Tabelle 8.1 zusammengefasst.

8.2 Messprogramm

Mit den in den vorangegangenen Abschnitten vorgestellten Techniken zum Einstellen und Messen der Arbeitspunkte sowie zur Messung der Elektronenverlustrate lässt sich die Messung der Resonanzstärke der einzelnen Resonanzen sehr einfach durchführen und weitestgehend automatisieren. Der Messablauf ist in Abbildung 8.4 (farblich hinterlegter Bereich) zusammengefasst. Als vorbereitende Maßnahmen werden vor Beginn der Messung die gewünschten Beschleunigerparameter eingestellt. Dazu gehören die in Tabelle 8.1 aufbereiteten Parameter. Da sich der horizontale Arbeitspunkt durch die Zuhilfenahme der Luftquadrupole am besten für eine hochaufgelöste Rasterung des gewünschten Bereichs eignet, werden der vertikale Arbeitspunkt Q_z^S sowie der longitudinale Arbeitspunkt Q_s^S für eine Messung konstant gehalten.

Für die Messung selbst wird dann nach Setzen der Parameter die Datennahme des BLM-Systems gestartet. Die 16 Datennahmemodule des Systems sind dazu mit einem Eingang für ein Triggersignal ausgestattet, durch das die Datennahme aller Geräte synchronisiert gestartet wird. Als Triggersignal steht beispielsweise der über das Timing-System bereitgestellte Diagnosetrigger zur Verfügung (siehe Abschnitt 6.4.2). Im Speicherringmodus besteht die Möglichkeit, das Signal des Diagnosetriggers softwareseitig auszulösen. Der Datennahmezeitraum ist auf 2 s festgelegt. Währenddessen werden für jeweils 25 ms Ereignisse der BLMs gezählt und zwischengespeichert. Die 80 Datensätze pro BLM werden aufaddiert und als Strahlverlust gespeichert. Da eine Ortsauflösung des Strahlverlustes nicht notwendig ist, wird wiederum die Summe der Daten der 30 BLMs gebildet. Die Auslese der Daten findet mit 2 s Zeitverzögerung bezüglich des Starts der Datennahme statt. Das BLM-System wird im Anschluss zurückgesetzt und für die nächste Messung vorbereitet. Während der Auslese kann der horizontale Arbeitspunkt um $\Delta Q_x^S = 0,0001$ erhöht beziehungsweise vermindert werden. Mit den neuen Einstellungen wird dann die Messung erneut durchgeführt.

Als untere Stromschwelle wurde für die Messung $I_{\min} = 25$ mA festgelegt. Sobald die Schwelle unterschritten ist, werden die für die Injektion nötigen Bedingungen wiederhergestellt. Dazu gehört insbesondere ein Zurücksetzen der Einstellungen des Bunch-by-Bunch-Feedbacksystems. Um bei einer Strahlenergie von 2,9 GeV den Arbeitspunkt mithilfe der Minimums-Methode messen zu können ist eine hohe Einstellung des sogenannten *Shift-Gains* notwendig⁵. Diese Einstellung ist, da sie vom Bunch-by-Bunch-Feedbacksystem nicht automatisch mit der Strahlenergie skaliert wird, zu groß um die Injektion von Elektronen bei der Injektionsenergie von 1,2 GeV zu ermöglichen. Daher muss während der Injektion der *Shift-Gain* reduziert werden⁶. Außerdem werden die Luftquadrupolmagnete nicht mehr angesteuert und die Flattop-Arbeitspunkte werden gesetzt. Danach wird ein neuer Zyklus im Speicherringmodus gestartet. Währenddessen werden ebenfalls die Dipolmagnete und Quadrupolmagnete normiert, so dass im neuen Zyklus die Messung immer auf dem gleichen Hysteresestand und damit unabhängig von der Vorgeschichte der Magnete fortgesetzt werden kann. Nach Erreichen der Speicherenergie werden die zuletzt verwendeten Arbeitspunkte und Einstellungen des Bunch-by-Bunch-Feedbacksystems wiederhergestellt und die Messung der Resonanzstärken kann fortgesetzt werden.

Die Ablaufsteuerung der Messung wird durch ein für diesen Zweck entwickeltes C++-Programm durchgeführt. Mit direkter Anbindung an das Kontrollsystem kann es alle notwendigen Einstellungen selbst vornehmen. Die Benutzerinteraktion ist auf ein Minimum reduziert. Über das Kontrollsystem lässt sich einzig die Messung pausieren, falls Probleme oder Unregelmäßigkeiten im Beschleunigerbetrieb auftreten. Die zu verwendenden Arbeitspunkte werden durch Optionen direkt beim Start auf der Kommandozeile übergeben (eine Übersicht der Parameter ist in Anhang G.1.1 gegeben). Dazu gehört sowohl der Startwert des horizontalen Arbeitspunkts als auch die Richtung, in die er inkrementell geändert werden soll. Wird während der Messung eine unüberwindbare strahlzerstörende Resonanz gefunden, bricht das Programm nach mehreren Versuchen automatisch ab und erwartet vom Nutzer neue Startparameter.

8.3 Beispiel für die Messung der Strahlverlustrate

In Abbildung 8.5 ist beispielhaft eine Messung der auf den Strahlstrom normierten Strahlverlustrate \hat{R} gezeigt. Dabei wurden der vertikale und longitudinale Arbeitspunkt konstant auf die Werte $Q_z^S = 4,431$ und $Q_s^S = 0,0488$, was einer Synchrotronfrequenz von $\nu_s = 89$ kHz entspricht, eingestellt. Der eingestellte horizontale Arbeitspunkt wurde ausgehend von einem Wert von $Q_x^S = 4,61$ bis auf $Q_x^S = 4,6544$ in

⁵ In diesem Fall war ein *Shift-Gain* von 7 für eine ausreichend starke Dämpfung bei 2,9 GeV notwendig.

⁶ Mit einem *Shift-Gain* von 5 war das problemlos möglich.

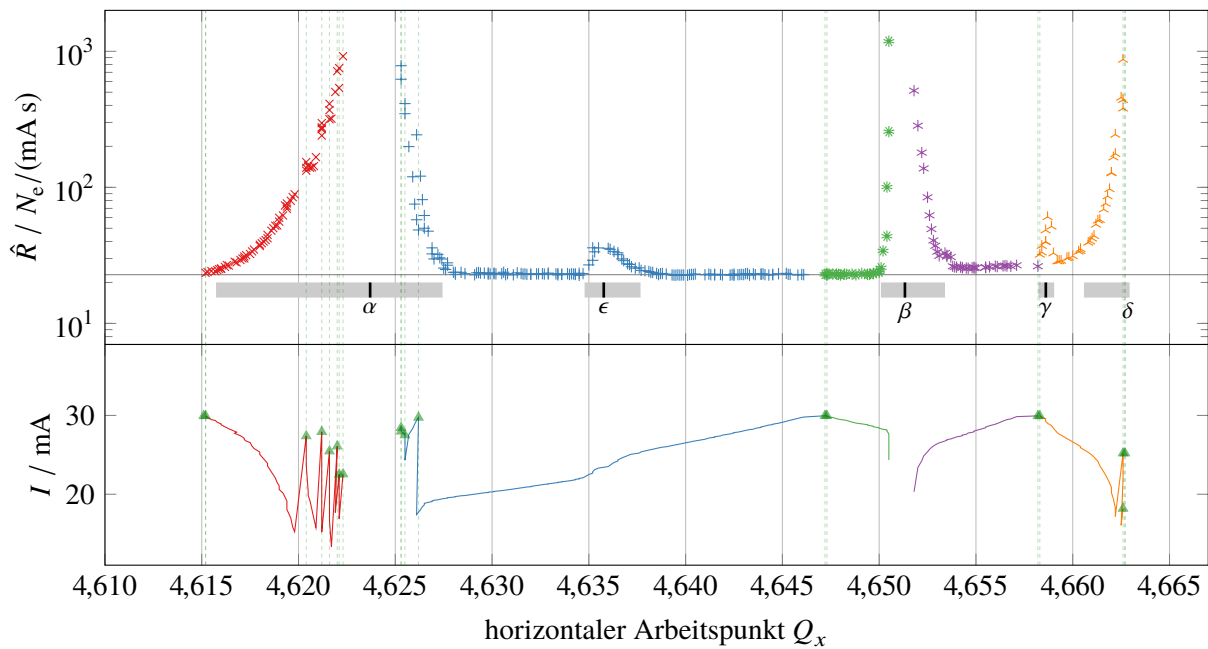


Abbildung 8.5: Oben: Messung der auf den Strahlstrom normierten Strahlverlustrate \hat{R} (logarithmisch aufgetragen) in Abhängigkeit des horizontalen Arbeitspunkts Q_x bei einem vertikalen Arbeitspunkt von $Q_z^S = 4,431$ und longitudinalen Arbeitspunkt $Q_s^S = 0,0488$. Unterhalb der Messwerte sind mit dem grauen Bereich (■) die Breite und das Zentrum der potenziellen Resonanzen markiert, die mit den griechischen Buchstaben darunter benannt sind. Unten: Intensität des gespeicherten Strahls während der Messung des Strahlverluste. Die unterschiedlichen Farben weisen auf unterschiedliche Programmdurchläufe hin. Der Beginn eines neuen Speicherringmodus-Zyklus ist mit einem grünen Dreieck (▲) und einer vertikalen Linie markiert.

Schritten von $\Delta Q_x^S = 0,0001$ erhöht. Alle weiteren Beschleunigereinstellungen sind in Tabelle E.6 in Anhang E zu finden.

Im oberen Teil von Abbildung 8.5 ist die aufgezeichnete Strahlverlustrate logarithmisch gegen den Arbeitspunkt aufgetragen. Dabei wurde auf den gemessenen Arbeitspunkt zurückgegriffen, da sich dieser vom eingestellten stark unterscheidet. Im Mittel zeigt sich eine Abweichung von $Q_x - Q_x^S \approx 0,005$. Ebenfalls kann so eine weitere Verschiebung auf Basis der Arbeitspunktabhängigkeit vom gespeicherten Strahlstrom (siehe Abschnitt 7.2) ausgeschlossen werden.

Zusätzlich zur Strahlverlustrate ist im unteren Teil von Abbildung 8.5 der gespeicherte Strahlstrom zur Veranschaulichung des Messprinzips gezeigt. Die unterschiedlichen Farben in der Abbildung indizieren dabei verschiedene Durchläufe des in Abschnitt 8.2 vorgestellten Messprogramms.

Beginnend mit dem minimalen horizontalen Arbeitspunkt (rote Messpunkte (×) in der Abbildung) wird die Messung gestartet und der Arbeitspunkt sukzessive erhöht. Der Strahlverlust steigt überproportional stark an und gleichzeitig sinkt der gespeicherte Strahlstrom von 30 mA auf 15 mA. Mit Unterschreiten der unteren Stromschwelle wird die Messung pausiert. Im nächsten Speicherringmodus-Zyklus wird die Messung wieder bei einem Strahlstrom von etwa 30 mA fortgesetzt. Durch den stark ansteigenden Strahlverlust können in diesem Zyklus wesentlich weniger Datenpunkte gewonnen werden als im vorhergehenden. Nach insgesamt sieben Zyklen (jeder neue Zyklus ist mit einem grünen Dreieck (▲) und einer vertikalen Linie markiert) wird die Messung abgebrochen, da eine scheinbar unüberwindbare Resonanz erreicht wurde. Die Strahlverlustrate ist hier etwa um den Faktor 50 größer verglichen mit der

Untergrundrate von $23 N_e/(\text{mA s})$.

Mit der für die Messung verwendeten Änderungsrate des horizontalen Arbeitspunkts von $\Delta Q_x = 0,001$ alle zwei Sekunden lässt sich der Bereich auf der rechten Seite der Resonanz nicht erreichen, da innerhalb des Stoppbandes der Resonanz zu viele Elektronen verloren gehen. Wird hingegen die Änderungsrate vergrößert, indem der Arbeitspunkt sprunghaft um etwa $\Delta Q_x = 0,02$ erhöht wird, lässt sich die Resonanz durch die ausreichend schnelle Änderung des Arbeitspunkts ohne messbaren Strahlverlust durchqueren. Wenn die Verweildauer innerhalb der Resonanz kurz ist, weitet sich der Elektronenstrahl noch nicht so viel auf, dass es zu Verlusten kommt. Nach dem Durchqueren überwiegt dann die natürliche Dämpfung und der Strahl kehrt zu seiner ursprünglichen Breite zurück.

Auf der rechten Seite der Resonanz (blaue Messpunkte (+) in Abbildung 8.5) wird die Messung bei $Q_x^S = 4,64$ fortgesetzt. Allerdings wird diesmal mit einer Schrittweite von $\Delta Q_x^S = -0,0001$ in umgekehrter Richtung vorgegangen, um die gegenüberliegende Flanke der Resonanz zu finden. Bei $Q_x = 4,637$ lässt sich ein kleiner Anstieg der Verlustrate feststellen, welche aber mit kleiner werdendem Arbeitspunkt wieder verschwindet. Die zweite Flanke der Resonanz ist ab $Q_x = 4,627$ feststellbar.

Der graue Bereich (■) unterhalb der Messwerte gibt die ungefähre Breite der Resonanz an. Sie umfasst den gesamten Bereich, in dem eine erhöhte Strahlverlustrate messbar ist. Die dunkle Linie innerhalb des Bereichs (■) markiert das extrapolierte Zentrum, also die Position der größten Verlustrate. Sowohl die Breite als auch die Position des Zentrums wurden abgeschätzt. Zur Identifikation derselben Resonanz in weiteren Messungen (siehe Abschnitte 8.4, 8.5 und 8.7) ist unterhalb des Balkens ein Bezeichner (hier α) für die Resonanz hinterlegt.

Bei dem bereits erwähnten Anstieg der Strahlverlustrate bei $Q_x = 4,637$ könnte es sich ebenfalls um eine Resonanz – sie ist mit ϵ bezeichnet – handeln. Diese scheint aber, im direkten Vergleich zur Resonanz α eine wesentlich kleiner Stärke zu besitzen. Selbst im Maximum beträgt die Verlustrate nur $12 N_e/(\text{mA s})$ mehr als die Untergrundrate. Bei regulärem Strahlbetrieb sollte eine längere Verweildauer bei diesem Arbeitspunkt vermieden werden, da trotzdem eine deutlich stärkere Abnahme der Intensität des gespeicherten Strahls sichtbar ist.

Mit fünf Programmdurchläufen wurde der gesamte relevante horizontale Arbeitspunktbereich abgesucht. Insgesamt konnten so fünf potenzielle Resonanzen (α , ϵ , β , γ und δ) gefunden werden. Die letzte Resonanz lässt sich nicht durch einen Arbeitspunktsprung überwinden. Prinzipiell hätte für die Injektions- und Rampphase des Speicherringmodus-Programms ein Arbeitspunkt jenseits von $Q_x^S = 4^{2/3}$ gewählt werden können. Davon wurde aber aufgrund des zusätzlichen Aufwands abgesehen. So wurde nur eine der beiden Flanken vermessen, so dass keine Festlegung der Breite oder des Zentrums möglich ist. Es handelt sich vermutlich um die $4^{2/3}$ -Resonanz des horizontalen Arbeitspunkts.

Zwei der Resonanzen (ϵ und γ) weisen vergleichsweise kleine Stärken gegenüber den anderen Dreien auf. Alle zeigen ein deutlich asymmetrisches Profil.

8.4 Messung bei unterschiedlichen vertikalen Arbeitspunkten

Mit der im letzten Abschnitt vorgestellten Messung lässt sich bisher nicht eindeutig festlegen, ob es sich bei dem detektierten Strahlverlust wirklich um die Auswirkung einer Resonanz handelt. Ferner können die zur Identifikation der jeweiligen Resonanz notwendigen Parameter m , n , o und p (siehe Gleichung (8.1)) für die Resonanzbedingung nicht bestimmt werden. Dazu sind weitere Messungen bei unterschiedlichen vertikalen und longitudinalen Arbeitspunkten nötig.

Abbildung 8.6 zeigt die Ergebnisse der wiederholten Messung aus Abbildung 8.5 in Abschnitt 8.3 und für verschieden eingestellte vertikale Arbeitspunkte bei konstant gehaltenem longitudinalen Arbeitspunkt $Q_s^S = 0,0488$. Die in der Abbildung gezeigten horizontalen Linien geben den vertikalen Arbeitspunkt an.

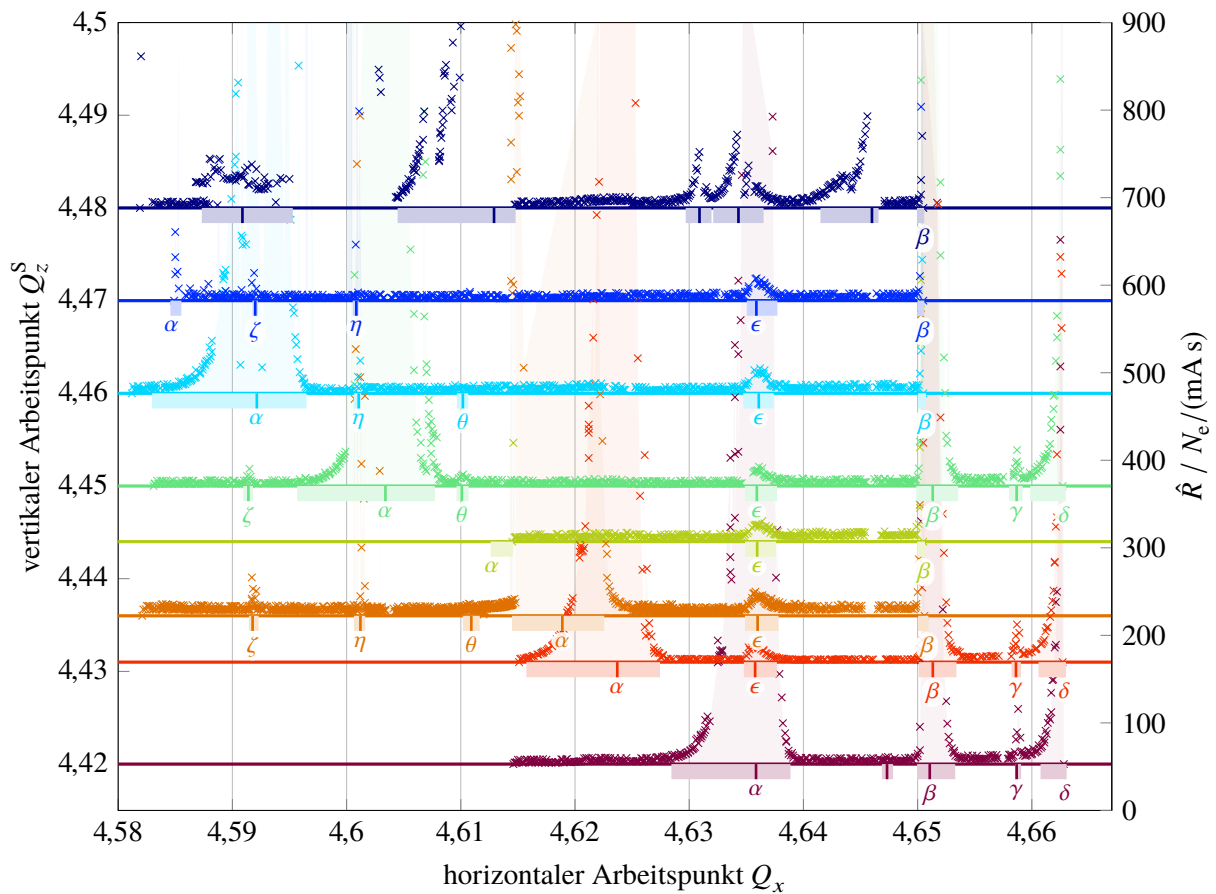


Abbildung 8.6: Messung des auf den Strahlstrom normierten Strahlverlustes \hat{R} bei verschiedenen vertikalen Arbeitspunkten Q_z^S in Abhängigkeit des horizontalen Arbeitspunkts Q_x . Die horizontale Linie in der jeweiligen Farbe gibt den vertikalen Arbeitspunkt an. Die Intensität des Strahlverlustes bezieht sich jeweils auf die Grundlinie und ist auf der zweiten vertikalen Achse vermerkt. Der longitudinale Arbeitspunkt wurde konstant bei $Q_s^S = 0,0488$ gehalten.

Die zugehörigen Messwerte der Strahlverlustrate sind in derselben Farbe dargestellt und beziehen sich auf die jeweilige Linie. Die Skalierung der Verlustrate ist auf der zweiten vertikalen Achse (rechts) vermerkt und (im Gegensatz zu Abbildung 8.5) nicht logarithmisch aufgetragen. Die Messreihen wurden jeweils um eine Untergrundrate von durchschnittlich $20 N_c/(\text{mA s})$ bereinigt. Die bereits in Abbildung 8.5 für den vertikalen Arbeitspunkt $Q_z^S = 4,431$ vorgestellten Messwerte sind auch in dieser Abbildung enthalten und in rot dargestellt.

Bei einem Teil der Datenreihen wurde der Bereich jenseits des horizontalen Arbeitspunkts $Q_x > 4,65$ beziehungsweise der Resonanz β ausgespart und insgesamt nur für drei verschiedene vertikale Arbeitspunkte vermessen. Da sich in den gewonnenen Daten keine signifikante Abhängigkeit vom vertikalen Arbeitspunkt identifizieren lässt, wurde hier aus Gründen der Zeitersparnis auf die Aufnahme weiterer Daten verzichtet.

Die Datenreihe mit $Q_z^S = 4,48$ zeigt wesentlich mehr Maxima in der Strahlverlustrate als die Messungen bei kleineren vertikalen Arbeitspunkten. Eine mögliche Ursache dafür ist die Nähe des Arbeitspunkts zur halbzahligen Resonanz bei $Q_z = 4,5$. Aufgrund der stark unregelmäßigen Struktur ist eine Zuordnung

der Resonanzmaxima hier sehr schwierig. Einzig die linke Flanke der Resonanz β lässt sich eindeutig wiedererkennen und wird für die weitere Auswertung verwendet.

Bei einer Änderung des horizontalen Arbeitspunkts verschiebt sich ebenfalls der vertikale aufgrund der Feineinstellung des Arbeitspunkts durch die Luftquadrupolmagnete (siehe Abschnitte 7.3 und 8.2). Da die maximale Änderung mit $\Delta Q_z \approx 0,003$ im Vergleich zur Schrittweite von etwa 0,01 klein ist, wird sie für die Darstellung vernachlässigt und die Daten sind gegen den eingestellten Arbeitspunkt aufgetragen. Der Einfluss der Verschiebung wird in Abschnitt 8.6.1 diskutiert werden.

Wie in Abbildung 8.6 ersichtlich, treten die Resonanzen ϵ , β , γ und δ unabhängig vom vertikalen Arbeitspunkt immer beim gleichen horizontalen Arbeitspunkt auf. Damit muss der ganzzahlige Faktor n in der Resonanzbedingung in Gleichung (8.1) Null sein.

Bei der Resonanz α ist stattdessen mit größer werdendem vertikalen Arbeitspunkt eine Verschiebung der Resonanz hin zu kleinerem horizontalen Arbeitspunkt sichtbar. Die Schrittweite in beiden Dimensionen ist mit umgekehrtem Vorzeichen in etwa gleich groß: Eine Geradenanpassung der Form $Q_z = a + b \cdot Q_x$ an die Resonanzmaxima ergibt

$$Q_z = (8,84 \pm 0,14) + (-0,95 \pm 0,03) \cdot Q_x \quad . \quad (8.2)$$

Aufgrund der Steigung von circa -1 lässt sich auf eine Summenresonanz mit $m = n$ schließen. Die vergleichsweise große Breite und die hohe Strahlverlustrate weisen zusätzlich auf eine sehr starke Resonanz und damit auf eine kleine Ordnung hin. Die kleinste transversale Betatronkoppelresonanz mit $1Q_x + 1Q_z = 9$ stimmt mit den Messwerten nicht überein. Eine Anpassung der Resonanzbedingung

$$1Q_x + 1Q_z = n$$

an die Messpunkte liefert $n = 9,055 \pm 0,001 \neq 9$. Für keine der Resonanzen kann eine Aussage darüber gefällt werden, ob es sich jeweils um eine reine horizontale Betatronresonanz beziehungsweise Betatronkoppelresonanz oder um eine Koppelresonanz zwischen transversaler und longitudinaler Ebene handelt. Das ist erst durch eine weitere Messung mit Variation des longitudinalen Arbeitspunkts möglich.

8.5 Messung bei unterschiedlichen longitudinalen Arbeitspunkten

Zur Identifikation der Resonanzen fehlt im letzten Schritt noch eine Variation des longitudinalen Arbeitspunkts. Dadurch können schließlich Synchrotronkoppelresonanzen gefunden werden. Ähnlich wie in Abbildung 8.6 ist in Abbildung 8.7 die Strahlverlustrate aufgetragen gegen den horizontalen Arbeitspunkt dargestellt. In diesem Fall ist auf der vertikalen Achse allerdings der longitudinale Arbeitspunkt aufgetragen. Die Linie in der jeweiligen Farbe gibt erneut den eingestellten Arbeitspunkt Q_s^S an. Die Verlustrate bezieht sich jeweils auf diese Linie und ist, im Vergleich zu Abbildung 8.6, gleich skaliert. Die Skalierung lässt sich wieder auf der sekundären vertikalen Achse ablesen.

Auch in dieser Abbildung wurden die Messdaten um eine Untergrundrate von $20 N_e / (\text{mA s})$ bereinigt. Allerdings zeigt sich hier bei der Messreihe mit einem eingestellten longitudinalen Arbeitspunkt von $Q_s^S = 0,0433$ ($\nu_s = 79 \text{ kHz}$) eine deutliche Erhöhung der Untergrundrate um einen Faktor von etwa 10. Ursächlich dafür ist die Reduzierung der Strahllebensdauer. Nach Gleichung (2.13) wird zur Verringerung der Synchrotronfrequenz die maximale Beschleunigungsspannung U_0 in den Hohlraumresonatoren abgesenkt. Damit geht eine Reduzierung des Überspannungsfaktors q und damit der Lebensdauer einher (siehe dazu beispielsweise [Lee04, Kap. 8]). Die reduzierte Lebensdauer führt ihrerseits dazu, dass mehr Elektronen pro Zeitintervall den stabilen Bereich der Synchrotronoschwingung (vergleiche Abschnitt 2.2.1) verlassen und die Kammerwand erreichen. Diese tragen dann, unabhängig vom durch Resonanzen

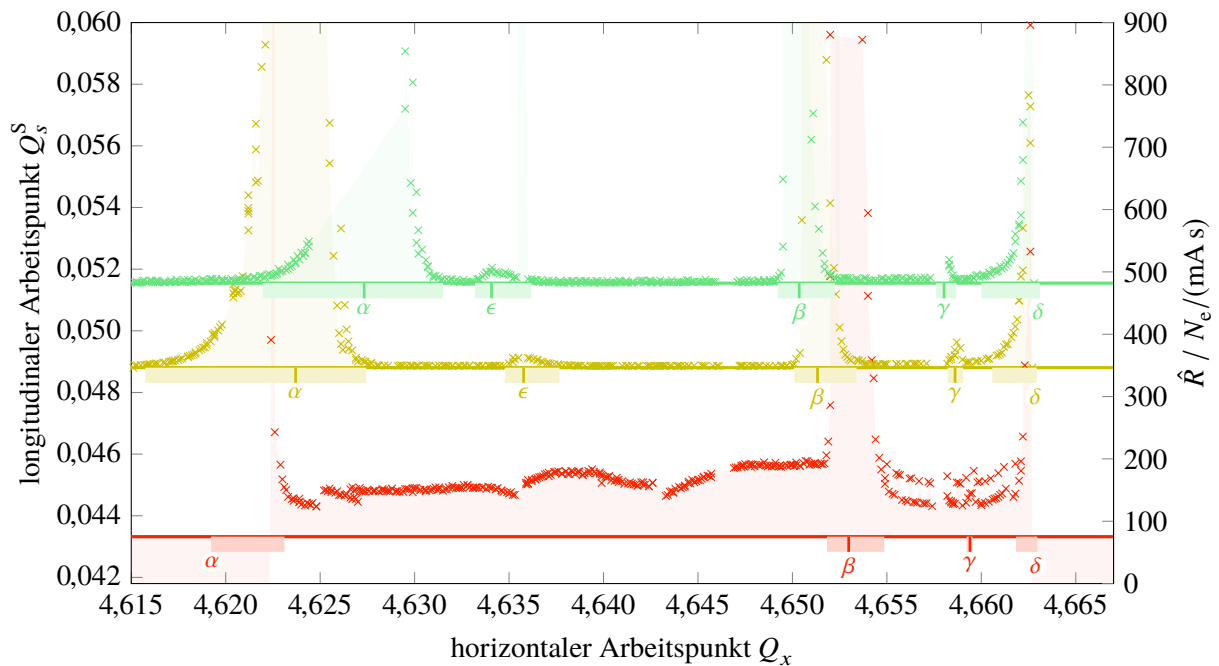


Abbildung 8.7: Darstellung der normierten Strahlverlustrate \hat{R} bei verschiedenen longitudinalen Arbeitspunkten Q_s^S in Abhängigkeit des horizontalen Arbeitspunkts Q_x bei einem konstanten vertikalen Arbeitspunkt von $Q_z^S = 4,431$.

verursachten Strahlverlust, zu der erhöhten Untergrundrate bei.

Bei vier (α , β , γ und ϵ) der fünf in Abbildung 8.7 identifizierbaren Resonanzen zeigt sich eine unterschiedlich starke, aber vorhandene Abhängigkeit der Position der Resonanz vom longitudinalen Arbeitspunkt. Die deutlichste Verschiebung weist die Resonanz α auf. Hier verschiebt sich mit größer werdendem longitudinalen Arbeitspunkt die Resonanz hin zu einem größeren horizontalen Arbeitspunkt. Die Schrittweite ist wieder, wie im vertikalen Fall, annähernd gleich, was auf eine Differenzenresonanz mit $m = o$ schließen lässt (siehe Gleichung (8.1)). Aus dem letzten Abschnitt ist bereits bekannt, dass $m = n$ gilt. Somit könnte es sich um eine Synchrotronkoppelresonanz mit $mQ_x + mQ_z - mQ_s = p$ handeln. Die Stärke der Resonanz lässt allerdings ein kleines m vermuten, weshalb eine Zuordnung zu der Resonanz mit der Bedingung $1Q_x + 1Q_z - 1Q_s = 9$ wahrscheinlich ist.

8.6 Bestimmung der Resonanzen

Zur Identifikation der Resonanzen werden nun im letzten Schritt die in den Abbildungen 8.6 und 8.7 gefundenen Resonanzmaxima zusammen mit den theoretisch nach Gleichung (8.1) berechneten möglichen Resonanzen aufgetragen. Die Messpunkte, die zu einer Resonanz gehören, müssen sowohl bei einer Darstellung mit Q_z gegen Q_x als auch in einer mit Q_s gegen Q_x auf einer Geraden liegen. Eine Zuordnung der Messwerte ist dann durch den Vergleich mit Lage und Steigung der theoretisch berechneten Resonanzen möglich.

Im oberen Teil in Abbildung 8.8 sind die Resonanzen bei unverändertem longitudinalen Arbeitspunkt dargestellt. Wie bereits in Abschnitt 8.4 festgestellt, weist nur die in Abbildung 8.6 mit α bezeichnete Resonanz eine Abhängigkeit von Q_z auf. Bei den zugehörigen Datenpunkten (\times) in Abbildung 8.8 zeigt

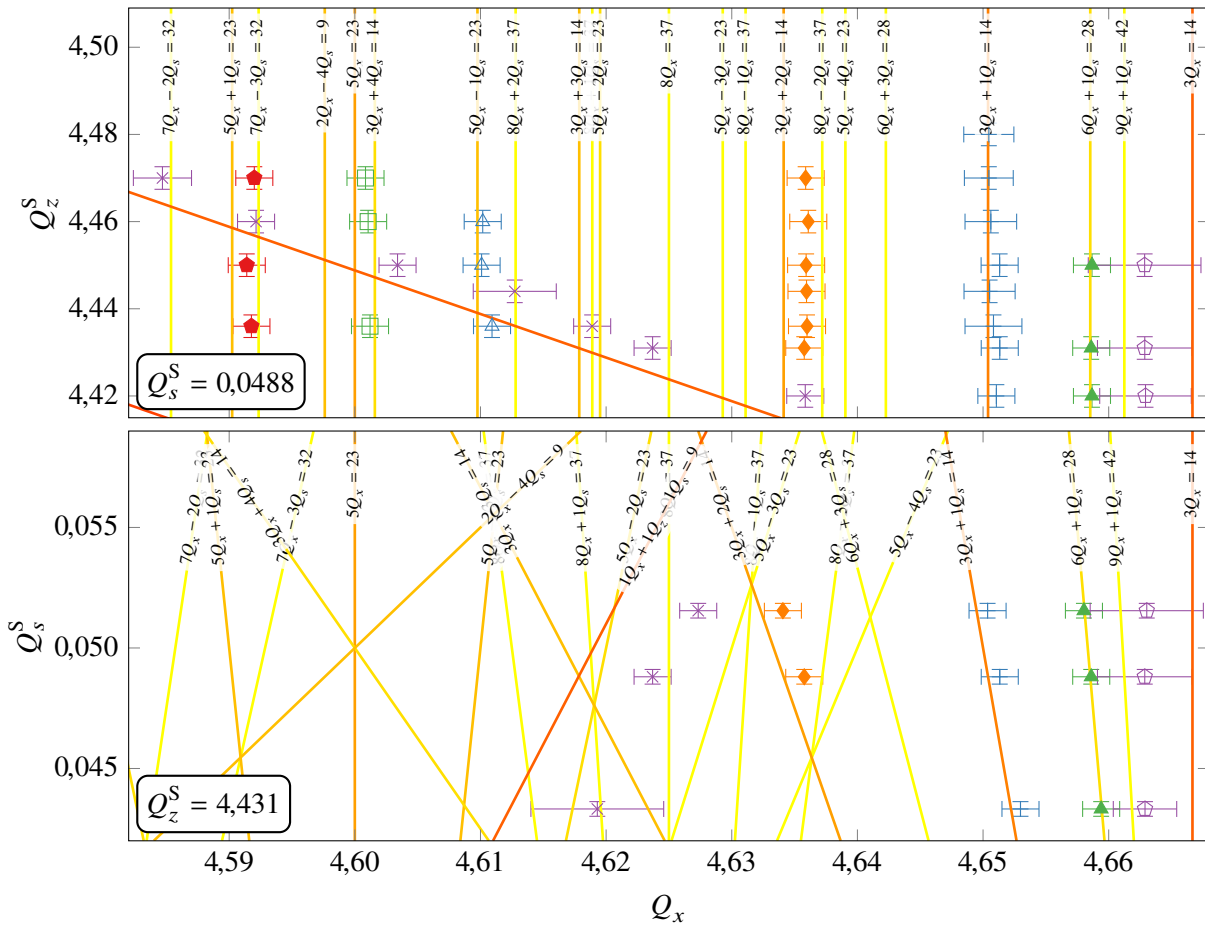


Abbildung 8.8: Abgeschätzte Maxima der in den Abbildungen 8.6 und 8.7 identifizierten Resonanzen: α (\times), β (+), γ (\blacktriangle), δ (\circ), ϵ (\blacklozenge), ζ (\bullet), η (\square) und θ (\triangle). Oben: Darstellung der Resonanzmaxima bei konstantem longitudinalen Arbeitspunkt $Q_s^s = 0,0488$, unten: bei konstantem vertikalen Arbeitspunkt $Q_z^s = 4,431$. Die orangen und gelben Linien entsprechen den Synchrotronkoppelresonanzen $mQ_x + oQ_s = p$ bis zur zehnten Ordnung. Die diagonale orange Linie im oberen Teil der Abbildung (---) entspricht der Resonanz mit der Resonanzbedingung $1Q_x + 1Q_z - 1Q_s = 9$.

sich dies ebenfalls. Weiterhin liegen die Messwerte auf einer Geraden. Sie weisen allerdings einen leichten Abstand bezüglich der theoretischen, bereits identifizierten, Resonanz (---) mit $1Q_x + 1Q_z - 1Q_s = 9$ auf. Die bei allen anderen Resonanzen fehlende Abhängigkeit von Q_z erschwert deren eindeutige Zuordnung. Beispielsweise liegen die Messwerte (\blacklozenge) der Resonanz ϵ wesentlich näher an der Resonanz mit der Bedingung $8Q_x - 2Q_s = 37$ als an der mit $3Q_x + 2Q_s = 14$. Dennoch liegt die Vermutung nahe, dass es sich um die zweite Resonanz handelt, da ihre Ordnung viel kleiner ist und damit die theoretische Stärke viel größer sein müsste.

Abhilfe bei der Identifikation schafft hier für die Resonanzen α (\times), β (+), γ (\blacktriangle) und ϵ (\blacklozenge) die im unteren Teil von Abbildung 8.8 gezeigte Darstellung. Resonanzen mit unterschiedlichem m und o weisen hier stark unterschiedlicher Steigungen auf. Da die Messungen nur für drei verschiedene longitudinale Arbeitspunkte durchgeführt wurden, ist die Anzahl der Messpunkte pro Resonanz auf zwei bis drei begrenzt. Dennoch lässt sich allen Resonanzen durch Vergleich mit den umliegenden Resonanzlinien eindeutig eine Resonanz

Resonanz	zugeordnete theo. Resonanz
α (×)	$1Q_x + 1Q_z - 1Q_s = 9$
β (+)	$3Q_x + 1Q_s = 14$
γ (▲)	$6Q_x + 1Q_s = 28$
δ (⊙)	$3Q_x = 14$
ϵ (◆)	$3Q_x + 2Q_s = 14$
ζ (●)	$5Q_x + 1Q_s = 23$
	$7Q_x - 3Q_s = 32$
η (□)	$5Q_x = 23$
	$3Q_x + 4Q_s = 14$
θ (△)	$5Q_x - 1Q_s = 23$
	$8Q_x + 2Q_s = 37$

Tabelle 8.2: Zuordnung der gemessenen zu theoretischen Resonanzen. Für ζ , η und θ sind die zwei jeweils am nächsten an den Datenreihen liegenden theoretischen Resonanzen angegeben (siehe auch Abbildung 8.8).

zuordnen. Für die Resonanzen ζ (●), η (□) und θ (△) wurden leider für diese Darstellung keine Messdaten genommen, wodurch keine eindeutige Zuordnung möglich ist. In Tabelle 8.2 ist eine Liste der Messreihen mit zugeordneten Resonanzen – sofern möglich – gegeben. Für die nicht eindeutigen Messreihen sind die zwei den Messwerten am nächsten liegenden theoretischen Resonanzen angegeben. Auffällig ist, dass sich alle drei Resonanzen ζ , η und θ mit der Resonanzbedingung $5Q_x + nQ_s = 23$ mit $n \in \{-1, 0, 1\}$ beschreiben lassen. Daher liegt die Vermutung nahe, dass es sich bei η um die Betatronresonanz $5Q_x = 23$ mit den beiden direkt benachbarten Synchrobetatronkoppelresonanzen $5Q_x \pm 1Q_s = 23$ handelt. Gestützt wird diese These dadurch, dass die Strahlverlustrate für die Resonanz θ kleiner ist als die der beiden anderen, da es sich hier um eine Differenzenresonanz handeln würde (siehe Abschnitt 2.4.5), die keine Instabilität verursachen sollte.

8.6.1 Messfehler und systematische Verschiebung

Bei den Messreihen der jeweiligen Resonanzen in Abbildung 8.8 fällt eine systematische Verschiebung der gemessenen Resonanzmaxima bezüglich der theoretisch vorhergesagten auf. Ursächlich dafür können mehrere Einflussfaktoren sein.

Bestimmung der Resonanzmaxima Da die Bestimmung der Maxima der Resonanzen in den Abbildungen 8.6 und 8.7 manuell erfolgt ist, tritt dadurch ein systematischer Fehler auf. Zum einen sind bei den meisten Resonanzen nur die beiden steigenden Flanken, nicht aber das Maximum selbst messbar. Zum anderen weisen alle Resonanzen eine Asymmetrie auf, die auch zu einer Fehleinschätzung der Position des Maximums beitragen kann. Bei nur einseitig vermessenen Resonanzen kann das Maximum nur schlecht beziehungsweise aufgrund der unbekanntnen Breite gar nicht bestimmt werden, was im besten Fall zu einer systematischen Verschiebung führt. Für die Resonanz β kann in den Fällen, in denen nicht beide Flanken vermessen wurden, angenommen werden, dass sich die Breite bei unterschiedlichen Q_z^S nicht wesentlich unterscheidet.

Abweichung des Arbeitspunkts Für die Datenanalyse wurde in der horizontalen Ebene der jeweils mit dem Bunch-by-Bunch-Feedbacksystem *gemessene* Arbeitspunkt verwendet. Diese Messung weist

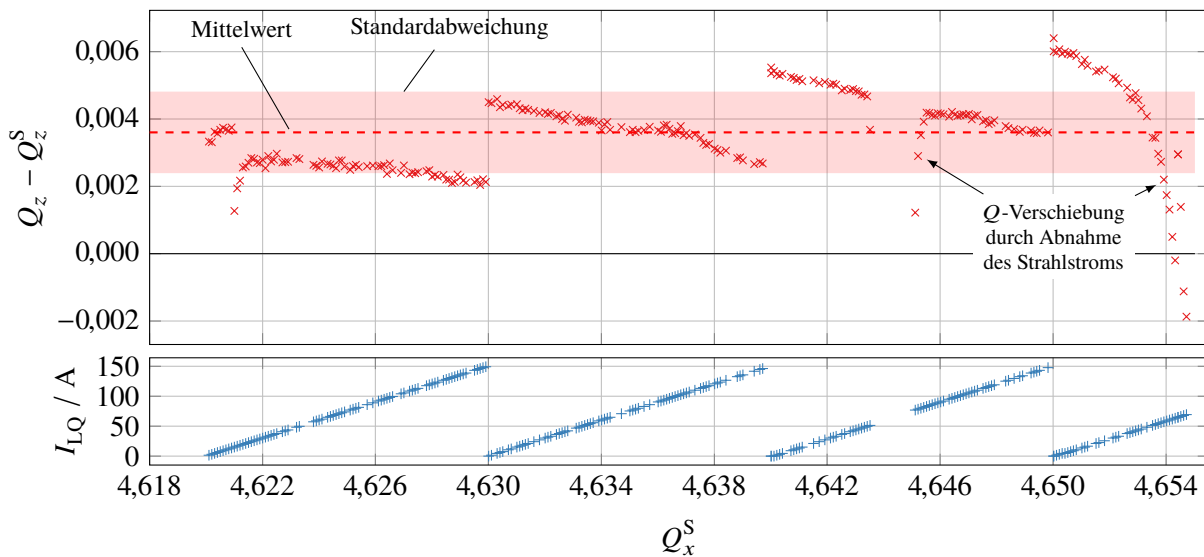


Abbildung 8.9: Oben: Messung der Verschiebung des gemessenen vertikalen Arbeitspunkts Q_z in Abhängigkeit des eingestellten horizontalen Arbeitspunkts Q_x^S mithilfe der Hauptmagnete und Luftquadrupolmagnete. Es wurde ein vertikaler Arbeitspunkt von $Q_z^S = 4,431$ eingestellt. Unten: Eingestellter Erregerstrom der Luftquadrupole.

jedoch ebenfalls einen systematischen Fehler auf, wie in Abschnitt 7.1.2 vorgestellt wurde. In den beiden anderen Ebenen wurde jeweils der eingestellte Arbeitspunkt verwendet. Wie bereits in Abschnitt 5.4 dargestellt weist der tatsächliche Arbeitspunkt eine Verschiebung bezüglich des eingestellten auf. Dabei handelt es sich um einen energieabhängigen Fehler der Kalibrierung der Magnetansteuerung. Eine weitere Verschiebung wird durch den Beitrag der Luftquadrupolmagnete (siehe Abschnitt 7.3) verursacht. In Abbildung 8.9 ist zur Veranschaulichung dieser Verschiebung der vertikale Arbeitspunkt (\times) gegen den eingestellten horizontalen Arbeitspunkt aufgetragen. Im unteren Teil der Abbildung ist der Erregerstrom I_{LQ} der Luftquadrupolmagnete ($+$) dargestellt. Es lässt sich sowohl die systematische Verschiebung als auch der Einfluss der Luftquadrupole erkennen (siehe dazu auch Abschnitt 8.6.2).

Auch in der longitudinalen Ebene ist eine Abweichung des eingestellten Arbeitspunkts vom tatsächlichen beziehungsweise des gemessenen Arbeitspunkts beobachtbar (siehe Abbildung 7.5). Hinzu kommt die bereits in Abschnitt 7.1 erwähnte Abhängigkeit des longitudinalen Arbeitspunkts vom horizontalen, die auf eine Änderung des Momentum-Compaction-Faktor zurückzuführen ist. Dieser Verschiebung wurde bei den hier durchgeführten Messungen nicht Rechnung getragen und liegt im untersuchten Bereich des horizontalen Arbeitspunkts von $4,58 \leq Q_x \leq 4,66$ bei etwa $\Delta Q_s \approx \pm 0,0004$.

Allgemeine Messfehler Die Messfehler in Abbildung 8.8 wurden für die jeweiligen Ebenen abgeschätzt. Dazu wurde für alle Messungen (alle Datenpunkte in den Abbildungen 8.6, 8.7, D.1 und D.2) die Differenz zwischen eingestelltem und gemessenem Arbeitspunkt

$$\delta Q_i = Q_i - Q_i^S$$

berechnet. Der Index $i \in \{x, z, s\}$ gibt die jeweilige Ebene an. Der Fehler entspricht dann der Standardabweichung aller N Messungen von δQ_i :

$$\Delta \overline{\delta Q_i} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{n=1}^N (\delta Q_{i,n} - \overline{\delta Q_i})^2} .$$

In der horizontalen Ebene ist die Abweichung $\overline{\delta Q_x} = 0,005 \pm 0,001$ und in der vertikalen Ebene $\overline{\delta Q_z} = 0,002 \pm 0,003$. Für die durchschnittliche Verschiebung in der longitudinalen Ebene ergibt sich $\overline{\delta Q_s} = -0,0001 \pm 0,0003$. Für manche der Resonanzen wurde für bestimmte festgehaltene Arbeitspunktpaare nur eine der beiden Flanken vermessen. Dies wurde ebenfalls beim Fehler auf den jeweiligen Messpunkt mit berücksichtigt. Als obere Abschätzung dieses Fehlers dient die Breite der Resonanz.

8.6.2 Systematische Verschiebungen der Resonanzen

Die systematische Verschiebung lässt sich durch eine Anpassung der theoretischen Resonanzen an die gefundenen Resonanzmaxima durchführen. Dazu lässt sich die Resonanzbedingung aus Gleichung (8.1) um die Verschiebungen ΔQ_i erweitern, um die Abweichung zwischen der Arbeitspunktmessung und -einstellung zu kompensieren:

$$m(Q_x + \Delta Q_x) + n(Q_z + \Delta Q_z) + o(Q_s + \Delta Q_s) = p .$$

Um nun für alle identifizierten Resonanzen ein Tripel ΔQ_i zu finden, so dass alle Messwerte aus Abbildung 8.8 einen minimalen Abstand von den theoretischen Linien aufweisen, eignet sich die Methode der kleinsten Fehlerquadrate⁷. Das individuell zu minimierende gesamte Residuum R^i (i indiziert die Messpunkte) wurde definiert als

$$R^i = Q_x^i - \left(\frac{p^i - n^i(Q_z^i + \Delta Q_z) - o^i(Q_s^i + \Delta Q_s)}{m^i} - \Delta Q_x \right) .$$

Insgesamt stehen 40 Messwerte zur Verfügung, von denen 32 Verwendung in der Optimierung gefunden haben. Die weiteren 8 Messwerte wurden ausgeschlossen, da hier nur eine der beiden Flanken der Resonanz gemessen wurde. Das zu minimierende Residuum wurde mit

$$R = \sum_{i=1}^{32} \left(\frac{R^i}{\Delta R^i} \right)^2$$

vorgegeben. Die Ergebnisse sind in Tabelle 8.3 zusammengefasst. Der Vollständigkeit halber sind in Abbildung D.3 in Anhang D.2 die Ergebnisse aus Abbildung 8.8 unter Berücksichtigung der gefunden Verschiebungen dargestellt.

Es zeigt sich für alle Messpunkte eine bessere Übereinstimmung mit den theoretischen Resonanzlinien. Insbesondere ist der Abstand der Messpunkte der Resonanzen ζ , η und θ von den Linien der theoretischen Resonanzen $5Q_x + nQ_s = 23$ mit $n \in \{-1, 0, 1\}$ kleiner geworden. Das bekräftigt die Vermutung, dass es sich hier um exakt diese Resonanzen handelt.

⁷ Es wurde auf den *Ceres-Solver* [AM+], eine freie Implementierung der Methode der kleinsten Fehlerquadrate für nichtlineare Probleme in C++, zurückgegriffen.

Ebene	Verschiebung ΔQ
x	$-0,0006 \pm 0,0004$
z	$-0,0065 \pm 0,0018$
s	$-0,0021 \pm 0,0010$

Tabelle 8.3: Arbeitspunktverschiebungen ΔQ , die notwendig sind, um die theoretisch berechneten Resonanzen an die Messwerte anzupassen.

8.7 Messung bei unterschiedlichen vertikalen Arbeitspunkten mit zusätzlichen Sextupolfeldern

Im regulären Experimentierbetrieb wird auf das Resonanzextraktionsverfahren zur Extraktion des Elektronenstrahl zu den Experimenten zurückgegriffen. Die dazu notwendige Anregung der horizontalen $4 \frac{2}{3}$ -Resonanz findet durch die Extraktionssextupolmagnete in den geraden Teilabschnitten des Speicherrings statt. Die zusätzliche Sextupolstärke kann aber ebenfalls einen Einfluss auf die beobachteten Resonanzen haben. Aus Tabelle 8.2 geht hervor, dass mindestens die Resonanzen β , γ , δ und ϵ durch ihre Abhängigkeit von $3Q_x$ beeinflusst werden können.

Die Messungen aus Abschnitt 8.4 wurden zur näheren Betrachtung der Effekte mit einer Extraktionssextupolstärke von $m_x = 2 \text{ m}^{-3}$ wiederholt. Dabei wurde der Messbereich und die Anzahl der unterschiedlichen vertikalen Arbeitspunkte allerdings reduziert. Die Messungen wurden bei zwei verschiedenen Sextupolstärken für jeweils drei verschiedene vertikale Arbeitspunkte durchgeführt, und sind in Abbildung 8.10 übereinander angeordnet. Für alle wurde der longitudinale Arbeitspunkt $Q_s^S = 0,0488$ eingestellt. Im jeweiligen Diagramm gibt die horizontale Linie wieder die Basislinie auf die sich die Strahlverlustrate bezieht, an. Das Farbspektrum wurde aus Abschnitt 8.4 übernommen und beschreibt den vertikalen Arbeitspunkt.

In Abbildung 8.10 ist für die vertikalen Arbeitspunkte $Q_z^S = 4,42$ und $Q_z^S = 4,431$ deutlich zu sehen, dass sich das Verhalten auf der rechten Seite der Resonanz α geändert hat⁸. Der langsame Anstieg der Strahlverlustrate, welcher ohne aktivierte Extraktionssextupole noch sichtbar war, ist nicht mehr detektierbar. Stattdessen fällt der gesamte Strahl sofort aus und es ist keine Messung der Strahlparameter, insbesondere des horizontalen Arbeitspunkts, mehr möglich. Weiterhin scheint es so, als ob die Breite der Resonanz bei aktivierten Extraktionssextupolen kleiner ist. Zusätzlich weist sie bei $m_x = 2 \text{ m}^{-3}$ eine Verschiebung von etwa $\Delta Q_x = -0,0017$ bezüglich des Maximums bei $m_x = 0 \text{ m}^{-3}$ auf. Diese Verschiebung ist ebenfalls bei der Resonanz ϵ sichtbar und liegt dort mit $\Delta Q_x = -0,0021$ in der gleichen Größenordnung. Da es sich bei beiden Resonanzen um eine Synchrotronkoppelresonanz handelt, ist eine mögliche Ursache dafür eine eventuelle Verschiebung des longitudinalen Arbeitspunkts. Die dazu nötige Verschiebung von

$$\Delta Q_s = \frac{3}{2} \Delta Q_x$$

beträgt $\Delta Q_s \approx 0,0031$ beziehungsweise $\nu_s = 5,74 \text{ kHz}$. Eine Verschiebung des longitudinalen Arbeitspunkts beim Aktivieren der Sextupolmagnete kann allerdings nicht beobachtet werden (eine entsprechende Messung ist in Anhang D.2 in Abbildung D.4 gezeigt).

Die Resonanz ϵ weist eine starke Verbreiterung durch den zusätzlichen Sextupolanteil auf. Die

⁸ Für $Q_z^S = 4,46$ ist die Resonanz aufgrund des limitierten Messbereichs zu kleinen horizontalen Arbeitspunkten hin nicht sichtbar.

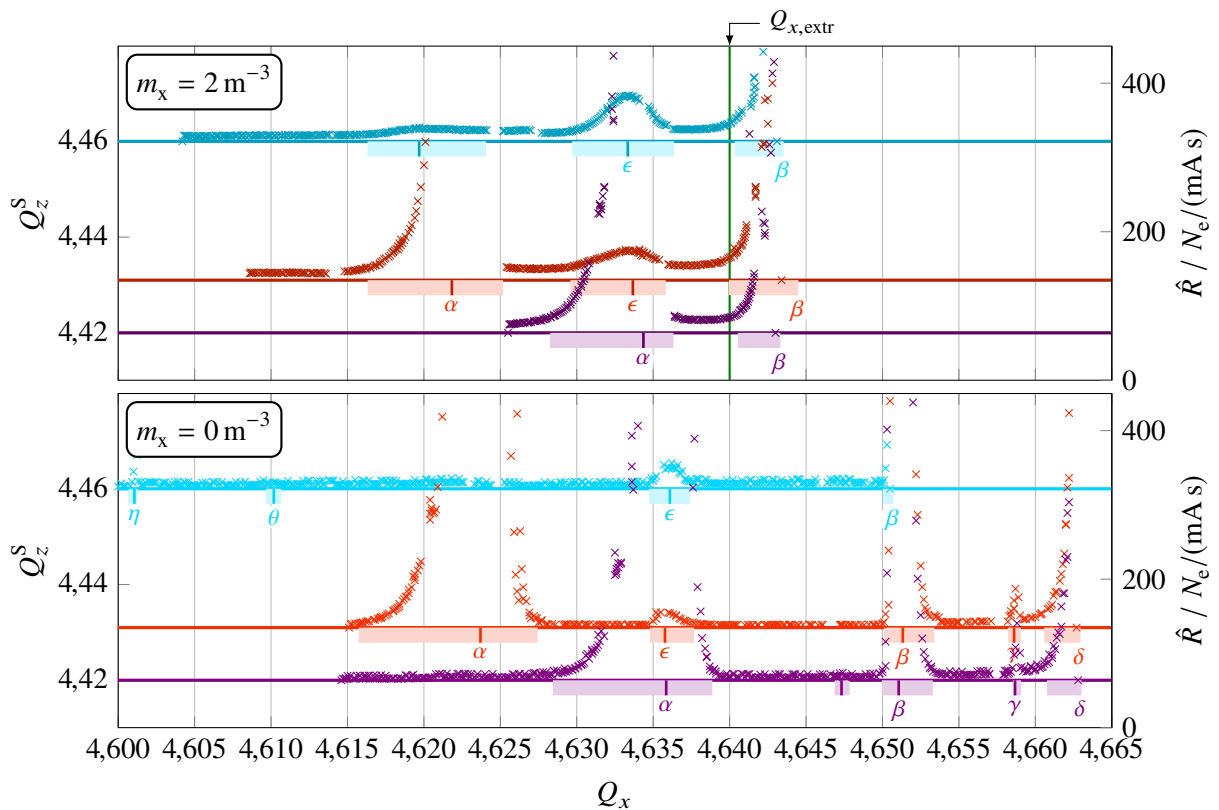


Abbildung 8.10: Messung der Strahlverlustrate \hat{R} für drei verschiedene vertikale Arbeitspunkte in Abhängigkeit der Extraktionssextupolstärke m_x . Die Farben der Messreihen beziehen sich auf die in Abbildung 8.6 verwendeten. Oben: Messung mit $m_x = 2 \text{ m}^{-3}$; Unten: Messung mit $m_x = 0 \text{ m}^{-3}$. Siehe dazu auch Abbildung D.1.

Strahlverlustrate ist im Bereich der Resonanz ebenfalls stark angestiegen und weist eine Erhöhung um etwa den Faktor 2 auf. Sowohl die Verbreiterung als auch der erhöhte Strahlverlust lassen sich darauf zurückführen, dass es sich um die Synchrotronkoppelresonanz mit der Resonanzbedingung $3Q_x + 2Q_s = 14$ und drittelzahligem horizontalen Arbeitspunkt handelt.

Im Fall der Resonanz β ist die Verbreiterung wesentlich ausgeprägter. Die Resonanz weist mit der Bedingung $3Q_x + 1Q_s = 14$ eine kleinere Ordnung auf und ist daher erwartungsgemäß stärker. Zusätzlich zu der Verbreiterung um etwa $\Delta Q_x = 0,01$ weist die Stärke der Resonanz ebenfalls eine Abhängigkeit von m_x auf. Die Resonanz ist bei $m_x = 2 \text{ m}^{-3}$ nicht mehr durch einen schnellen Arbeitspunktsprung überwindbar, wie es ohne den Einsatz der Extraktionssextupole möglich ist (siehe dazu auch Abschnitt 8.3). Bei ausgeschalteten Extraktionssextupolen gelingt zwar der Sprung in den Arbeitspunktbereich zwischen $4,653 \leq Q_x \leq 4,662$, das Einschalten der Sextupole führt aber ebenfalls zu einem instantanen Verlust des gesamten gespeicherten Stroms. Weiterhin lässt sich nicht eindeutig festlegen, ob die Resonanz nicht ebenfalls von der $4 \frac{2}{3}$ -Resonanz mit der Resonanzbedingung $3Q_x = 14$ überlagert wird.

Neben der Verbreiterung ist auch eine leichte Erhöhung der Strahlverlustrate in Bereichen ohne Resonanzen sichtbar. Die Untergrundrate von etwa $20 N_e / (\text{mA s})$ ohne Extraktionssextupolanteil erhöht sich auf etwa 35 bis $38 N_e / (\text{mA s})$ für $m_x = 2 \text{ m}^{-3}$. Ebenfalls sinkt die Strahllebensdauer von circa 30 min auf 14 min bei einem gespeicherten Strom von 30 mA. Eine mögliche Ursache für beide Effekte könnte in der Reduzierung der dynamischen Apertur durch die Sextupolfelder liegen (siehe dazu [Wil96,

Abschn. 3.17] und [Pre07, Abschn. 5.2]).

8.7.1 Einfluss des longitudinalen Arbeitspunkts auf die Resonanzextraktion

Die Extraktionssextupolstärke wird für die Resonanzextraktion während der Extraktionspräparationsphase linear bis zum Sollwert erhöht. Gleichzeitig wird der Arbeitspunkt in die Nähe der Resonanz gebracht. In Abbildung 8.10 ist dieser Arbeitspunkt mit $Q_{x,\text{extr}}$ bezeichnet und im oberen Diagramm markiert (—). $Q_{x,\text{extr}}$ wird dabei so gewählt, dass er außerhalb der Resonanz liegt und noch keine Extraktion stattfindet. Erst durch das Aktivieren der Luftquadrupole wird der Arbeitspunkt dann ausreichend nach rechts in die Resonanz hinein verschoben. In Abbildung 8.10 ist ersichtlich, dass es sich bei der zur Extraktion genutzten Resonanz um die Synchrotronkoppelresonanz β handelt, die allerdings je nach Sextupolstärke von der $4\frac{2}{3}$ -Resonanz δ überlagert sein kann. Demnach hängt die Wahl des horizontalen Arbeitspunkts $Q_{x,\text{extr}}$ ebenfalls von der Wahl des longitudinalen Arbeitspunkts Q_s ab.

Nach Gleichung (2.13) hängt dieser von der Beschleunigungsspannung der Resonatoren ab, die vom Low-Level-RF-System vorgegeben und geregelt wird. Wie bereits in Abschnitt 8.1.4 erwähnt, ist die Leistung der Hochfrequenzanlage für eine Strahlenergie von $E = 3,2 \text{ GeV}$ derzeit nicht ausreichend dimensioniert. Dadurch liegt der tatsächliche longitudinale Arbeitspunkt durch den Leistungsbedarf des Strahls bei hohen gespeicherten Strömen unterhalb des eingestellten Arbeitspunkts. Durch die Extraktion der Elektronen während der Extraktionsphase reduziert sich die notwendige HF-Leistung und Q_s steigt an.

Diese Verschiebung von Q_s und die damit verbundene Verschiebung der Resonanz β wird während der Extraktion durch die Regelung der Luftquadrupolstärke kompensiert. Die Abhängigkeit des Arbeitspunkts $Q_{x,\text{extr}}$ vom Strom des gespeicherten Elektronenstrahls muss aber bei der Einstellung der Extraktionsparameter berücksichtigt werden.

8.8 Resümee

Das in diesem Kapitel vorgestellte Verfahren ermöglicht die Vermessung von optischen Resonanzen im Speicherring. Dazu wurde eine halbautomatische Ablaufsteuerung mit Kontrollsystemanbindung entwickelt, die die Messung weitestgehend automatisiert. Für das Messverfahren werden feste Werte für den vertikalen und longitudinalen Arbeitspunkt gewählt. Durch Änderung des horizontalen Arbeitspunkts in sehr kleinen Schritten von $\Delta Q_x = 0,0001$ bei gleichzeitiger Aufzeichnung der Strahlverlustrate mit dem BLM-System lässt sich so eine Karte des durch Resonanzen verursachten Strahlverlustes erstellen. Abbildung 8.11 zeigt die Messergebnisse für sieben verschiedene vertikale Arbeitspunkte beim longitudinalen Standardarbeitspunkt $Q_s^S = 0,0488$. Die Strahlverlustrate ist logarithmisch aufgetragen. In Bereichen mit grüner Markierung tritt wenig Strahlverlust auf, in gelb beziehungsweise rot markierten Zonen tritt erhöhter Strahlverlust, verursacht durch optische Resonanzen, auf. In den grau markierten Bereichen wurde keine Messung durchgeführt, da sie für den regulären Strahlbetrieb nicht relevant sind.

In Abbildung 8.11 lassen sich systematische Abhängigkeiten der Maxima der Strahlverlustrate von den Arbeitspunkten erkennen. Sofern es sich um optische Resonanzen handelt müssen diese den Resonanzbedingungen in Gleichung (8.1) gehorchen. Durch Variation des longitudinalen Arbeitspunkts lassen sich vier der acht identifizierbaren Resonanzen eindeutig ihren Resonanzbedingungen zuordnen. Dabei handelt es sich ausschließlich um Synchrotronkoppelresonanzen.

Mit den für das Resonanzextraktionsverfahren zur Verfügung stehenden Sextupolmagneten wird die drittelzahlige Resonanz mit $Q_x = 4\frac{2}{3}$ gezielt angeregt. Da drei der vier Resonanzen eine Komponente mit $3Q_x$ besitzen, ist eine erneute Messung der Strahlverlustrate mit zusätzlicher Sextupolstärke von

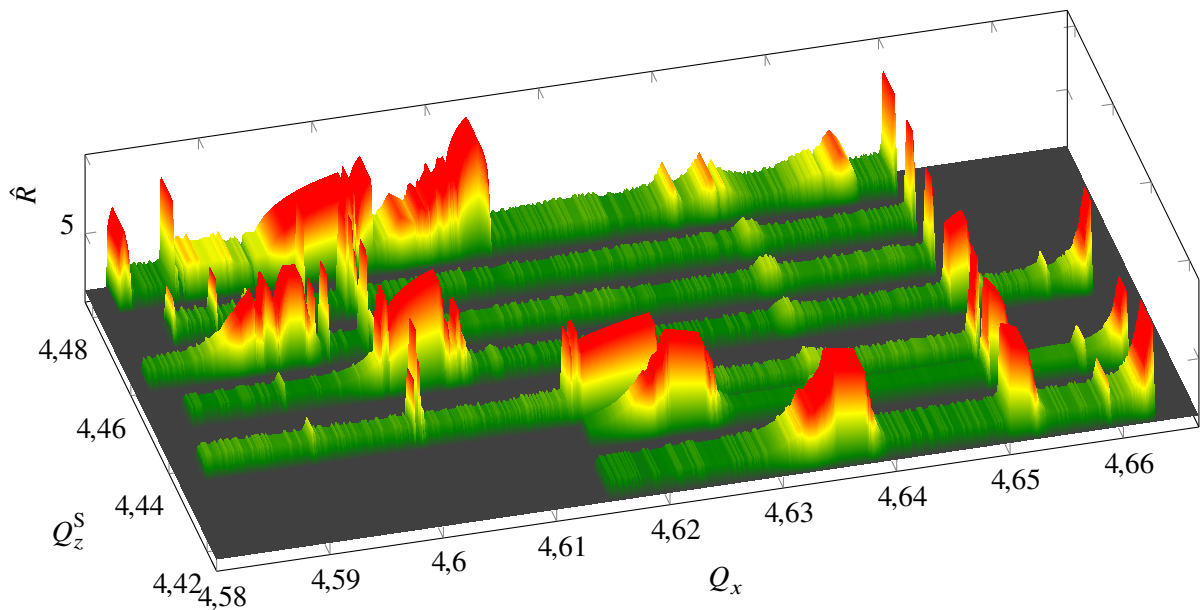


Abbildung 8.11: Logarithmische Darstellung der gemessenen Strahlverlustrate in Abhängigkeit des horizontalen Arbeitspunkts Q_x und vertikalen Arbeitspunkts Q_z^S für einen fest eingestellten longitudinalen Arbeitspunkt von $Q_s^S = 0,0488$.

großem Interesse. Es zeigt sich, dass alle abhängigen Resonanzen eine starke Verbreiterung und ebenfalls Erhöhung der Resonanzstärke aufweisen. Von besonderer Bedeutung ist hier die Resonanz mit der Resonanzbedingung $3Q_x + 1Q_s = 14$. Ihre Position links von der $4\frac{2}{3}$ -Resonanz beeinflusst maßgeblich die Resonanzextraktion. Da der horizontale Arbeitspunkt während der Extraktionsphase langsam zu größeren Werten an die Resonanzen herangeführt wird, findet die Extraktion in erster Linie an der Synchrotronkoppelresonanz statt. Damit ist die Wahl der Extraktionsparameter (horizontaler Arbeitspunkt und Extraktionssextupolstärke) ebenfalls vom eingestellten longitudinalen Arbeitspunkt Q_s abhängig. Diese Erkenntnis deckt sich mit der Notwendigkeit neuer Parameter der Resonanzextraktion nach Inbetriebnahme des neuen Low-Level-RF-Systems der Hochfrequenzanlage des Speicherring. Mit diesem wird die Beschleunigungsspannung der Hohlraumresonatoren in Abhängigkeit der Strahlenergie berechnet, um den gewünschten longitudinalen Arbeitspunkt zu erhalten. Diese Möglichkeit der Einstellung war zuvor nicht gegeben.

Aus den gewonnenen Erkenntnissen lässt sich nun ein, für den Speicherring der Beschleunigeranlage angepasstes, Arbeitspunktdiagramm erstellen. In Abbildung 8.12 sind nur die gefundenen, und damit relevanten optischen Resonanzen vermerkt. Resonanzen, welche unabhängig vom horizontalen Arbeitspunkt sind, lassen sich mit dem verwendeten Messverfahren nur schwer identifizieren. Bei den beiden horizontalen Linien im Diagramm handelt es sich daher nur um theoretisch mögliche, aber nicht verifizierte Resonanzen. Die runde Markierung in blau (•) zeigt das standardmäßig im Speicherring während der Injektion verwendete Arbeitspunktpaar. Der direkt umliegende Bereich ist durch eine sehr starke, strahlzerstörende Resonanz (diagonale orangene Linie) auf der einen Seite und durch eine schwache Resonanz auf der anderen Seite beschränkt. Um Elektronenverlust während der Rampphase und Präparation des Elektronenstrahls für die Extraktion zu vermeiden, sollte das Injektionsarbeitspunktpaar anders gewählt werden. Eine Möglichkeit bietet das in Abbildung 8.12 mit der roten Markierung (•) vorgeschlagene Paar mit $Q_x^S = 4,625$ und $Q_z^S = 4,46$. Für die Extraktionsphase wird dann ein horizontaler

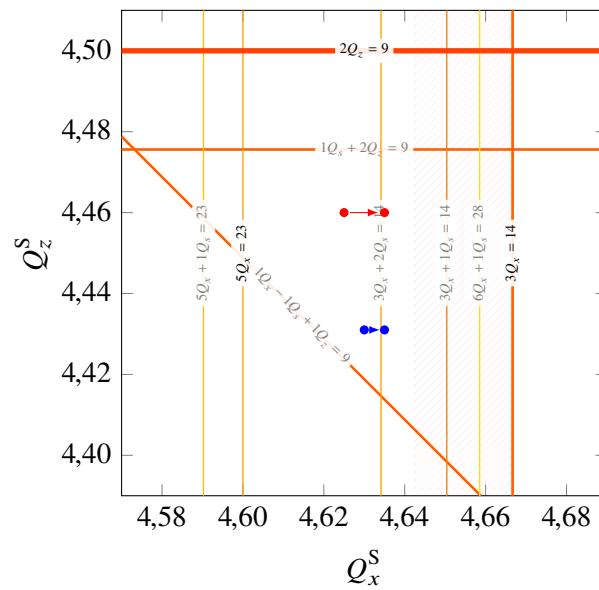


Abbildung 8.12: Arbeitspunktdiagramm mit den für den Speicherring relevanten Resonanzen. Der rot schraffierte Bereich (////) zeigt den bei in Betrieb befindlichen Extraktionssextupolen unerreichbaren Arbeitspunktbereich. Der linke blaue Punkt (•) markiert das standardmäßig für die Injektion verwendete Arbeitspunktpaar, der rechte Punkt den Arbeitspunkt während der Extraktionsphase. Die beiden roten Markierungen (•) zeigen ein Arbeitspunktpaar auf, dass weiter entfernt von den identifizierten Resonanzen liegt und damit insbesondere während der Rampphase einen stabileren Strahlbetrieb ermöglicht. In der longitudinalen Ebene wurde ein Arbeitspunkt von $Q_s^S = 0,0488$ eingestellt.

Arbeitspunkt von $Q_x^S = 4,635$ gesetzt. Diese Arbeitspunkte erlauben den Betrieb im Nachbeschleunigungsmodus bei einer Extraktionsenergie von 2,9 GeV bei einem gespeicherten Maximalstrom von bis zu 40 mA ohne Verluste während der Rampphase oder Extraktionspräparationsphase, was in einer Teststrahlzeit verifiziert werden konnte.

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde das Kontrollsystem der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA modernisiert und dessen Funktionsumfang erweitert, ein neues Timing-System für die Beschleunigeranlage konzipiert, entwickelt und erfolgreich in Betrieb genommen sowie eine Untersuchung der strahlzerstörenden optischen Resonanzen im Speicherring der Anlage durchgeführt.

Kontrollsystem

Das Kontrollsystem der Beschleunigeranlage ELSA wurde für den Betrieb auf einer modernen Rechnerarchitektur angepasst und auf einem neuen, leistungsfähigeren Computersystem in Betrieb genommen. Durch zahlreiche Detailverbesserungen konnten sowohl die Performanz als auch die Stabilität des Systems gesteigert werden. Die neu in das Kontrollsystem integrierte Datenbank zur Langzeitarchivierung stellt ein unentbehrliches Hilfsmittel für den regulären Beschleunigerbetrieb dar. Durch einen transparenten Zugriff auf alle Mess- und Steuerwerte der Strahldiagnosesysteme lassen sich Trendanalysen in der eigens dafür entwickelten, grafischen Benutzeroberfläche durchführen beziehungsweise die Daten zur späteren Analyse in wissenschaftlichen Arbeiten exportieren.

Timing-System und Magnetansteuerung

Das Timing-System, notwendig für die Synchronisierung der verschiedenen Beschleunigerstufen, wurde durch ein neues, flexibleres und leistungsstärkeres System ersetzt. Die Kernkomponente des neuen Systems stellt ein FPGA dar, dessen Firmware im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurde und speziell auf die Anforderungen der Beschleunigeranlage ELSA zugeschnitten ist. Nach umfangreichen Labortests wurde das neue System in die bestehende Infrastruktur sowie das Kontrollsystem der Anlage integriert. Das neue Timing-System wird bereits im regulären Strahlbetrieb eingesetzt und erfüllt alle derzeitigen Anforderungen.

Es wird mit dem 500 MHz-Taktsignal der zentralen HF-Anlage des Beschleunigers versorgt. Durch diese Synchronisierung ist die Grundlage für eine Single-Bunch-Akkumulation im Speicherring der Beschleunigeranlage ELSA geschaffen. Durch den Einsatz eines geeigneten Injektors ist es damit möglich in Zukunft Single-Bunch-Instabilitäten zu untersuchen. Im Betrieb für die Hadronenphysikexperimente lässt sich mit ebendiesem Akkumulationssystem eine homogene Füllstruktur durch mehrfache und zeitversetzte Injektion aus dem Booster-Synchrotron in den Speicherring erreichen.

Durch das neue Timing-System wird ebenfalls die starre Zyklusdefinition des Nachbeschleunigungsmodus des alten Systems ersetzt. Mit einer dynamischen, stets an die aktuellen Begebenheiten angepassten, Dauer der Injektionsphase wird für eine gleichbleibende Intensität des gespeicherten Elektronenstrahls im Speicherring und an den Experimenten gesorgt. Durch die optimierte Dauer wird ebenfalls das makroskopische Tastverhältnis, und damit die effektive Messzeit der Experimente, verbessert.

Zusätzlich wurde die Ansteuerelektronik der Haupt- und Korrektormagnete des Speicherrings durch eine neu entwickelte Elektronik ersetzt, die die dynamische Zyklusdauer unterstützt. Gleichzeitig wurde so die Auflösung der Energie- und Arbeitspunkteinstellung um den Faktor vier erhöht.

Arbeitspunktmessung und Resonanzuntersuchungen

In dieser Arbeit wurden die Diagnosemöglichkeiten des Bunch-by-Bunch-Feedbacksystems zur Messung der Arbeitspunkte im Speicherring genutzt. Zur Verbesserung der Genauigkeit der Messung wurde eine neue Methode zur Auswertung der Strahlspektren erstellt sowie die systematischen Fehler der Arbeitspunktmessung bei aktivierter Dämpfung des Bunch-by-Bunch-Feedbacksystems analysiert. Damit konnten verschiedene Einflüsse auf den Arbeitspunkt untersucht werden:

- Es konnte gezeigt werden, dass bei einer Erhöhung des gespeicherten Strahlstroms eine Arbeitspunktverschiebung zu positiven Werten in beiden transversalen Ebenen auftritt. Ursächlich für die positive Verschiebung sind, im Strahlpotenzial akkumulierte, Ionen, die eine teilweise Abschirmung der elektrischen Felder der Strahl-Wand-Effekte hervorrufen.
- Sofern der Elektronenstrahl eine Ablage bezüglich der magnetischen Mitte eines Sextupolmagneten aufweist, verursachen die zusätzlichen Quadrupolfelder eine Arbeitspunktverschiebung. Dieser Effekt kann um etwa eine Größenordnung reduziert werden, sofern eine Korrektur der Gleichgewichtsbahn durchgeführt wird, und so der Elektronenstrahl kleinere Ablagen aufweist.
- Eine Korrektur der Gleichgewichtsbahn ist ebenfalls zwingend erforderlich, sofern eine Einstellung der Extraktionssextupolstärke unabhängig von einer Arbeitspunktverschiebung erreicht werden soll.

Durch Einsatz der präzisen Arbeitspunktmessung konnte die Quadrupolstärke der Luftquadrupolmagnete bestimmt werden, mit denen eine, im Vergleich zu den Hauptquadrupolmagneten, um drei Größenordnungen feinere Einstellung des horizontalen Arbeitspunkts erreicht werden kann.

Die hochaufgelöste Arbeitspunktmessung und -einstellung bildet die Grundlage für die Implementierung eines Verfahrens zur systematischen Untersuchung von optischen Resonanzen im Speicherring. Durch eine Erfassung des Elektronenstrahlverlustes in Abhängigkeit von den Arbeitspunkten aller drei Ebenen konnte die Position und Stärke der optischen Resonanzen bestimmt werden, die im Speicherring auftreten. Neben der drittelzahligen Resonanz, die zur Extraktion genutzt wird, wurden ebenfalls zahlreiche weitere Resonanzen sowie Koppelresonanzen identifiziert. Drei der Resonanzen schränken den nutzbaren Arbeitspunktbereich ein, und sind ursächlich für den, gelegentlich im regulären Strahlbetrieb auftretenden, Strahlverlust während der Energierampe. Bei diesen Resonanzen handelt es sich ausschließlich um Koppelresonanzen der transversalen und longitudinalen Ebene, um sogenannte Synchrotronbetatronkoppelresonanzen, was auf eine nicht verschwindende Kopplung der beiden Ebenen hinweist. Die Ergebnisse der Resonanzuntersuchungen wurden in einem Arbeitspunktdiagramm zusammengefasst, das Auskunft über die auftretenden Resonanzen gibt und bei der Einstellung der Parameter der Resonanzextraktion zu Rate gezogen werden kann.

Ausblick

Für das Timing-System sind bereits zukünftige Erweiterungen geplant und in der Programmierung des FPGAs vorgesehen. Zu diesem gehört unter anderem eine dynamische Dauer der Extraktionsphase, wie sie für die Injektion bereits eingeführt wurde. Damit verbunden ist ebenfalls eine Optimierung des makroskopischen Tastverhältnisses, das beispielsweise im Niedrigintensitätsmodus, aufgrund der niedrigen Extraktionsraten von wenigen Kilohertz, um weitere 5 bis 10 % verbessert werden kann. Weiterhin ist eine Umstellung der softwaregestützten Ablaufsteuerung des Speicherringmodus geplant, die ebenfalls durch eine Erweiterung des Timing-Systems implementiert werden kann. Wie im Nachbeschleunigungsmodus ließe sich damit der Elektronenstrahl für die Speicherung, innerhalb von weniger als einer Sekunde präparieren, was bisher circa 30 Sekunden in Anspruch nimmt.

Weitere Informationen zum Kontrollsystem

A.1 Datenformat der Archivdatenbank

In Abbildung A.1 ist das Datenformat, mit dem die Daten in der Archivdatenbank hinterlegt werden, gezeigt. In der ersten Spalte ist der verwendete Schlüssel gezeigt, der, wie im Beispiel ersichtlich, den Parameternamen des jeweils geänderten Parameters enthält. In der nächsten Spalte ist der Zeitpunkt, zu dem die Parameteränderung aufgezeichnet wurde, hinterlegt. Der Zeitpunkt wird in einer internen Repräsentation als 64 bit Ganzzahl mit einer Auflösung von 1 ns dargestellt. Die letzte Spalte enthält den jeweiligen Wert des Parameters. Bei einem auf einer Ganzzahl basierenden Parameter¹ wird die 4-Byte Binärrepräsentation in der Datenbank gespeichert. Für Analogwerte² wird, unabhängig von der im Kontrollsystem verwendeten internen Datenstruktur, die 4-Byte Binärrepräsentation einer Gleitkommazahl verwendet. Sofern es sich bei einem Parameter um einen Vektorparameter handelt, wird der gesamte Inhalt des Vektors gespeichert. Somit sind die gespeicherten Daten unabhängig von einem im Kontrollsystem hinterlegten Kalibrierfaktor. Für Zeichenketten und Bytefolgen wird die Sequenz aus Zeichen ohne abschließendes Nullbyte gespeichert.

A.2 Bestimmung der Korrelation zwischen Parametern

Ein einfaches Modell für eine Korrelation zwischen zwei Messwerten X und Y , die als Wertepaare (x_i, y_i) vorliegen, ist die *lineare Korrelation*, die auch PEARSON-Korrelation genannt wird. Der

¹ Dabei handelt es sich um Parameter, deren Name auf _DC, _DM oder _DD endet.

² Hier handelt es sich um Parameter, deren Name auf _AC, _AM oder _AD endet.

Parametername	Schlüssel	Zeitstempel	Wert
	ELS_DIAG_TOROID.STROM_AM	1 520 527 328,7649	21,4
	ELS_DIAG_EXTRAKT.TAGSUM_DM	1 520 527 328,8424	7 474
	ELS_HF_LLR1.FWD_POWER_AM	1 520 527 328,9249	83,9493

Index

Abbildung A.1: Zeilenformat der in der Archivdatenbank hinterlegten Datensätze.

Korrelationskoeffizient r ist definiert als [IC83, Abschn. 4.5]

$$r = \frac{\sum_i^n (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{\sqrt{\sum_i^n (x_i - \bar{x})^2} \sqrt{\sum_i^n (y_i - \bar{y})^2}} .$$

Mit \bar{x} beziehungsweise \bar{y} ist der Mittelwert aus den n Werten des jeweiligen Messwerts bezeichnet. Der Korrelationskoeffizient kann Werte zwischen -1 und 1 annehmen. Ein Wert von $r \approx 0$ signalisiert eine Unabhängigkeit der beiden Messwerte, $|r| \approx 1$ hingegen, dass sich Y vollständig über eine lineare Funktion in X beschreiben lässt.

Die Berechnung des Korrelationskoeffizienten auf diese Weise zeigt in der hier verwendeten Anwendung zwei Schwächen. Zum einen deckt sie nur lineare Korrelationen ab. Das äußert sich in einer Reduzierung des Werts von r für, zwar eindeutig voneinander abhängige Messwerte, aber einem vom Linearen abweichenden Zusammenhang. Das zweite Problem stellen Messwerte mit großen Abweichungen von einer Normalverteilung dar. Beide Probleme lassen sich durch die Verwendung eines sogenannten Rangkorrelationskoeffizienten vermeiden: Zur Bestimmung der Rangkorrelation nach SPEARMAN wird im ersten Schritt der Rang eines jeweiligen Messwerts ermittelt. Dazu werden die n Messwerte X und Y jeweils aufsteigend sortiert. Die Position des Messwerts x_i in dieser Liste definiert den jeweiligen Rang, der bei x_i und y_i unterschiedlich sein kann. Nun wird der Korrelationskoeffizient statt mit den Messwerten mit den Rängen der Messwertpaare $(\text{rang}(x_i), \text{rang}(y_i))$ bestimmt. Der so erhaltene Korrelationskoeffizient ist ein Maß für die Monotonie des Zusammenhangs zwischen X und Y . Dieser Korrelationskoeffizient wird zur Abgrenzung zum linearen Koeffizienten meist als ρ oder r_s bezeichnet [IC83, Abschn. 4.6].

A.3 Konfiguration der EPICS-Schnittstelle

Die Konfiguration des Programms `csegi f` (siehe Anhang G.1.2) findet zur Übersetzungszeit in einer dazu vorbereiteten C++-Quelldatei statt. In Listing 1 sind drei Beispiele für die Konfiguration für eine uni- und bidirektionale Synchronisierung eines Parameters dargestellt. Um die *pragmatische* Syntax zur Darstellung der Synchronisationsrichtung zu erhalten, wurden die entsprechenden binären C++-Operatoren `<<`, `>>` und `==` für die Datentypen `class ELSAP` sowie `class EPICSP` überladen. Dadurch gestaltet sich die Konfiguration als einfach lesbar und erweiterbar.

Die triviale Konfiguration in Listing 1 reicht für die meisten Parameter aus. Sollen beim Übernehmen der Daten zusätzliche Kalibrierungen oder Berechnungen durchgeführt werden, kann eine erweiterte Syntax verwendet werden: `ELSAP(pname)(writeCallback, errorCallback)[&userdata]`. Mit dem Argument `writeCallback` kann eine vom Benutzer implementierte Rückruffunktion angegeben werden, welche bei jeder Parameteränderung aufgerufen wird und so die gewünschten Berechnungen durchführen kann. Ähnliches gilt für den Parameter `errorCallback`, mit dem das Verhalten im Fehlerfall individualisiert werden kann. Werden zusätzliche Daten für den Aufruf der Rückruffunktion benötigt, können diese über `userdata` als `void*`-Zeiger übergeben werden.

Beispiele für eine individuelle Rückruffunktionen ist die parasitäre Arbeitspunktmessung während

```
liste += ELSAP("PARAMETER") << EPICSP("EPICSPARAMETER"); // Unidir. EPICS->ELSA
liste += ELSAP("PARAMETER") >> EPICSP("EPICSPARAMETER"); // Unidir. ELSA->EPICS
liste += ELSAP("PARAMETER") == EPICSP("EPICSPARAMETER"); // Bidirektional
```

Listing 1: Konfigurationsbeispiel der EPICS-Schnittstelle.

des regulären Strahlbetriebs. Dazu wird eine Gaußfunktion an das Minimum im fouriertransformierten Strahlspektrum, welches aus EPICS ausgelesen wird, angepasst. Mit dem Schwerpunkt der Gaußfunktion lässt sich dann der Arbeitspunkt berechnen (für weitere Details zur Arbeitspunktmessung sei auf Abschnitt [7.1](#) verwiesen) und ins ELSA-Kontrollsystem übernehmen.

NAUDIS

B.1 Definition der Rampdaten

Im gemeinsamen SRAM auf der NAUDIS-Hauptplatine werden unter anderem die Steuerkurven zur Wiedergabe abgelegt. Abbildung B.1 zeigt einen Auszug der Aufteilung des SRAMs. Jeder Eintrag der Steuerkurve besteht aus den Parametern einer linearen Funktion: Steigung s , Startwert U_0 und der Stützstellenanzahl n . Der Controller verwendet intern eine u16q16-Festkommazahl-Interpretation des DAC-Werts. Diese besteht aus einer 16 bit Ganzzahl für den DAC und einem 16 bit Nachkommaanteil, der für die interne Berechnung verwendet wird. Die Steigung wird mit einem s15q16-Typ als vorzeichen-behaftete Festkommazahl in der Einheit Skt/100 μ s angegeben. Die Definition der Struktur ist in Listing 2 gegeben.

B.2 Kalibrierung der DACs & ADCs

Wie bereits in Abschnitt 5.1.2 vorgestellt, wurden alle vier Kanäle der DACs aller NAUDIS-Hauptplatinen kalibriert. Dazu wurde sowohl der Verstärkungsfehler als auch Nullpunktsfehler korrigiert. In Abbildung B.2 ist der Nullpunktsfehler vor (\otimes) und nach (\otimes) der Kalibrierung im unipolaren Betriebsmodus gezeigt. Die Ergebnisse der Kalibrierung, also der mittlere Nullpunktsfehler sowie die Streuung wurden bereits in Tabelle 5.2 in Abschnitt 5.1.2 vorgestellt.

Analog wurde sowohl für den Nullpunktsfehler (siehe Abbildung B.3) und den Verstärkungsfehler (siehe Abbildung B.4) im bipolaren Betriebsmodus verfahren.

```
typedef union {
    struct {
        uint16_t startwert;
        uint16_t anzahl;
        s15q16_t steigung;
    };
    uint32_t data[2]; //alignment
}__attribute__((__packed__)) chunk_t;
```

Listing 2: Definition der Struktur, die ein Teilstück der Steuerkurve repräsentiert.

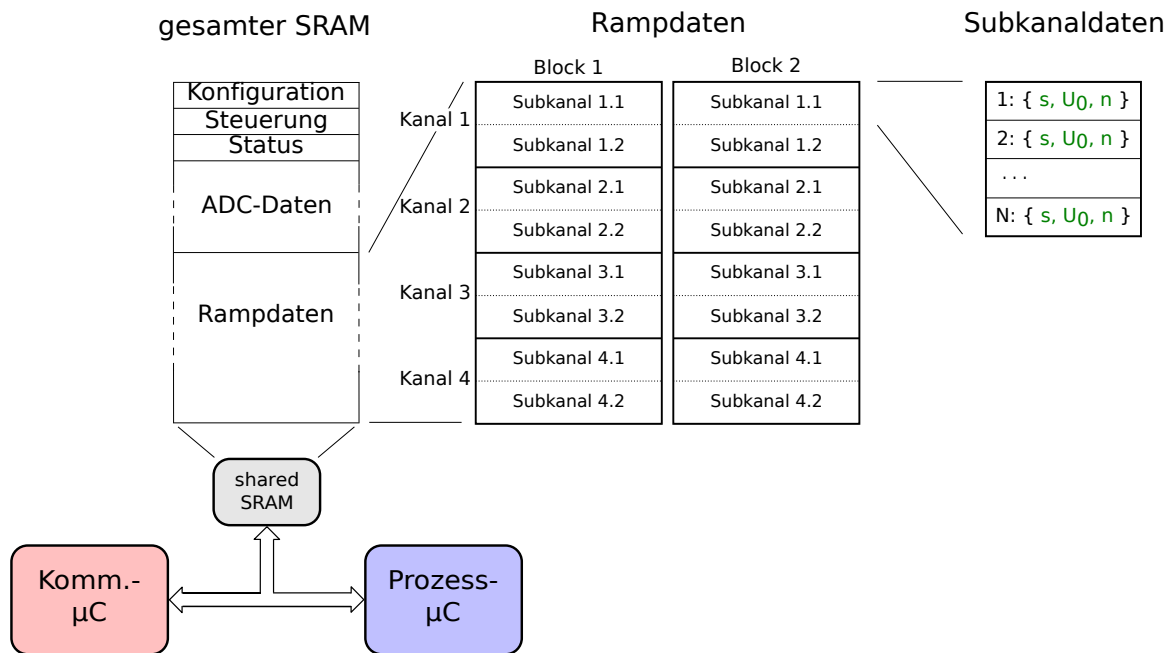


Abbildung B.1: Layout des geteilten SRAMs der NAUDIS-Hauptplatinen. Der SRAM beinhaltet neben Konfigurations-, Steuer-, Status- und ADC-Daten ebenfalls die Steuerkurvendefinitionen. Dazu ist ein Großteil des 4 Mbit großen SRAMs reserviert. Die Rampdaten bestehen aus Datenblöcken für die vier Kanäle, aufgeteilt in jeweils zwei Blöcke. Jeder Block enthält pro Kanal zwei Subkanäle, in denen die zwei Teilstücke der Steuerkurven für den Nachbeschleunigungsmodus gespeichert werden. Es ist jeweils ein Block eines Kanals *aktiv* und wird beim nächsten Trigger ausgeführt. Der jeweils andere Block steht zum Programmieren einer neuen Steuerkurve bereit. Der aktive Block kann für jeden Kanal durch einen Softwarebefehl auf den anderen Block umgeschaltet werden. Die Subkanaldaten bestehen aus den linearen Teilstücken der auszugebenden Steuerkurve. Es können pro Subkanal 3 583 Teilstücke hinterlegt werden. Jedes Teilstück wird durch einen Startwert U_0 , eine Steigung s und eine Anzahl an Stützstellen n festgelegt.

Kalibrierung der ADCs

Analog zur Kalibrierung der DACs wurden ebenfalls die ADCs aller NAUDIS-Module kalibriert. Dazu konnte derselbe Testaufbau genutzt werden. Die Messung der Verstärkung der ADCs vor (\otimes) und nach (\otimes) der Kalibrierung ist in Abbildung B.5 gezeigt. Die verwendeten ADC-Module auf den NAUDIS-Hauptplatinen erlauben in der verwendeten Konfiguration nur *eine* Kalibrierung für *alle vier* Eingangskanäle. Aus dem Vergleich mit dem Sollwert (—) lässt sich folgern, dass sich dadurch keine Einschränkung ergibt. Die von den ADCs digitalisierten Analogspannungen werden im Regelbetrieb nur zur Überwachung eingesetzt. Daher ist eine präzise Kalibrierung ohnehin nicht notwendig.

B.3 Implementierung der Energiekalibrierung

Verglichen mit der Messung der magnetischen Flussdichte der Dipolmagnete kann die Kalibrierung der Energie des Elektronenstrahls durch eine Methode basierend auf der Elektronenpolarisation wesentlich präziser durchgeführt werden [Sch+15]. Die zugehörige Methode wurde bereits in Abschnitt 5.2.2 erläutert. Damit lässt sich die absolute Strahlenergie bei jeder Imperfektionsresonanz, die im Speicherring auftritt, messen. Zwischen den sechs Stützstellen kann die Istenergie dann entsprechend interpoliert

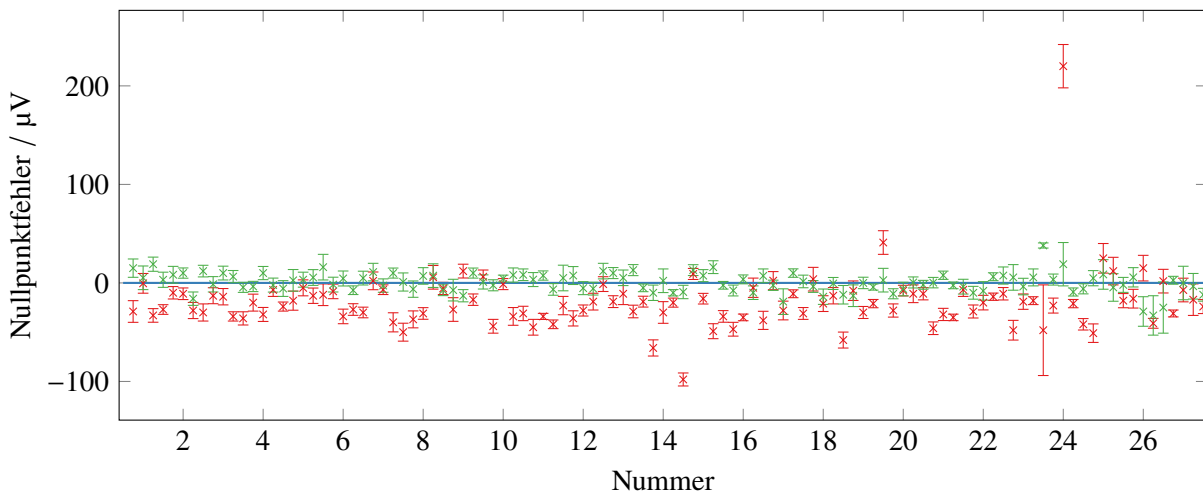


Abbildung B.2: Bestimmung der Nullpunktfehler der vier Kanäle der DACs aller NAUDIS-Boards vor (×) und nach der Kalibrierung (×) im unipolaren Betriebsmodus.

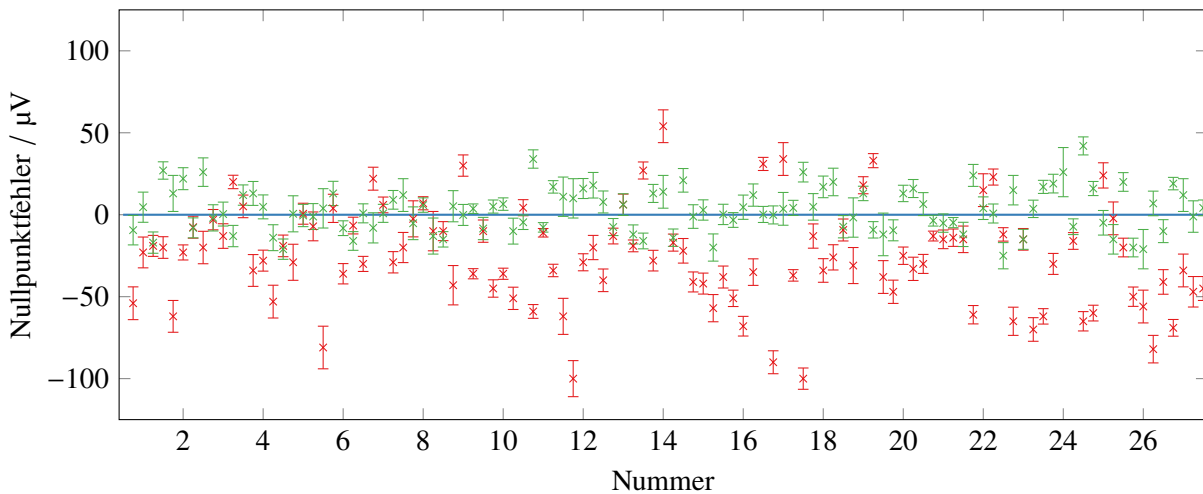


Abbildung B.3: Bestimmung der Nullpunktfehler der vier Kanäle der DACs aller NAUDIS-Boards vor (×) und nach der Kalibrierung (×) im bipolaren Betriebsmodus.

werden¹.

Für das Berechnungsschema ist es zweckmäßig die Korrektur der Energie bei der Berechnung zwischen Ebene V und IV (siehe Abbildung 5.9) einfließen zu lassen, obwohl die Ursache vermutlich in einem Fehler bei der Zuordnung von Erregerströmen zur magnetischen Flussdichte begründet liegt (Ebene IV→III). Dadurch wird die Energiekalibrierung ebenfalls bei der Berechnung der magnetischen Flussdichte der Quadrupole, Sextupole sowie Korrektormagnete berücksichtigt (E' fließt in die Berechnung zwischen Ebene IV und Ebene III ein). Andernfalls würden sich zusammen mit einer Neukalibrierung der Energie ebenfalls die Istwerte der Arbeitspunkte, Chromatizitäten sowie Orbitablagen ändern.

¹ Im Energiebereich von 1,2 bis 3,2 GeV treten fünf Imperfektionsresonanzen auf. Durch Verringerung der Energie auf 0,8 GeV könnte eine weitere Stützstelle für die Energiekalibrierung bei 0,882 GeV gewonnen werden.

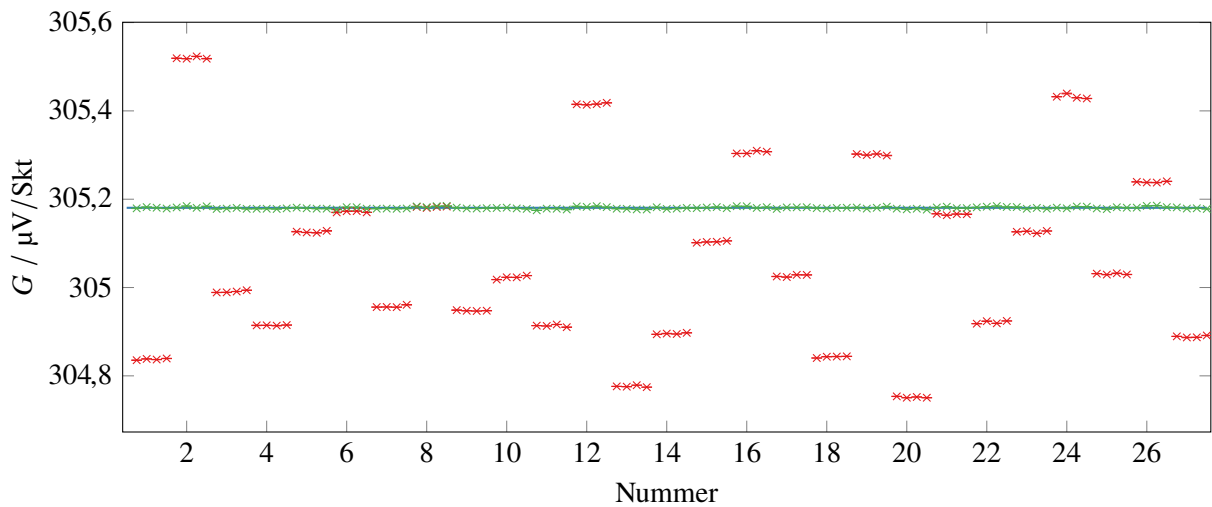


Abbildung B.4: Messung der Verstärkung G der vier Kanäle der DACs auf allen NAUDIS-Boards vor der Kalibrierung (\times) und nach der Kalibrierung (\times) im bipolaren Betriebsmodus. Der Sollwert ist ebenfalls dargestellt (—). Die angegebenen Fehler (kaum sichtbar, da er sehr klein ist) beziehen sich nur auf den Fehler der Geradenanpassung.

B.4 Kalibrierung der magnetischen Flussdichte der Korrektormagnete

Die Orbitkorrektur in der horizontalen Ebene im Speicherring ist durch die strahlführenden Dipolmagnete (siehe Abschnitt 3.1.1) realisiert. Dabei finden die potentialfreien Zusatzwindungen der Dipolmagnete Verwendung. Um eine Berechnung des notwendigen Erregerstroms I in Abhängigkeit der gewünschten integrierten magnetischen Flussdichte $B_{z,\text{IFS}}$ zu erhalten, wurde eine entsprechende Kalibrierkurve (\times) aufgenommen, die in Abbildung B.6 gezeigt ist. Dabei wurde die magnetische Flussdichte in der Mitte des 25. Dipolmagneten vermessen² und mit der magnetischen Länge $L = 2,875$ m der Dipole multipliziert. Für die Berechnung der Steuerkurven der horizontalen Korrektoren ist die Vorgabe einer Funktion notwendig (siehe Abschnitt 5.3). Daher wurde an die Daten eine Funktion der Form

$$I(B_{z,\text{IFS}}) = a + b \cdot B_{z,\text{mIFS}} + c \cdot B_{z,\text{IFS}}^2$$

angepasst. Die Parameter der Anpassung sind

$$a = (0,00 \pm 0,03) \text{ A}$$

$$b = (1,3 \pm 0,0) \text{ A}/(\text{mT m})$$

$$c = (-0,0054 \pm 0,0004) \text{ A}/(\text{mT}^2 \text{ m}^2) \quad ,$$

und wurden in der zugehörigen XML-Konfigurationsdatei `cor_H_BL2I.xml` als Polynom zweiten Grades hinterlegt.

Für die vertikalen Korrektormagnete [Bal03] wurde bereits eine vergleichbare Kalibrierung durchgeführt [Mal13, Kap. 4]. Die Messwerte (\times) für den Erregerstrom I in Abhängigkeit der integrierten magnetischen Flussdichte $B_{x,\text{IFS}}$ sind in Abbildung B.7 dargestellt und wurden [Mal13] entnommen. Im Gegensatz zur Messung bei den horizontalen Korrektoren wurde hier die magnetische Flussdichte entlang

² Es wurde die 3D-Hallsonde *MPT 141-5s* von *Group3* genutzt.

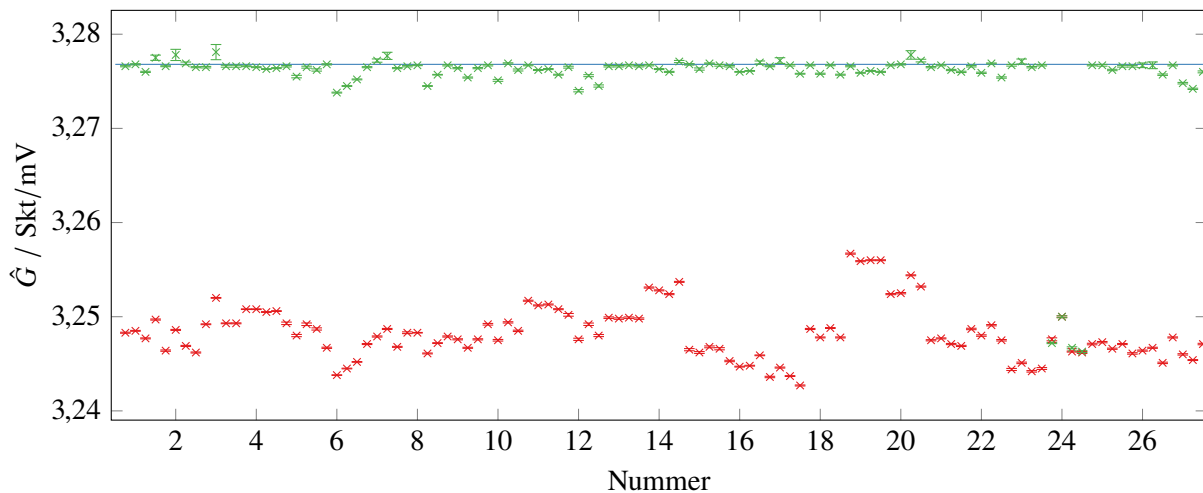


Abbildung B.5: Kalibrierung der ADCs aller NAUDIS-Boards. Gezeigt ist die Verstärkung \hat{G} vor (\times) und nach der Kalibrierung (\otimes) sowie der Sollwert (—). Es wurde stets nur der Wert des ersten Kanals für die Kalibrierung verwendet, da im ADC nur *ein* Korrekturfaktor für alle vier Kanäle hinterlegt werden kann. Der ADC wird immer im Messbereich von -10 bis 10 V betrieben, somit ist eine Unterscheidung zwischen unipolarem und bipolarem Betriebsmodus nicht erforderlich.

der Strahlachse inklusive dem Randfeld gemessen und durch Integration entlang der Strahlachse in die integrierte Flussdichte umgerechnet. Die Sättigung des Eisenkerns des Magneten ist deutlich bei den Maximalströmen ersichtlich. An die Daten wurde die Funktion (—)

$$I(B_{x,\text{IFS}}) = a + b \cdot B_{x,\text{IFS}} + c \cdot \tan(d \cdot B_{x,\text{IFS}})$$

mit den Parametern

$$\begin{aligned} a &= (0,014 \pm 0,005) \text{ A} \\ b &= (-0,634 \pm 0,006) \text{ A}/(\text{mT m}) \\ c &= (0,31 \pm 0,03) \text{ A} \\ d &= (-0,151 \pm 0,001) \text{ mT}^{-1} \text{ m}^{-1} \end{aligned}$$

angepasst. Die Parameter sind in der Konfigurationsdatei `cor_V_BL2I.xml` abgelegt.

B.5 Berechnungsfunktionen der verschiedenen Magnettypen

In Tabelle B.1 ist eine Liste der für die einzelnen Magnettypen verwendeten Berechnungsfunktionen angegeben. Bei den Sextupolmagneten ist keine Berechnung der Chromatizitäten durch das Kontrollsystem möglich, da noch kein ausreichend genaues Modell bereitsteht. Die einzelnen Abkürzungen in der Tabelle bedeuten:

P_n Dabei handelt es sich um ein Polynom n -ten Grades, wobei derzeit nur Polynome bis zum Grad 5 von der Bibliothek `libnaudis` unterstützt werden. Eine beliebige Erweiterung ist einfach durch weitere Spezialisierung der C++-Templateklassen möglich.

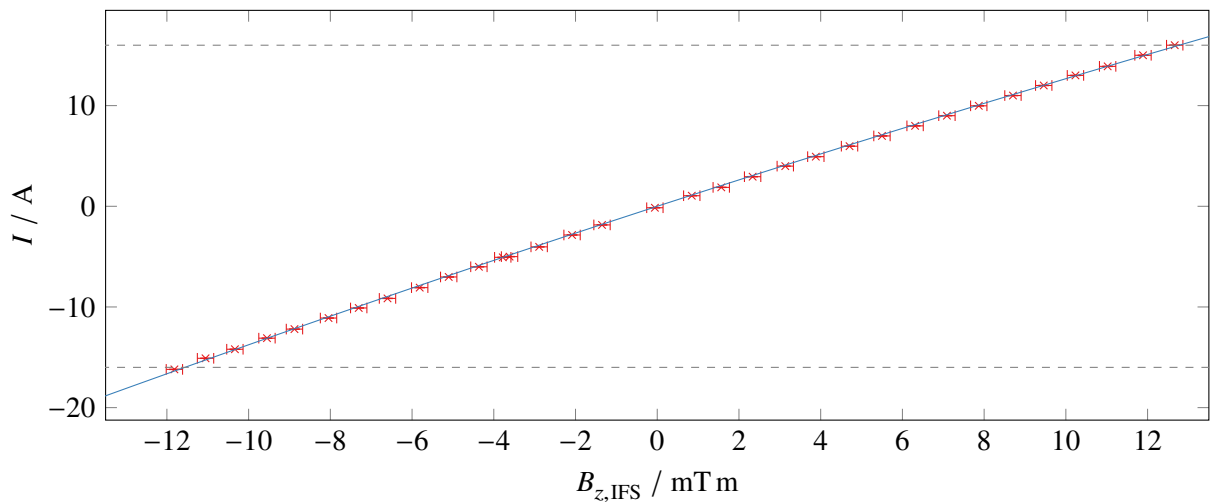


Abbildung B.6: Messung des zur Erzeugung der integrierten magnetischen Flussdichte $B_{z,IFS}$ notwendigen Erregerstroms I (×) der horizontalen Korrektoren (Zusatzwindungen der Dipolmagnete) und daran angepasste Funktion (—). Die beiden horizontalen Linien (- -) zeigen den maximal beziehungsweise minimal zulässigen Strom von ± 16 A an.

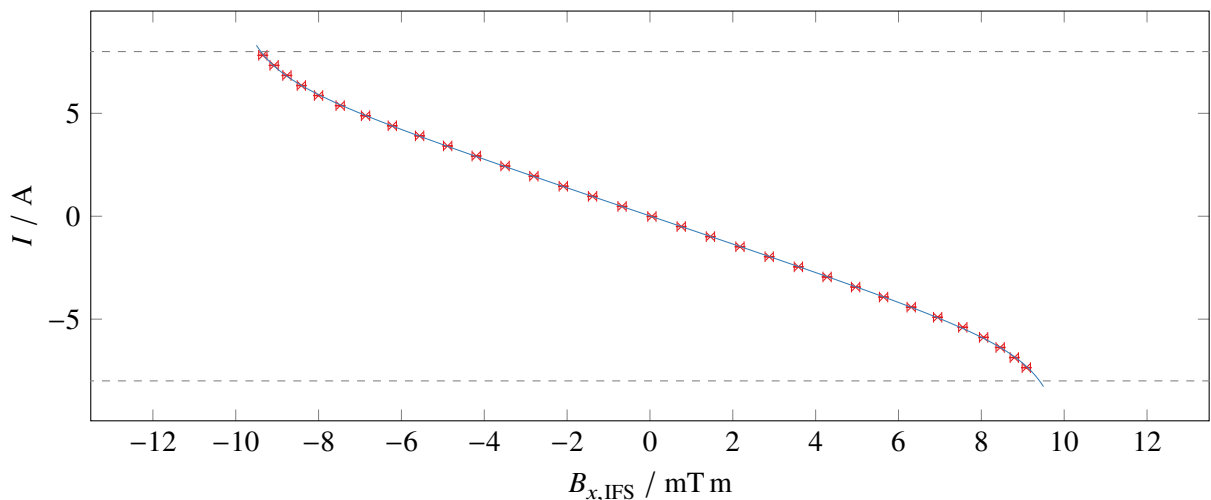


Abbildung B.7: Erregerstromstärke I (×) in Abhängigkeit der integrierten magnetischen Flussdichte $B_{x,IFS}$ der vertikalen Korrektoren sowie daran angepasste Funktion (—); Messwerte aus [Mal13]. Die beiden horizontalen Linien (- -) zeigen den maximal beziehungsweise minimal zulässigen Strom von ± 8 A an.

RBF Hier wird zur Bestimmung eines Wertes aus einer zweidimensionalen Karte eine Interpolation auf Basis von *radialen Basisfunktionen* verwendet. Diese findet bei der Berechnung der Quadrupolstärke aus den jeweiligen Arbeitspunkten Verwendung. Auch ist der Einsatz für die Sextupole vorbereitet, aber bisher nicht implementiert. Die Methode der radialen Basisfunktionen wurde in Abschnitt 5.2.1 vorgestellt.

Lookup Für diese Berechnungsfunktion wird eine Lookup-Tabelle verwendet. Werte zwischen den gegebenen Stützstellen werden durch lineare Interpolation gebildet.

Ebene			Dipole	Quadrupole	Sextupole	hor. Korrektoren	vert. Korrektoren	
VI→V	$M(E, t)$	→	$\chi_{\text{real}}(E, t)$	-	RBF	-	†	†
V→IV	$\chi_{\text{real}}(E, t)$	→	$\chi_{\text{ideal}}(E, t)$	1	1	1	P ₁	P ₁
IV→III	$\chi_{\text{ideal}}(E, t)$	→	$\frac{\partial^n B_z}{\partial x^n}(t)$	P ₁	P ₁	P ₁	P ₁	P ₁
III→II	$\frac{\partial^n B_z}{\partial x^n}(t)$	→	$I_s(t)$	Lookup	QuadSaett	P ₁	P ₂	VKorSaett
II→I	$I_s(t)$	→	$I_i(t)$	1	1	1	1	1
I→0	$I_i(t)$	→	$DAC(t)$	P ₁	P ₁	P ₁	P ₁	P ₁

Tabelle B.1: Liste der für die jeweiligen Magnettypen verwendeten Umrechnungsfunktionen. Die beiden mit † markierten Funktionen sind Bestandteil der Programmbibliothek libclo (siehe [Thi18]) zur Berechnung der Korrektorstärken mithilfe der ORM.

QuadSaett Dabei handelt es sich um eine Funktion, die aus dem gegebenen Gradientenmagnetfeld der Quadrupole den zugehörigen Erregerstrom berechnet. Sättigungseffekte ab einem Erregerstrom von 550 A werden durch einen quadratischen Anteil berücksichtigt.

VKorSaett Eine Funktion zur Berechnung des erforderlichen Erregerstroms aus dem integrierten Magnetfeld der vertikalen Korrektoren. An die in Anhang B.4 dargestellten Messwerte wurde eine, die Sättigungseffekte beschreibende, Funktion angepasst, welche in dieser Berechnungsfunktion Einsatz findet.

- 1 Polynom ersten Grades mit Steigung Eins und Achsenabschnitt Null.

B.6 Weitere Arbeitspunktmessung während der Energierampe

Die in Abschnitt 5.4 vorgestellte zeitaufgelöste Messung des Arbeitspunkts auf der Energierampe wurde in Abbildung B.8 wiederholt. Allerdings wurde diesmal das, ebenfalls in Abschnitt 5.4 und [Sch15, Abschn. 7.4.1] vorgestellte, Korrekturverfahren mit verzögerten Ansteuerkurven sowohl für die Messung mit, als auch die Messung ohne zusätzliche Arbeitspunktkorrektur, verwendet. Es wurde für die F-Quadrupole eine Verzögerung von $\tau_f = -0,5$ ms und die D-Quadrupole eine Verzögerung von $\tau_d = 1,5$ ms eingestellt (alle weiteren Beschleunigereinstellungen sind in Tabelle E.7 in Anhang E zusammengefasst).

Durch die verzögerten Steuerkurven fällt der Arbeitspunktsprung zu Beginn der Energierampe (Messwerte in hellgrün (×) und hellrot (×)) wesentlich kleiner aus. Die maximale Verschiebung in der Horizontalen ist im Vergleich zu Abbildung 5.12 etwa auf die Hälfte reduziert, in der Vertikalen auf etwa ein Viertel. Eine auf Grundlage dieser Messwerte berechnete zusätzliche Arbeitspunktkorrektur der Sollwerte (- - -, - - -) während der Energierampe ist ebenfalls in der Abbildung dargestellt. Nach Applikation der Korrekturen wurde die Messung der Arbeitspunkte wiederholt und es ergeben sich die in dunkelgrün (*) und dunkelrot (*) dargestellten Messreihen.

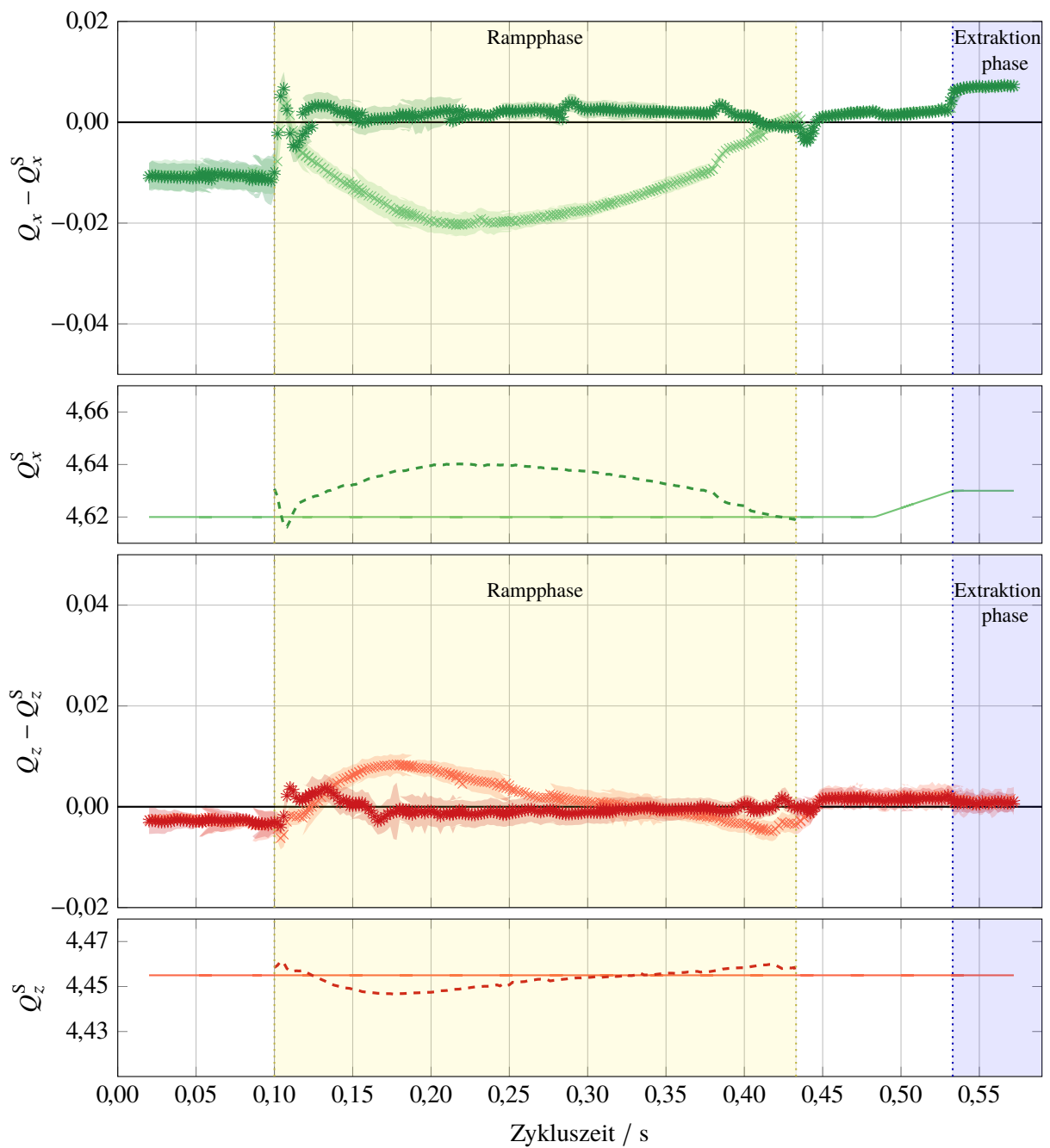


Abbildung B.8: Messung der Abweichung des horizontalen und vertikalen Arbeitspunkts ohne (\times, \times) und mit Korrektur ($*, *$) bei den gleichen Einstellungen wie in Abbildung 5.12. Der vorgegebene Sollwert ohne ($—, —$) und mit ($- - - , - - -$) Arbeitspunktkorrektur ist ebenfalls gezeigt. Allerdings wurden hier für beide Messungen (mit und ohne Korrektur) zusätzliche Verzögerungen der Ansteuerkurven von $\tau_f = -0,5$ ms und $\tau_d = 1,5$ ms verwendet.

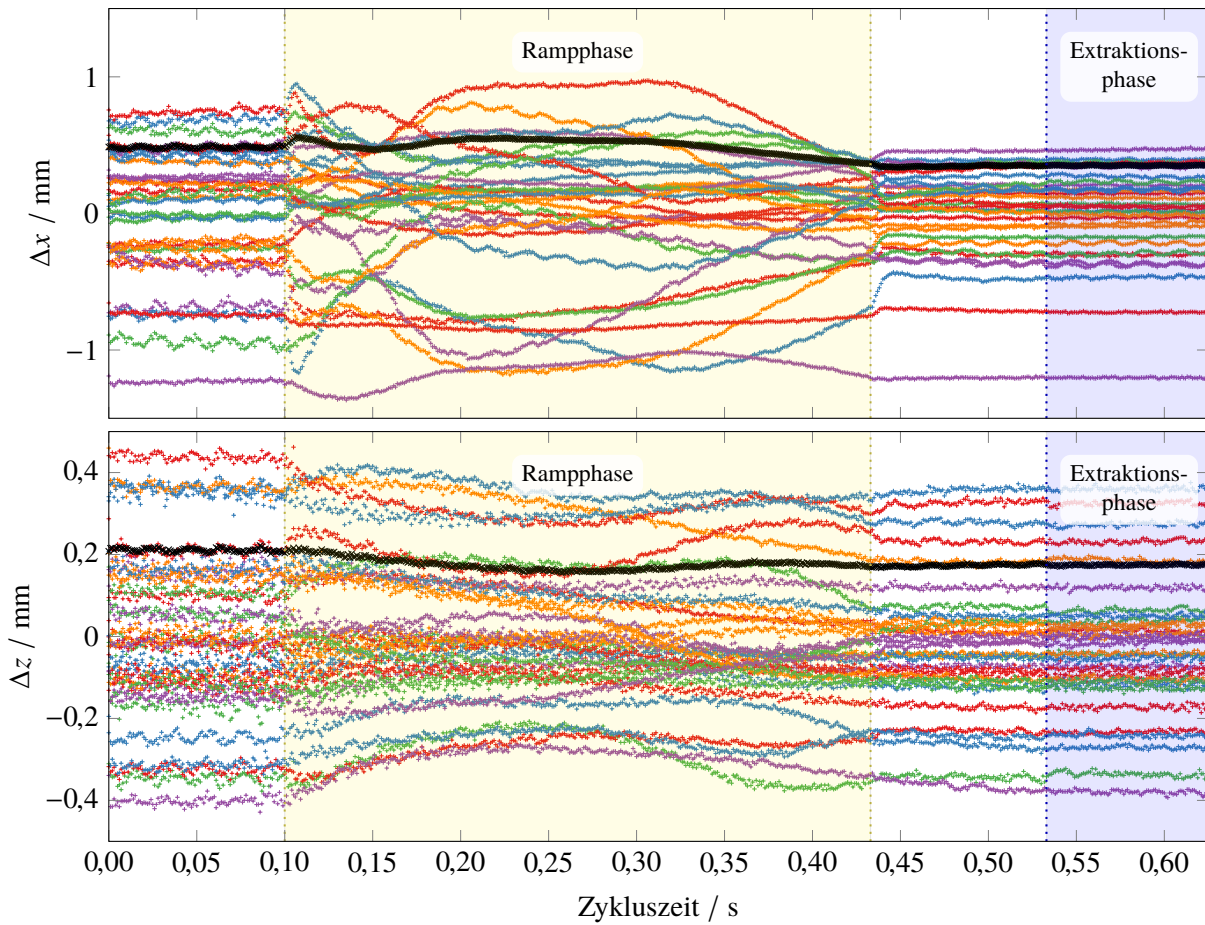


Abbildung B.9: Mit den 32 BPMs gemessene horizontale Δx und vertikale Ablage Δz vom Sollorbit während der Injektionsdämpfungsphase, der Energierampe mit 6 GeV/s von 1,2 GeV auf 3,2 GeV und dem Anfang der nachfolgenden Extraktionsphase. Die mittlere quadratische Abweichung über alle BPMs ist jeweils in schwarz (\times) dargestellt.

B.6.1 Gleichgewichtsbahn während der Energierampe

In Abbildung B.9 ist eine Messung der transversalen Ablagen der Gleichgewichtsbahn vom Sollorbit in den 32 BPMs während der Energierampe mit 6 GeV/s von 1,2 GeV nach 3,2 GeV gezeigt. Die Messung wurde bei aktivierter Orbitkorrektur und Arbeitspunktkorrektur (siehe Abbildung 5.12 in Abschnitt 5.4) durchgeführt. Während der Injektionsdämpfungsphase sowie Extraktionspräparationsphase und Extraktion, ist die Strahlposition an allen BPMs konstant. Insbesondere während der Energierampe zeigen sich deutliche, zeitabhängige Verschiebungen. Durch Veränderung der Strahlage in den Sextupolmagneten können so zusätzliche Verschiebungen der Arbeitspunkte verursacht werden (siehe dazu Abschnitt 7.2).

Details zum Timing-System

C.1 Ausgangstreiber und Empfänger für LVTTTL-Signale

Die 32 GPIO-Anschlüsse der Treiberplatine sind in acht Kanäle zu je vier Kontakten gruppiert. Vier Kanäle mit jeweils vier Kontakten sind nur als Ausgänge konzipiert. Die verbleibenden vier der acht Kanäle lassen sich sowohl als Eingänge als auch als Ausgänge konfigurieren. Abbildung C.1 zeigt ein Blockschaltbild eines solchen Kanals. Zur Konfiguration ist auf der Platine jeweils eine Steckbrücke vorgesehen. Außerdem müssen die LVDS-Kanäle in der Programmierung des FPGAs entsprechend konfiguriert werden.

Die von der Treiberplatine ausgegebenen Signale entsprechen dem LVTTTL-Standard und sind mit den TTL-Spannungsniveaus kompatibel. Die Eingangsbausteine sind TTL-kompatibel und erlauben damit Eingangsspannungen von bis zu 5 V. Die differenziellen GPIO-Kontakte sind ohne Treiber mit dem FPGA verbunden. Sie sind daher mit allen Signalstandards, die von den Ein- bzw. Ausgabebänken des FPGAs unterstützt werden, kompatibel (siehe [Xil15]). Allerdings sind die Signale jeweils paarweise und impedanzangepasst auf der Platine verlegt, was bei Verwendung von nicht-differenziellen Signalen zu Übersprechen führen kann.

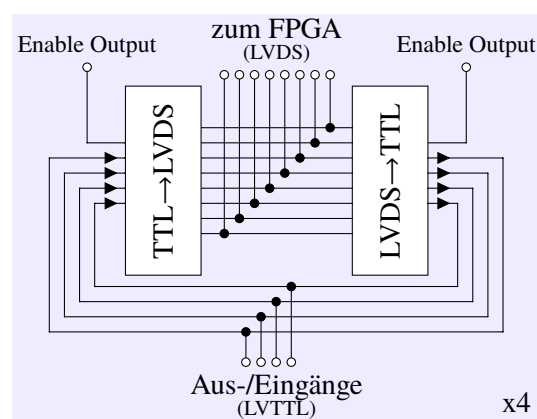


Abbildung C.1: Schematische Darstellung der Treiber- bzw. Receiverschaltung zur Umsetzung der Low Voltage Differential Signaling (LVDS)-Signale des FPGAs in mit dem restlichen Timing-System kompatible Low-Voltage-TTL (LVTTTL)-Signale. Durch Jumper auf der Platine (JP1 bis JP4) kann jede Gruppe (mit jeweils vier Kontakten) als Ausgang oder Eingang konfiguriert werden.

Die ausgegebenen Triggersignale sind mit den ELSA-Konventionen [Wer88] für Triggersignale konform und weisen daher mindestens eine Länge von 200 μ s auf. Die differenziellen Ausgänge für die Umlaufclocks weisen alle ein Tastverhältnis von nahezu 50 % auf.

C.2 Zuordnung von internen Triggerkanälen auf die Ausgangsports

Die internen Triggerkanäle der Ablaufsteuerung (siehe Abschnitt 6.4.2) sind in der FPGA-Logik fest mit den Ausgangskanälen auf der Erweiterungsplatine verknüpft. Die Zuordnung der internen Kanäle zu den Ausgangsports ist in Tabelle C.1 gegeben. Eine Änderung oder Erweiterung der Verknüpfungen ist nur durch erneutes Übersetzen der FPGA-Programmierung möglich. Gleiches gilt für Triggersignale des Booster-Synchrotron-Timings.

Kanal	Richtung	Aus-/Eingangskanal	Belegung
PS-Magnet	Ausgang	A1	PS-Magnet, synchronisiert auf FPGA-Takt
PS-Magnet	Ausgang	A2	PS-Magnet, synchronisiert auf FPGA-Takt
-	Ausgang	A3	<i>unbelegt</i>
PLLlock*	Ausgang	A4	Zustand des PLLs des FPGAs
PS-Magnet	Eingang	B1	Signals des Peaking-Strips
Bergoz	Eingang	B2	Abschaltschw. aus BERGOZ-Monitor
LowRate	Eingang	B3	Abschaltschw. für LowRate aus Photomultiplier
-	Eingang	B4	<i>unbelegt</i>
Extraktion	Ausgang	C1	Extraktion aus Booster, Injektion in ELSA
Ext-Gate*	Ausgang	C2	Torsignal für Booster-Synchrotron-Extraktion
LINAC-Gate	Ausgang	C3	Torsignal für Elektronenerzeugung
Trigger 7	Ausgang	C4	Bridge-Select Torsignal
Linac-ZP	Ausgang	D1	LINAC2-Zeitpunkt
Bump-ZP	Ausgang	D2	Injektionsbump Booster-Synchrotron
HF-ZP	Ausgang	D3	Aktivierung Synchrotron-HF
Trigger 6	Ausgang	D4	Präinjektionstrigger
-	-	E1 bis E4	<i>unbelegt</i>
-	-	F1 bis F4	<i>unbelegt</i>
Trigger 0	Ausgang	G1	Zyklusstart
Trigger 1	Ausgang	G2	Rampstart
Trigger 2	Ausgang	G3	Rampstop / Extraktionspräparation
Trigger 3	Ausgang	G4	Extraktionsstart
Trigger 4	Ausgang	H1	Extraktionsstop
Trigger 5	Ausgang	H2	Diagnose
-	Ausgang	H3	<i>unbelegt</i>
-	Ausgang	H4	<i>unbelegt</i>

Tabelle C.1: Zuordnung der internen Triggerkanäle der Ablaufsteuerung auf Ausgangskanäle der Erweiterungsplatine. Mit * markierte Signale dienen nur der Diagnose und haben keine praktische Bedeutung für den Beschleunigerbetrieb.

C.3 Adressraum der Konfigurationsregister des FPGAs

Die Kommunikation mit dem FPGAs geschieht durch Schreiben und Lesen von Registern mithilfe der seriellen Kommunikationsschnittstelle (siehe Abschnitt 6.4.4). Die Registerdefinitionen werden in einer Konfigurationsdatei zusammen mit dem Quellcode der FPGA-Programmierung hinterlegt. Ein Präprozessor ermöglicht die automatische Generierung einer *Verilog*-Datei sowie einer C++-Headerdatei mit den Registerdefinitionen. So ist sichergestellt das FPGA und Kontrollsystemschnittstelle immer mit den gleichen Registeradressen arbeiten. Eine Liste der Register mit Adressen und deren Bedeutung befindet sich in Tabelle C.2.

Adresse	Zugriff	Bedeutung
0x0000	lesen	Firmwareversion
0x0001	lesen	Firmware-Git-Version
0x0002	schreiben	Konfigurations-Status
0x0003	lesen	Takte ohne PLLLock
0x0004	lesen	Anzahl der PLLLock-Verluste
0x0005	lesen	Globaler Status
0x0006	schreiben	Konfiguration Booster-Synchrotron-Injektion
0x0007	schreiben	Maximale Anzahl
0x0008	lesen	tatsächliche Anzahl ELSA-Injektionsschüsse im letzten Zyklus
0x0009	lesen	Status des Injektionsschuss-Generators
0x000A	lesen	Status des Bunchpattern-Generators (BPG)
0x000B	lesen	Aktuelle Adresse des BPG
0x000C	lesen	Verbleibende Anzahl an Schüssen ins aktuelle Bucket
0x000D	schreiben	Ausgangsfreigabe der 32 general purpose input/output (GPIO)-Kontakte
0x000E	schreiben	Master-Delay zwischen PS-Magnet und Booster-Synchrotron-Extraktion
0x000F	schreiben	Delay Booster-Synchrotron-Injektionsbump
0x0010	schreiben	Delay Booster-Synchrotron-HF-Zeitpunkt
0x0011	schreiben	Delay Booster-Synchrotron-LINAC-Zeitpunkt
0x0012	schreiben	Konfiguration Zyklussteuerung
0x0013	schreiben	Monoflops an Triggerausgängen aktivieren
0x0014	lesen	Aktuelle Ereignisadresse
0x0015	lesen	Zyklus-Counter
0x1000	schreiben	Basisadresse Block-RAM für Bunchpattern
0xE000	schreiben	Basisadresse Block-RAM für Ereignisse
0xE100	schreiben	Basisadresse Block-RAM für Ereignis-Delays
0xF000	schreiben	Basisadresse Block-RAM für Ereignis→Trigger-Zuordnung

Tabelle C.2: Adressen der FPGA-Konfigurationsregister, deren Zugriffsmöglichkeit und Bedeutung. Alle beschreibbaren Register sind ebenfalls lesbar. Die Block-RAMs können allerdings nicht zurückgelesen werden.

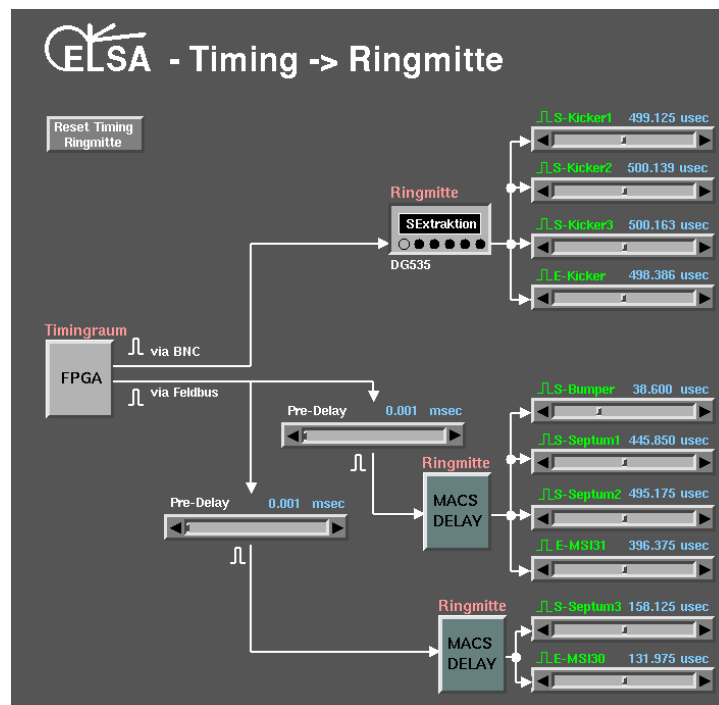


Abbildung C.2: Kontrollsystemmenü zur Einstellung der individuellen Triggerverzögerungen der Synchrotron-Extraktions- und Speicherring-Injektionsmagnete.

C.4 Verteilung der Triggersignale zur Synchrotron-Extraktion und Speicherring-Injektion

Das Triggersignal zur Booster-Synchrotron-Extraktion, welches vom FPGA generiert wird, wird am Standort *Ringmitte* weiterverarbeitet. Dazu wird das Signal aufgesplittet und den 14 Synchrotron-Extraktions- und ELSA-Injektionsmagneten zugeführt. Jeder Trigger lässt sich individuell verzögern. Die maximal mögliche Auflösung der Verzögerung liegt, je nach Gerät, zwischen 1 ns und 25 ns. In Abbildung C.2 ist das zugehörige Kontrollsystemmenü gezeigt, mit dem die Verzögerungsglieder eingestellt werden können.

C.5 Implementierung der Ablaufsteuerung

Aus der Zyklusdefinition (siehe Abbildung C.4) wird eine aufeinanderfolgende Kette von sogenannten *Ereignissen* erzeugt. Dabei finden die drei in Abschnitt 6.4.2 vorgestellten Ereignistypen Verwendung. Jedem dieser Ereignisse ist eine Ereignisdauer zugeordnet, die der Dauer der einzelnen Zyklusphasen entspricht. Für Phasen mit variabler Dauer (Injektion und Extraktion) wird die programmierte Ereignisdauer als Minimaldauer interpretiert. Durch hinzufügen von Ereignissen mit einer Nulloperation lässt sich die maximal mögliche Dauer von 17,18 s auf bis zu einer Stunde erhöhen. Die Ereigniskette wird zur Laufzeit in zwei *Block-RAMs* des FPGAs programmiert, die Platz für 256 Ereignisse bieten. Der erste Block-RAM beinhaltet die Dauer der Ereignisse. Diese werden als 31 bit breite Ganzzahl hinterlegt, und ergeben mit 8 ns multipliziert die Dauer. Im zweiten RAM werden die Ereignistypen zusammen mit Ereignisadressen hinterlegt.

Um trotz der Minimaldauer eines Ereignisses von 8 ns gleichzeitig mehrere Triggersignale erzeugen

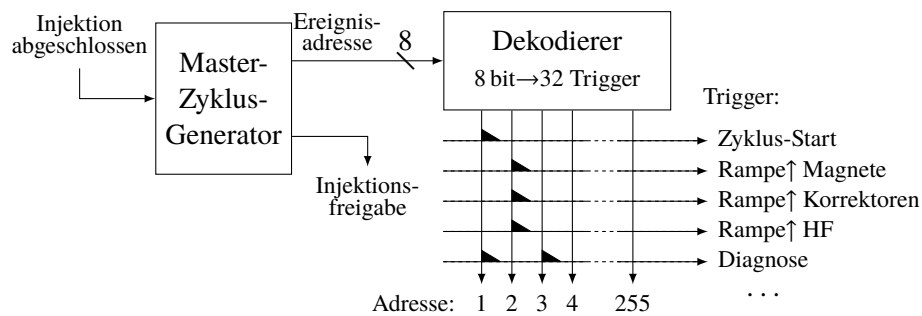


Abbildung C.3: Schematische Darstellung der Verarbeitung von Ereignissen des Master-Zyklus-Generators. Jedes der 256 unterschiedlichen Ereignisse (8-bit-Ereignisadresse) wird in einem Dekodierer umgesetzt und kann unterschiedliche Triggersignale auslösen. Beispielfhaft wird durch Ereignis 1 der Zyklus-Start als auch der Diagnosetrigger ausgelöst, Ereignis 2 resultiert in Rampstart-Triggern und Ereignis 3 löst abermals den Diagnosetrigger aus. Unterschiedliche Ereignisse, identifiziert durch ihre Adresse, können mehrfach ausgelöst werden.

zu können, wird zu jedem Ereignis statt des auszulösenden Triggers eine 8 bit breite Ereignisadresse hinterlegt. Durch einen dritten Block-RAM wird die Adresse in einem Dekodierer einem beliebigen der 32 möglichen Trigger zugeordnet (siehe Abbildung C.3). 32 nachgeschaltete Monoflops mit einer Haltezeit von etwa $220\ \mu\text{s}$ reagieren auf die jeweilige steigende Flanke und stellen, mit der ELSA-Infrastruktur kompatible, Triggersignale zur Verfügung. Der Monoflop kann, konfiguriert durch ein entsprechendes Konfigurationsregister, überbrückt werden, um den Ausgang als Torsignal zu verwenden. Die Triggersignale werden vom FPGA differenziell an die Ausgangstreiber geleitet (siehe Anhang C.1). Die Zuordnung von internem Triggerkanal (des Dekodierers) zu den Ausgängen ist in die FPGA-Logik fest einprogrammiert. Aufgrund der anderweitigen Verwendung einiger der 32 GPIO-Anschlüsse stehen nicht alle Triggerkanäle zur Verfügung (eine Zuordnung der Ausgänge zum Zeitpunkt der Erstellung dieser Arbeit befindet sich in Tabelle C.1).

Die Ablaufsteuerung ist auf Basis eines 31 bit breiten LFSR-Zählers¹ implementiert. Dieser wird mit dem innerhalb des FPGAs zur Verfügung stehenden 125 MHz-Takt versorgt. Die Auflösung, und damit die minimale Dauer eines Ereignisses, beträgt 8 ns. Die zeitliche Präzision ist dabei im Wesentlichen durch den Master-Generator der Beschleunigeranlage bestimmt, da das Taktsignal daraus abgeleitet wird und der FPGA phasenstarr dazu arbeitet. Die Spitze-Spitze-Schwankung des vom Master-Generator ausgegebenen Signals mit $499\,663\,580\ \text{Hz}$ liegt bei etwa $\pm 5\ \text{Hz}$ (gemessenen während einem Zeitraum von drei Tagen), was einer Genauigkeit von etwa $\pm 1 \cdot 10^{-8}$ entspricht.

C.6 Linear rückgekoppeltes Schieberegister (LFSR)

Bei einem Linear rückgekoppelten Schieberegister (LFSR) handelt es sich um ein n -bit Schieberegister, dessen Eingangszustand aus allen gespeicherten Bits mithilfe der linearen Funktion *XOR* abgeleitet wird. Damit ist jeder Zustand des Registers direkt von seinem vorherigen bestimmt. Weiterhin ist die Ausgabe des Registers streng deterministisch. Durch die Wahl eines geeigneten *Rückkopplungspolynoms* kann das Schieberegister bis zu $2^n - 1$ Zustände annehmen.

Diese Art Schieberegister kann, neben dem Einsatz als Pseudozufallszahlengenerator, ebenfalls als Zähler eingesetzt werden. Der große Vorteil liegt darin, dass es im Gegensatz zum Synchronzähler nur

¹ Abkürzung für *linear feedback shift register*. Für Details siehe Anhang C.6.

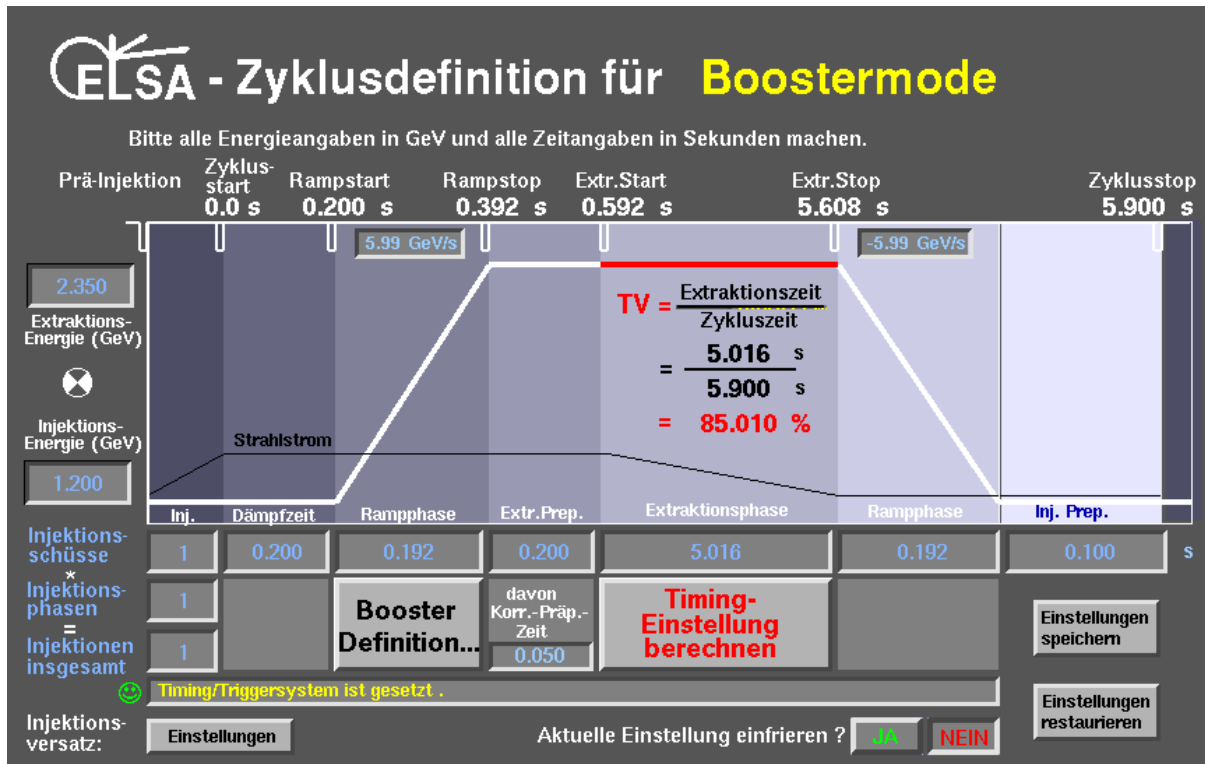


Abbildung C.4: Kontrollsystemmenü zur Definition des Zyklus im Nachbeschleunigungsmodus.

wenige XOR-Operationen statt einer komplexen Verarbeitungslogik benötigt. Dadurch sind wesentlich größere Bitbreiten der Zähler bei gleicher Taktrate möglich.

Für das neue Timing-System wird ein 31 bit LFSR als Zähler genutzt. Es wird mit einem, der jeweiligen Dauer einer Zyklusphase entsprechenden, Wert vorgeladen. Nach der Dauer der Zyklusphase erreicht es den Zustand 0 und löst entsprechende Ereignisse aus (siehe Anhang C.5). Die Vorberechnung des Initialisierungswerts des Schieberegisters findet durch die Prozessnetzsoftware pcs2fpga unter Zuhilfenahme einer Umsetzungstabelle statt. Es wird das Polynom

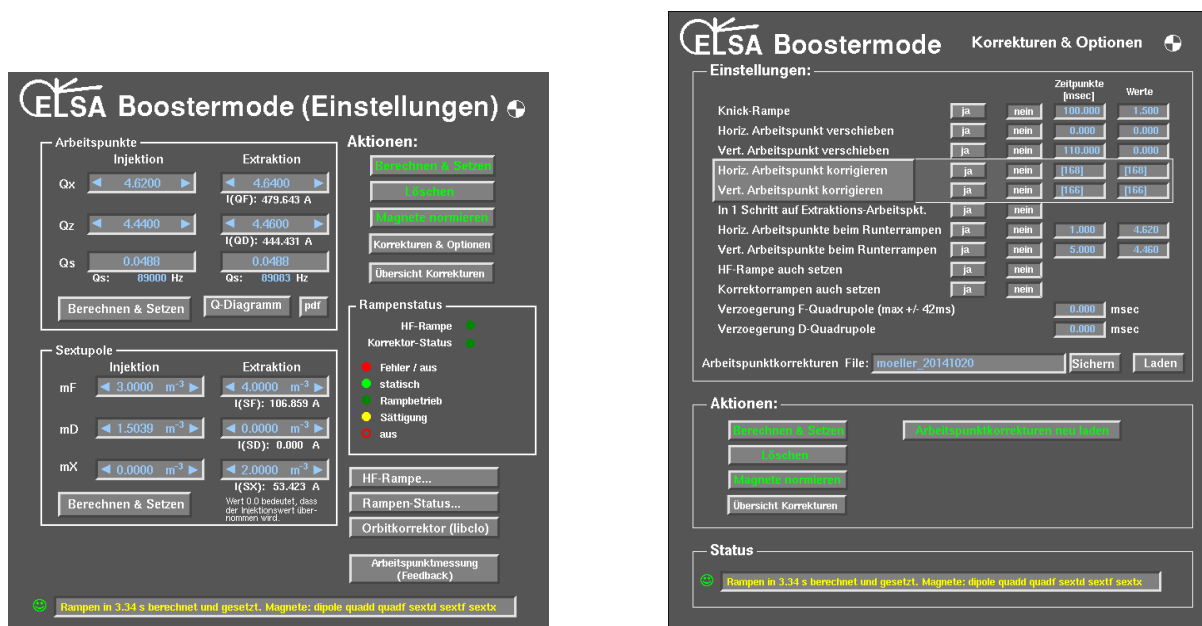
$$p_f(x) = x^{31} + x^{28} + 1$$

verwendet, welches *Folgen Maximaler Längen* ermöglicht. Das Schieberegister kann demnach $2^{31} - 1$ Zustände annehmen.

C.7 Zyklusdefinition des Nachbeschleunigungsmodus

In Abbildung C.4 ist das Kontrollsystemmenü für die Definition des Maschinenzyklus im Nachbeschleunigungsmodus gezeigt. Dabei handelt es sich um dasselbe Menü, welches auch schon für das vorherige Timing-System eingesetzt wurde. Das neue Timing-System nutzt die selben Parameter zur Vorgabe des Zyklus.

Oberhalb der symbolischen Darstellung des Zyklus in Abbildung C.4 sind die absoluten Zeitpunkte, zu denen die Trigger ausgelöst werden, dargestellt. Nullpunkt stellt der *Zyklusstart*-Trigger dar, der mit dem neuen Timing-System direkt nach der Injektionsphase ausgelöst wird. Unter der Darstellung



(a) Einstellung der Arbeitspunkte und Sextupolstärken im Nachbeschleunigungsmodus.

(b) Korrekturoptionen und Einstellungen für die Energierampe des Nachbeschleunigungsmodus.

Abbildung C.5: Kontrollsystemmenüs zur detaillierten Einstellung des Nachbeschleunigungsmodus.

kann die individuelle Dauer der einzelnen Phasen angegeben werden. Dabei ist zu beachten, dass der Minimalwert der Injektionspräparationszeit sowie der Extraktionspräparationszeit von 100 ms nicht unterschritten wird. Die Rampengeschwindigkeit wird für die steigende und fallende Phase der Energierampe getrennt angegeben (Eingabefeld innerhalb der Rampphase, oben) und beträgt typischerweise 6 GeV/s. Die gewünschte Extraktionsenergie wird im linken Teil im Eingabefeld *Extraktionsenergie* (GeV) vorgegeben. Mit einem Klick auf die Schaltfläche *Timing Einstellungen berechnen* werden die neuen absoluten Zeitpunkte berechnet und die Ablaufsteuerung des neuen Timing-Systems wird entsprechend programmiert. Eine Änderung der Dauer der Extraktionsphase ist jederzeit möglich. Eine Änderung der anderen Parameter sollte nur erfolgen, wenn die Ansteuerkurven der Hauptmagnete gelöscht² sind. Insbesondere bei den Dipolmagneten kann es sonst zu einem Ausfall der Magnetstromversorgung wegen einer Störungen der *aktiven Filter* kommen.

Die im Menü einstellbare Anzahl der Injektionsschüsse als auch die Anzahl der Injektionsphasen muss für das neue Timing-System auf 1 gesetzt sein.

Die in Abbildung C.5 gezeigten Kontrollsystemmenüs dienen der Vorgabe von Einstellungen für den Nachbeschleunigungsmodus. In dem in Abbildung C.5(a) gezeigten Menü werden die Arbeitspunkte und Sextupolstärken während der Injektionsphase sowie während der Extraktionsphase angegeben. Während der Rampphase gelten die gleichen Einstellungen wie während der Injektionsphase. Durch einen Klick auf die Schaltfläche *Berechnen & Setzen*³ werden die Rampen neu berechnet und zu den jeweiligen Netzgeräteeinstellungen gesendet. Die transversalen Arbeitspunkte sowie die Sextupolstärken werden durch das Rampmodell des NAUDIS-Systems berechnet und in entsprechende Steuerkurven umgewandelt (siehe Kapitel 5). Die für den longitudinalen Arbeitspunkt benötigte HF-Rampe wird durch das Low-

² So dass die Hauptmagnete *statisch* angesteuert werden.

³ Mit der Schaltfläche oben rechts werden die Steuerkurven *aller* Hauptmagnete neu gesetzt, durch die Schaltflächen links jeweils nur die der Quadrupolmagnete beziehungsweise die der Sextupolmagnete.

Level-RF-System berechnet.

In dem in Abbildung C.5(b) gezeigten Menü können Einstellungen für die Rampphase im Nachbeschleunigungsmodus getroffen werden. Dazu gehören insbesondere die Parameter zur Arbeitspunktkorrektur. Diese beinhalten Daten um eine Vorsteuerungskorrektur⁴ von Abweichungen des Arbeitspunkts vom eingestellten Arbeitspunkt während der Energierampe durchzuführen (siehe Abschnitt 5.4).

⁴ Im Gegensatz zu einem Regelkreis mit Rückkopplung werden hier nur einmalig gemessene und daraus berechnete Korrekturwerte appliziert.

Arbeitspunkt- und Resonanzmessungen

D.1 LASLETT-Koeffizienten

Die LASLETT-Koeffizienten werden zur Bestimmung der inkohärenten und kohärenten Arbeitspunktverschiebung durch Strahl-Wand-Effekte sowie Raumladungseffekte benötigt (siehe Gleichung (7.3) und Gleichung (7.4) in Abschnitt 7.2). Sie stellen Faktoren zur Berücksichtigung der jeweils verwendeten Kammergeometrien dar. Im Speicherring werden viele unterschiedliche Kammergeometrien und Materialien verwendet, die jeweils einen unterschiedlichen Beitrag zur Arbeitspunktverschiebung haben. Die Beiträge sind in Tabelle D.1 zusammengefasst, und fließen jeweils anteilig für den jeweiligen Kammertyp in die Berechnung ein. Eine Übersicht über die verschiedenen Koeffizienten und deren Berechnung wird in [Ng06] gegeben.

D.1.1 Leitschichtdicke der Magnetischen Wechselfelder in den Strahlkammern

Der in Abschnitt 7.2 in Gleichung (7.4) gegebene Beitrag zur kohärenten Arbeitspunktverschiebung gilt nur für Strahlkammern, die von magnetischen Wechselfeldern nicht durchdrungen werden können. Das ist der Fall, wenn die Leitschichtdicke des Skin-Effekts δ_{wall}

$$\delta_{\text{wall}} < \sqrt{hd} \quad (\text{D.1})$$

Kammertyp	Anteil / %	Ebene	ϵ_1	ϵ_2	ϵ_{sc}	ξ_1	ξ_2
rund	21,3	X	0,00	0,00	0,06	0,50	0,00
		Z	0,00	0,00	0,21	0,50	0,00
dipol	42,0	X	-0,19	-0,41	0,06	0,04	0,00
		Z	0,19	0,41	0,21	0,61	0,62
quad	13,4	X	-0,18	-0,41	0,06	0,07	0,00
		Z	0,18	0,41	0,21	0,60	0,62
oval	23,4	X	-0,18	0,00	0,06	0,07	0,00
		Z	0,18	0,00	0,21	0,60	0,00

Tabelle D.1: Laslett-Koeffizienten für die verschiedenen, im Speicherring verwendeten, Vakuumkammertypen. Die geometrischen Parameter der Kammern sind in Tabelle D.2 zusammengefasst.

Kammertyp	Geometrie	Material	Wandstärke d / mm	Dimension/mm	\sqrt{hd} /mm	
rund	rund	—	≥ 1	$r =$	50,0	$\geq 7,1$
dipol	elliptisch	WNr. 1.4301 oder 1.4306	0,3	$h =$ $w =$ $g =$	60,6 20,7 25,0	4,3
quad	elliptisch	WNr. 1.4301 oder 1.4306	0,3	$h =$ $w =$	51,5 22,0	3,9
oval	elliptisch	WNr. 1.4301 oder 1.4306	0,3	$h =$ $w =$	51,5 22,0	3,9

Tabelle D.2: Im Speicherring verwendete Geometrien der Vakuumkammern. w bezeichnet die halbe Breite der Kammer, h die halbe Höhe. Mit g ist der halbe Polschuhabstand der, als unendliche ausgedehnte parallele Platten mit perfektem ferromagnetischen Werkstoff angenommenen, Polschuhe bezeichnet.

ist (vgl. [Bry87]). Dabei ist h die halbe Höhe der Kammern und d die Materialstärke. Die entsprechenden Parameter sind in Tabelle D.1 zusammengefasst. Die Leitschichtdicke lässt sich durch

$$\delta_{\text{wall}} = \sqrt{\frac{2\rho}{\omega\mu}}$$

berechnen, wobei ρ der spezifische Widerstand, μ die Permeabilität der Kammer und ω die Kreisfrequenz des magnetischen Wechselfeldes ist. Bei den verwendeten Edelstählen ist $\rho \approx 0,7 \Omega \text{ mm}^2/\text{m}$ und $\mu \approx 1,3\mu_0$. ω entspricht der Oszillationsfrequenz des Elektronenstrahls an einer Stelle s im Kreisbeschleuniger und hängt über

$$\omega = 2\pi\nu_u Q_{\text{frac}}$$

vom Nachkommaanteil Q_{frac} des Arbeitspunkts sowie der Umlauffrequenz ν_u ab. Mit $Q_{z,\text{frac}} \approx 0,431$ beträgt die Leitschichtdicke etwa $\delta_{\text{wall}} = 0,42 \text{ mm}$. Gleichung (D.1) gilt damit für alle verwendeten Kammertypen, und damit gilt auch Gleichung (7.4).

D.2 Weitere Grafiken zu den Resonanzmessungen

In Abbildung D.1 ist die für die Charakterisierung der Resonanzen aufgezeichnete, normierte Strahlverlustrate gegen den horizontalen Arbeitspunkt für verschiedene vertikale Arbeitspunkte Q_z^S und verschiedene Extraktionssextupolstärken m_x aufgetragen. Sie beinhaltet dieselben Messreihen wie Abbildung 8.10, allerdings in einer Gruppierung nach vertikalen Arbeitspunkten statt Extraktionssextupolstärken. In dieser Darstellung lässt sich die zusätzliche Verschiebung der Resonanzen in Richtung kleinerer horizontaler Arbeitspunkte durch die Sextupolstärke einfacher beurteilen. In Abbildung D.2 ist eine ergänzende Messung bei $m_x = 1 \text{ m}^{-3}$ gezeigt.

Abbildung D.3 stellt die in den Abschnitten 8.4 und 8.5 gefunden Resonanzmaxima zusammen mit den theoretisch berechneten Resonanzlinien dar. Im Gegensatz zu Abbildung 8.8 in Abschnitt 8.6 wurden die in Abschnitt 8.6.2 angepassten systematischen Arbeitspunktverschiebungen mit berücksichtigt. Die Messpunkte zeigen eine wesentlich bessere Übereinstimmung mit den theoretischen Resonanzlinien als ohne Arbeitspunktverschiebungen.

In Abbildung D.4 ist der gemessene longitudinale Arbeitspunkt bei ausgeschalteten (*) und bei

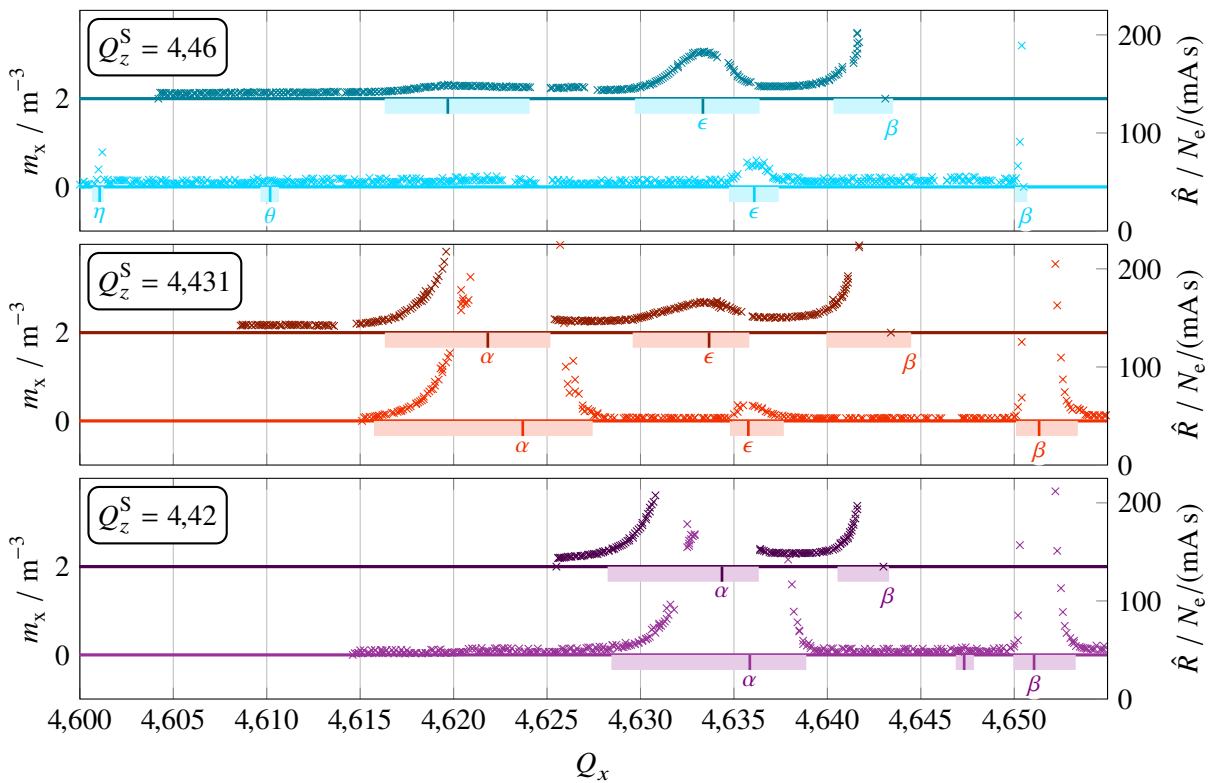


Abbildung D.1: Messung der normierten Strahlverlustrate \hat{R} bei drei verschiedenen vertikalen Arbeitspunkten Q_z^S (Oben, Mitte und Unten) in Abhängigkeit des horizontalen Arbeitspunkts Q_x . Jeweils für eine Extraktionssextupolstärke von $m_x = 0 \text{ m}^{-3}$ und $m_x = 2 \text{ m}^{-3}$. Das Farbspektrum aus Abbildung 8.6 wurde hier ebenfalls verwendet.

eingeschalteten (+) Extraktionssextupolen gezeigt. Die Stärke des Sextupole war auf $m_x = 2 \text{ m}^{-3}$ eingestellt. Es lässt sich keine signifikante Verschiebung des longitudinalen Arbeitspunkt in Abhängigkeit der Sextupolstärke feststellen. Der lineare Abfall in Abhängigkeit des horizontalen Arbeitspunkts wird in Abschnitt 7.1 und Abbildung 7.5 diskutiert.

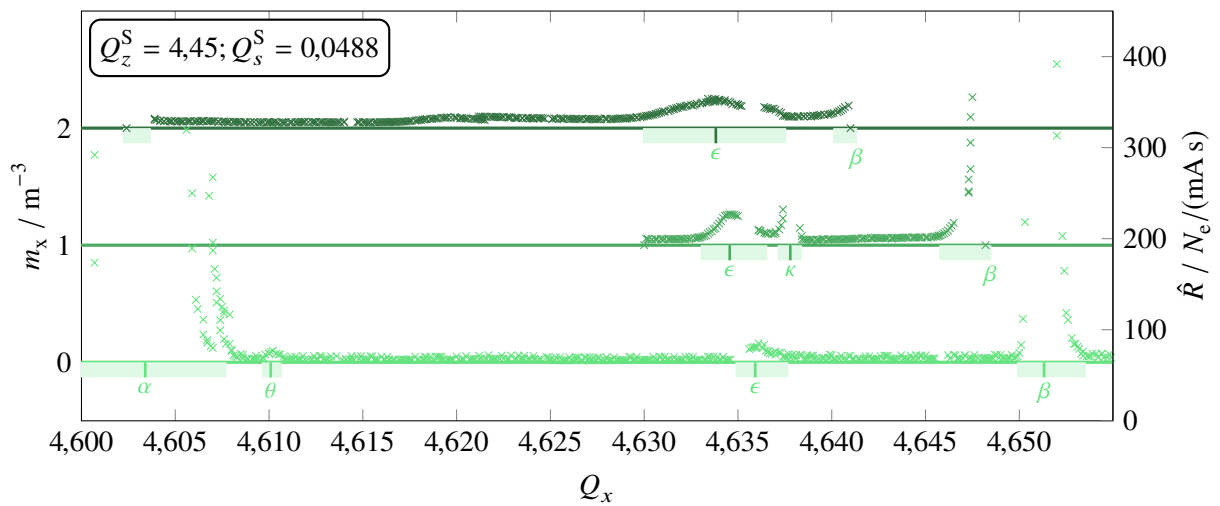


Abbildung D.2: Messung der normierten Strahlverlustrate \hat{R} bei drei verschiedenen Extraktionssextupolstärken bei einem konstanten vertikalen und longitudinalen Arbeitspunkt.

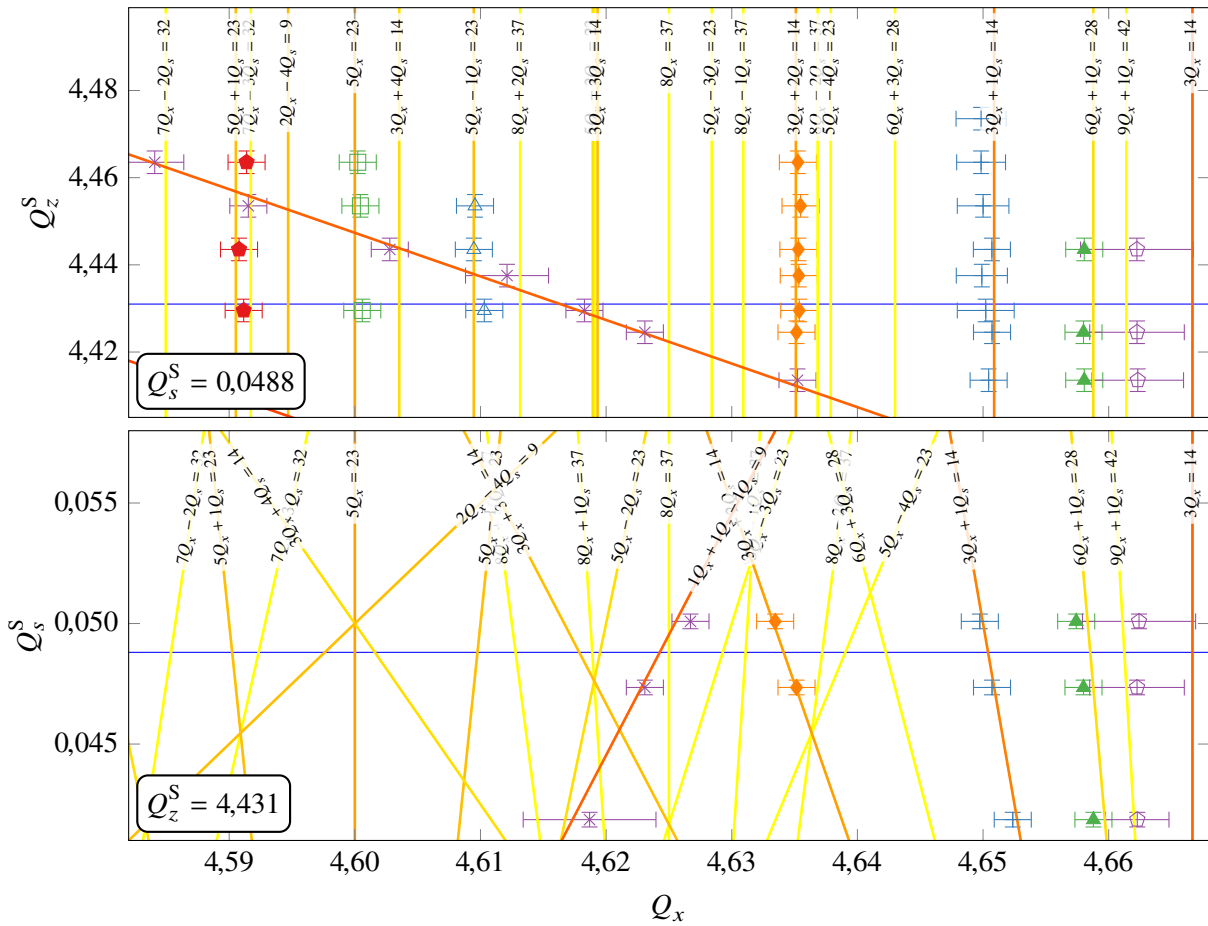


Abbildung D.3: Abgeschätzte Maxima der in den Abbildungen 8.6 und 8.7 identifizierten Resonanzen: α (\times), β (+), γ (\blacktriangle), δ (\circ), ϵ (\blacklozenge), ζ (\bullet), η (\square) und θ (\triangle). Oben: Darstellung der Resonanzmaxima bei konstantem longitudinalen Arbeitspunkt $Q_z^S = 0,0488$, Unten: bei konstantem vertikalen Arbeitspunkt $Q_z^S = 4,431$. Im Vergleich zu Abbildung 8.8 wurden die in Abschnitt 8.6.2 beschriebenen Arbeitspunktverschiebungen berücksichtigt.

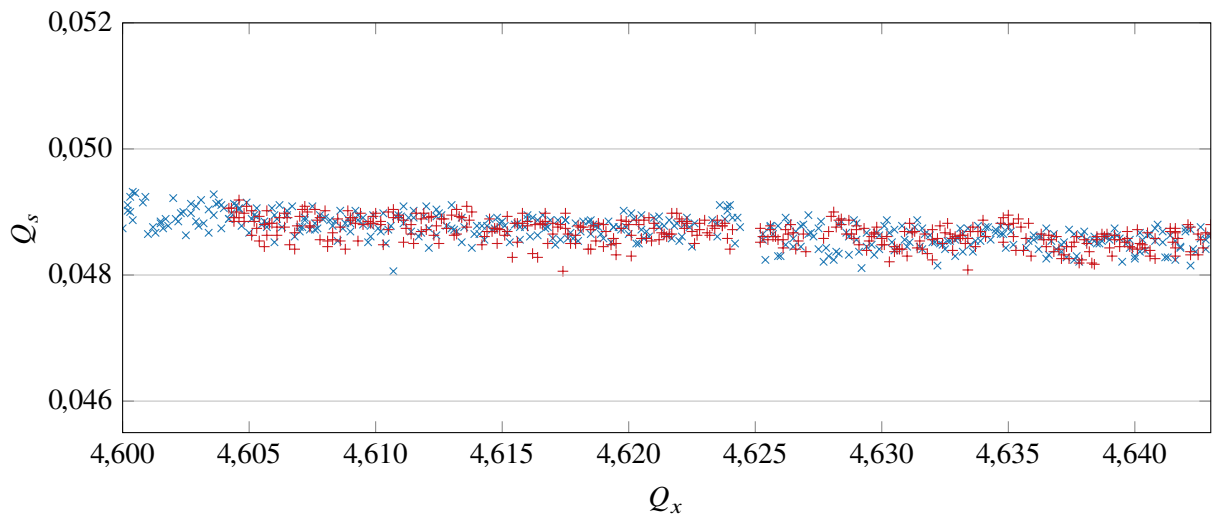


Abbildung D.4: Messung des longitudinalen Arbeitspunkts Q_s in Abhängigkeit des gemessenen horizontalen Arbeitspunkts Q_x bei ausgeschalteten (\times) und eingeschalteten ($+$) Extraktionssextupolen mit einer Stärke von $m_x = 2 \text{ m}^{-3}$.

Beschleunigereinstellungen bei Messungen

In diesem Abschnitt werden die Beschleunigereinstellungen, die für verschiedene Messungen gewählt wurden, protokolliert. Sie sollen vor allem der Reproduzierbarkeit der Messungen dienen und einen groben Überblick über die Parameter geben, welche in den zugehörigen, vorherigen Abschnitten nicht erwähnt wurden.

Parameter	Wert
<i>Allgemeine Einstellungen</i>	
Betriebsmodus	Nachbeschleunigungsmodus
Energie	1,2 GeV → 3,2 GeV, $\dot{E} = 6 \text{ GeV/s}$
Abschaltschwelle	20 mA
Füllstruktur	homogen (78 ns Injektionsversatz)
Arbeitspunkte (Injektion)	$Q_x = 4,62$, $Q_z = 4,44$, $Q_s = 0,0488045$
Arbeitspunkte (Extraktion)	$Q_x = 4,63$, $Q_z = 4,45$, $Q_s = 0,0488045$
Sextupolstärken (Injektion)	$m_f = 3,0 \text{ m}^{-3}$, $m_d = 1,5 \text{ m}^{-3}$, $m_x = 0,0 \text{ m}^{-3}$
Sextupolstärken (Extraktion)	$m_f = 3,0 \text{ m}^{-3}$, $m_d = 1,5 \text{ m}^{-3}$, $m_x = 1,3 \text{ m}^{-3}$
Bunch-by-Bunch-Feedbacksystem	hor.: an, vert.: an, long.: an
<i>Zustand der Hardware</i>	
Timing-System	neu
NAUDIS@HOLEC	ja
NAUDIS@Korr	ja

Tabelle E.1: Messung der Arbeitspunktverschiebung während der Energierampe mit 6 GeV/s. Siehe dazu Abschnitt [5.4](#)

Parameter	Wert
<i>Allgemeine Einstellungen</i>	
Betriebsmodus	Nachbeschleunigungsmodus
Energie	1,2 GeV → 2,5 GeV, $\dot{E} = 6 \text{ GeV/s}$
Abschaltschwelle	30 mA
Injektionsschüsse	ca. 21 bis 28
Arbeitspunkte (Injektion)	$Q_x = 4,62, \quad Q_z = 4,43, \quad Q_s = 0,0488045$
Arbeitspunkte (Extraktion)	$Q_x = 4,62, \quad Q_z = 4,42, \quad Q_s = 0,0488045$
Sextupolstärken (Injektion+Extraktion)	$m_f = 3,5 \text{ m}^{-3}, \quad m_d = 1,0 \text{ m}^{-3}, \quad m_x = 0,0 \text{ m}^{-3}$
Bunch-by-Bunch-Feedbacksystem	hor.: an, vert.: aus, long.: an
<i>Zustand der Hardware</i>	
Timing-System	neu
NAUDIS@HOLEC	nein
NAUDIS@Korr	nein

Tabelle E.2: Messung der Füllstruktur. Siehe dazu Abschnitt [6.5.1](#)

Parameter	Wert
<i>Allgemeine Einstellungen</i>	
Betriebsmodus	Sylimodus
Energie	2,9 GeV
Füllstruktur	homogen (78 ns Injektionsversatz)
Arbeitspunkte (Injektion+Flatop)	$Q_x = 4,634, \quad Q_z = 4,453, \quad Q_s = 0,0488045$
Bunch-by-Bunch-Feedbacksystem	hor.: an, vert.: an, long.: an
<i>Zustand der Hardware</i>	
Timing-System	alt
NAUDIS@HOLEC	nein
NAUDIS@Korr	nein

Tabelle E.3: Messung der systematischen Fehler der Arbeitspunktmessung durch das Feedback-System. Siehe dazu Abschnitt [7.1.2](#)

Parameter	Wert
<i>Allgemeine Einstellungen</i>	
Betriebsmodus	Sylimodus
Energie	2,9 GeV
Füllstruktur	homogen (78 ns Injektionsversatz)
Arbeitspunkte (Injektion)	$Q_x = 4,61, \quad Q_z = 4,431, \quad Q_s = 0,0488045$
Arbeitspunkte (Flattop)	$Q_x = 4,63, \quad Q_z = 4,431, \quad Q_s = 0,0488045$
Sextupolstärken (Injektion+Flattop)	$m_f = 3,2 \text{ m}^{-3}, \quad m_d = 1,5 \text{ m}^{-3}$
Bunch-by-Bunch-Feedbacksystem	hor.: an, vert.: an, long.: an
<i>Zustand der Hardware</i>	
Timing-System	alt
NAUDIS@HOLEC	nein
NAUDIS@Korr	nein

Tabelle E.4: Messung der weiteren Einflüsse auf den Arbeitspunkt. Siehe dazu Abschnitt 7.2

Parameter	Wert
<i>Allgemeine Einstellungen</i>	
Betriebsmodus	Sylimodus
Energie	1,5 GeV
Strom	15 bis 20 mA
Füllstruktur	homogen (26 ns Injektionsversatz)
Arbeitspunkte (Injektion)	$Q_x = 4,626, \quad Q_z = 4,425, \quad Q_s = 0,0488045$
Arbeitspunkte (Flattop)	$Q_x = 4,638, \quad Q_z = 4,431, \quad Q_s = 0,0488045$
Sextupolstärken (Injektion+Flattop)	$m_f = 3,0 \text{ m}^{-3}, \quad m_d = 1,5 \text{ m}^{-3}$
Bunch-by-Bunch-Feedbacksystem	hor.: an, vert.: an, long.: an
<i>Bunch-by-Bunch-Feedbacksystem</i>	
hor. Drive	Amplitude: 0,5, Periode 2 ms Zentrale Frequenz: 590 kHz, Breite: 100 kHz
vert. Drive	Amplitude: 0,25, Periode 2 ms Zentrale Frequenz: 800 kHz, Breite: 50 kHz
<i>Zustand der Hardware</i>	
Timing-System	neu
NAUDIS@HOLEC	ja
NAUDIS@Korr	ja

Tabelle E.5: Messung der Quadrupolstärke der Luftquadrupolmagnete. Siehe dazu Abschnitt 7.3

Parameter	Wert
<i>Allgemeine Einstellungen</i>	
Betriebsmodus	Sylimodus
Energie	2,9 GeV
Füllstruktur	homogen (78 ns Injektionsversatz)
Arbeitspunkte (Injektion)	$Q_x = 6,61, \quad Q_z = 4,431, \quad Q_s = 0,0488045$
Arbeitspunkte (Flattop)	$Q_x = 4,634, \quad Q_z = 4,436, \quad Q_s = 0,0488045$
Sextupolstärken (Injektion+Flattop)	$m_f = 3,2 \text{ m}^{-3}, \quad m_d = 1,5 \text{ m}^{-3}$
Bunch-by-Bunch-Feedbacksystem	hor.: an, vert.: an, long.: an
<i>Zustand der Hardware</i>	
Timing-System	alt
NAUDIS@HOLEC	nein
NAUDIS@Korr	nein

Tabelle E.6: Messung der Resonanzstärken im Speicherring. Siehe dazu Abschnitt 8.3

Parameter	Wert
<i>Allgemeine Einstellungen</i>	
Betriebsmodus	Nachbeschleunigungsmodus
Energie	1,2 GeV \rightarrow 3,2 GeV, $\dot{E} = 6 \text{ GeV/s}$
Füllstruktur	homogen (78 ns Injektionsversatz)
Arbeitspunkte (Injektion)	$Q_x = 4,62, \quad Q_z = 4,455, \quad Q_s = 0,0488045$
Arbeitspunkte (Extraktion)	$Q_x = 4,63, \quad Q_z = 4,455, \quad Q_s = 0,0488045$
Sextupolstärken (Injektion)	$m_f = 3,4 \text{ m}^{-3}, \quad m_d = 1,4 \text{ m}^{-3}, \quad m_x = 0,0 \text{ m}^{-3}$
Sextupolstärken (Extraktion)	$m_f = 3,4 \text{ m}^{-3}, \quad m_d = 1,4 \text{ m}^{-3}, \quad m_x = 2,5 \text{ m}^{-3}$
Bunch-by-Bunch-Feedbacksystem	hor.: an, vert.: an, long.: an
<i>Zustand der Hardware</i>	
Timing-System	neu
NAUDIS@HOLEC	ja
NAUDIS@Korr	nein

Tabelle E.7: Messung der Arbeitspunktverschiebung während der Energierampe mit 6 GeV/s. Siehe dazu Anhang B.6

Simulationen

F.1 Simulation des Momentum-Compaction-Faktor

Der Momentum-Compaction-Faktor ist nach Gleichung (2.12) nur vom Ablenkradius der Dipolmagnete und der Dispersionsfunktion abhängig. Da der Verlauf der Dispersionsfunktion durch die Magnetkonfiguration und insbesondere durch die Quadrupolstärken k_f und k_d beeinflusst wird, hängt der Momentum-Compaction-Faktor dadurch von den Arbeitspunkten ab. In Abbildung F.1 ist die Simulation von α_c (×) in Abhängigkeit des horizontalen Arbeitspunkts Q_x^S gezeigt. Alle weiteren Beschleunigereinstellungen wurden äquivalent zu den für die Untersuchung der Resonanzen verwendeten (siehe Tabelle E.6 in Anhang E) gewählt. An die simulierten Daten wurde eine quadratischen Funktion (—) mit

$$\alpha_c(Q_x^S) = 0,40872 \pm 0,00033 - Q_x^S \cdot (0,12307 \pm 0,00014) + (Q_x^S)^2 \cdot (0,01040 \pm 0,00002)$$

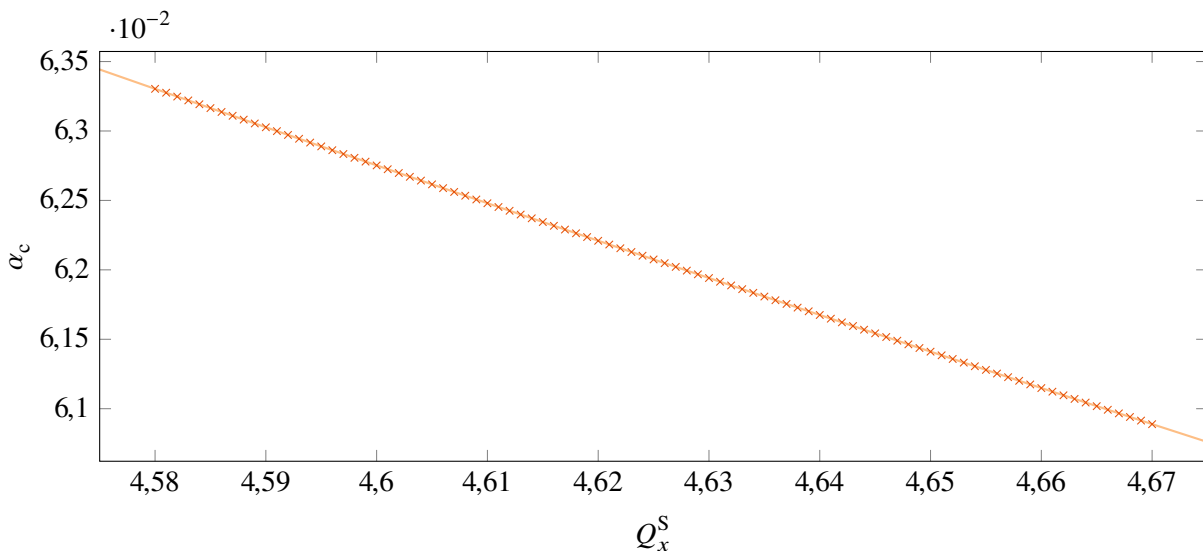


Abbildung F.1: Simulation des Momentum-Compaction-Faktor (×) in Abhängigkeit des horizontalen Arbeitspunkts Q_x^S . Für die Simulation wurde eLégant genutzt. Der vertikale Arbeitspunkt wurde bei $Q_z^S = 4,431$ konstant gehalten. An die Daten wurde eine quadratische Funktion angepasst (—).

Element-Name	s-Position / m	β_x / m	α_x	β_z / m	α_z
LQ1_VOR	4,09	11,95	-2,21	4,44	0,87
LQ1_NACH	4,54	14,04	-2,44	3,73	0,69
LQ16_VOR	78,23	14,04	2,44	3,73	-0,69
LQ16_NACH	78,68	11,95	2,21	4,44	-0,87
LQ17_VOR	86,29	11,95	-2,21	4,44	0,87
LQ17_NACH	86,74	14,04	-2,44	3,73	0,69
LQ32_VOR	160,43	14,04	2,44	3,73	-0,69
LQ32_NACH	160,88	11,94	2,21	4,44	-0,87

Tabelle F.1: Zusammenstellung der Simulationsdaten für die Beta- und Alphafunktion am Ort der Luftquadrupolmagnete. Für die Simulation wurde das Simulationsprogramm *elegant* genutzt. Für die Simulation wurden die Quadrupolstärken $k_f = 0,632/\text{m}^2$ und $k_d = -0,581/\text{m}^2$ verwendet und resultieren in den Arbeitspunkten $Q_x = 4,638$ und $Q_z = 4,431$, die auch bei der Messung genutzt wurden.

angepasst und ebenfalls in der Abbildung dargestellt.

F.2 Simulationsdaten für die Charakterisierung der Luftquadrupolmagnete

In Tabelle F.1 sind die Ergebnisse der Beta- und Alphafunktion (siehe Abschnitt 2.1) für eine *elegant*-Simulation des Speicherrings jeweils am Anfang und Ende der Luftquadrupolmagnete LQ1, LQ16, LQ17 sowie LQ32 zusammengefasst.

Anwendungssoftware

G.1 Allgemeine Kontrollsystemprogramme

G.1.1 resonanz-scan: Halbautomatische Vermessung der Resonanzstärken im Speicherring.

BESCHREIBUNG:

Programm zur halbautomatischen Vermessung der Resonanzstärken im Speicherring im Sylimodus. Das Programm setzt eigenständig die Sollarbeitspunkte Q_x^S , Q_z^S und Q_s^S und misst den zugehörigen Elektronenverlust über die Abnahme des gespeicherten Stroms und den durch das BLM-System aufgezeichneten Verlust. Es arbeitet in engen Stromgrenzen (25 bis 35 mA) um die Abhängigkeit der Arbeitspunkte vom gespeicherten Strom so gering wie möglich zu halten. Wird die untere Grenze erreicht wird automatisch über das Sylimodus-Steuerprogramm ein neuer Zyklus gestartet. Bei Problemen kann die Ausführung durch das Programm `resonanz-scan-ctrl` angehalten werden. Die gewonnenen Daten werden in zwei Dateien gespeichert. Bei der ersten werden die Daten in einer mit Tabulatoren getrennten Textdatei gespeichert (Endung: `.dat`). Bei der zweiten Datei handelt es sich um eine `sqlite3`-Datenbankdatei (Endung: `.db`). Die Daten können aus der Datenbank mithilfe des Programms `MeasureDB-util` extrahiert und gefiltert werden.

VORAUSSETZUNGEN:

- Bunch-by-Bunch-Feedbacksystem muss konfiguriert sein (alle drei Ebenen, dämpfend)
- Durch `cseqfit` müssen sinnvolle Arbeitspunkte ins Kontrollsystem übertragen werden
- Das BLM-System muss konfiguriert werden, und das Triggersignal mit dem Diagnose-trigger verbunden sein. Einstellungen:
 - Anzahl Datenpunkte: 80
 - Auflösung: 25 ms
 - Zyklusauswahl: ELSA-Zyklus
- Der Sylimodus muss aktiviert sein und die gewünschte Energie eingestellt sein.
- Orbitkorrektur, Chromatizitätskorrektur und Dispersionsfit durchgeführt worden sein.

SYNTAX:

`resonanz-scan [OPTIONEN]`

OPTIONEN:

<code>--help</code>	produce help message
<code>--qx arg</code>	Horizontaler Start-Arbeitspunkt
<code>--qz arg</code>	Vertikaler Arbeitspunkt
<code>--qs arg</code>	Longitudinaler Arbeitspunkt
<code>--filename arg (=resonanz-scan.dat)</code>	Daten-File
<code>--db arg (=resonanz-scan.db)</code>	Datenbank-File
<code>--reverse</code>	Horizontalen Arbeitspunkt dekrementieren, statt inkrementieren
<code>--vgain_i arg</code>	Shiftgain FBV bei Injektion
<code>--vgain_f arg</code>	Shiftgain FBV bei Flattop

SIEHE AUCH:

`resonanz-scan-ctrl`, `MeasureDB-util`, `cseqfit`, `sylimode`

G.1.2 csegif: Bidirektionale Schnittstelle zu EPICS-Kontrollsystemen**BESCHREIBUNG:**

Das Programm `csegif` stellt das Bindeglied zwischen dem Kontrollsystem der Beschleunigeranlage ELSA und EPICS basierten Kontrollsystemen dar. Dazu gehören beispielsweise die Bunch-by-Bunch-Feedbacksysteme oder das Low-Level-RF-System. Das Programm baut eine Verbindung zu EPICS-Systemen über das *channel access*-Protokoll auf und bindet sich ebenfalls am ELSA-Kontrollsystem an. In einer Konfigurationsdatei können Parameter zur uni- oder bidirektionalen Synchronisierung angegeben werden. Das Programm wird beim Hochfahren des ELSA-Kontrollsystem automatisch gestartet. Sollten ein oder mehrere der EPICS-Systeme nicht verfügbar sein, wird der entsprechende Verbindungsaufbau regelmäßig wiederholt.

SYNTAX:

`csegif`

SIEHE AUCH:

`cseqfit`

G.1.3 cseqfit: Auslese und Analyse der BPM-Daten zur Bestimmung der Arbeitspunkte im Nutzstrahlbetrieb**BESCHREIBUNG:**

Die Anwendung `cseqfit` basiert auf der `csegif`-Schnittstelle zwischen EPICS und dem ELSA-Kontrollsystem. Sie hat ebenfalls eine Verbindung zu beiden Kontrollsystemen, liest aber aus EPICS nur die Positionsdaten der Elektronenpakete, aufgenommen durch das Bunch-by-Bunch-Feedbacksystem, aus. Die Daten werden durch eine schnelle Fouriertransformation (FFT) (es wird die freie Implementierung der `alglib`-Bibliothek genutzt) in den Frequenzraum überführt. Bei aktiviertem Bunch-by-Bunch-Feedbacksystem ist im Spektrum ein Dip sichtbar. Die Frequenz des Minimums im Dip wird bestimmt und anschließend eine Gaußfunktion mit diesem Startparameter angepasst (Anpassung erfolgt ebenfalls mit einer freien Implementierung der *least-squares*-Methode durch die `alglib`). Die gewonnenen Werte werden auf Plausibilität (Breite und Amplitude) geprüft. Bei Erfolg wird unter Berücksichtigung des eingestellten Arbeitspunkts der gemessene Arbeitspunkt aus dem Schwerpunkt der Gaußfunktion bestimmt. Die Datenanalyse erfolgt vollautomatisch und steht daher im regulären Strahlbetrieb bei aktiviertem Bunch-by-Bunch-Feedbacksystem in der jeweiligen Ebene immer zur Verfügung. Der gewonnenen Arbeitspunkt wird im ELSA-Kontrollsystem hinterlegt. Ist keine Arbeitspunktmessung möglich werden die Fitergebnisse verworfen und der Arbeitspunkt auf den Wert 0 gesetzt.

SYNTAX:

`cseqfit`

G.1.4 SB_fft: Datennahme des Strahlspektrums eines einzelnen Elektronenpakets

BESCHREIBUNG:

Mit dem Programm können Sequenzen von Strahlpositionsdaten eines ausgewählten Bunchs aus dem Bunch-by-Bunch-Feedbacksystem extrahiert und zwecks späterer Analyse abgespeichert werden. Es ist darauf ausgelegt im Nachbeschleunigungsmodus in aufeinanderfolgenden Zyklen die Datennahme mithilfe des Diagnosetriggers zu starten, und so die gesamte Phase der Energierampe abzurastern. Damit wird die Beschränkung der Länge des Datenpuffers des Bunch-by-Bunch-Feedbacksystems von ca. 54 ms umgangen. Aus den aufgenommenen Daten können später zeitaufgelöste Strahlspektren, an die eine Gaußfunktion zur Bestimmung des Arbeitspunkts angepasst werden kann, berechnet werden. Das Programm steuert selbstständig den Diagnosetrigger. Das Bunch-by-Bunch-Feedbacksystem muss entsprechend der im Abschnitt *Voraussetzungen* angegebenen Parameter vorher konfiguriert werden. Eine Datennahme für eine zeitaufgelöste Messung des Arbeitspunkts im Speicherringbetrieb ist ebenfalls möglich. Hierzu wird der Diagnosetrigger durch das Programm manuell ausgelöst, da es hier keine Zyklusdefinition wie im Nachbeschleunigungsmodus gibt.

VORAUSSETZUNGEN:

- Bunch-by-Bunch-Feedbacksystem muss konfiguriert sein (alle drei Ebenen, dämpfend)
- Eine Anregung mit der Beta- beziehungsweise Sychrotronfrequenz muss durch den internen Funktionsgenerator aktiviert werden:
 - Anregung synchronisiert mit der Messung (TMOD aktiviert)
 - Es reicht, einen beliebigen Bereich von 3 bis 10 Elektronenpaketen anzuregen
 - Die Periode der Anregung muss mit der in der Option “slice” angegebenen Dauer übereinstimmen
- Die Messung im Menü SB control muss auf den externen Trigger eingestellt werden
- Als Bunch number muss ein Bunch ausgewählt werden, der in der Mitte der angeregten Bunche liegt

SYNTAX:

SB_fft [OPTIONEN]

OPTIONEN:

-h [--help]	Display Help
--start arg (=0)	Start der Messung bzgl. Zyklus-Start in Sekunden
--ende arg (=0.533)	Ende der Messung bzgl. Zyklus-Start in Sekunden
--slice arg (=0.01)	Breite einer Scheibe in Sekunden
--overlap arg (=0.02)	Überlappung aufeinanderfolgender Messungen
--name arg	Name des Datensatzes
--plane arg	Ebene (L, H oder V)
--waitmore	Einen Zyklus länger warten (fuer Zyklen <5s erforderlich)
--syli	Manuell den Diagnosetrigger auslösen, damit die Messung auch im Sylimode funktioniert

BEISPIEL:

SB_fft --slice 2 --name testmessung --plane H

SIEHE AUCH:

SB_auswerten

G.2 Archivdatenbank

G.2.1 cshexport: Export von Daten aus der Archivdatenbank

BESCHREIBUNG:

Erlaubt das Exportieren von Daten aus der Archivdatenbank. Bei Angabe eines Start- und Endzeitpunkts werden alle Änderungen des Wertes des angegebenen Parameters zurückgeliefert.

SYNTAX:

cshexport [OPTIONEN] Parametername
cshistory_export [OPTIONEN] Parametername

OPTIONEN:

-d Datum in lesbarer Form anzeigen
-s "DATE" Daten ab Datum DATE ausgeben
-e "DATE" Daten bis zum Datum DATE ausgeben
-v alle Elemente von Vektoren ausgeben

Datenformat für DATE: "DD.MM.YYYY HH:MM:SS", oder für unix timestamps: "@TIME-STAMP"

BEISPIEL:

cshexport -d -s "20.10.2015 17:30:00" -e "20.10.2015 17:45:00" ELS_MAGNETE_SEXTF.MF_AC

AUSGABE:

20.10.2015 17:30:10.620 4
20.10.2015 17:36:32.101 3.2

SIEHE AUCH:

cshget

G.2.2 **cshget**: Holen eines Parameterwerts zu einem bestimmten Zeitpunkt aus der Archivdatenbank

BESCHREIBUNG:

Holt den Wert eines Kontrollsystemparameters zu einem bestimmten Zeitpunkt. Vektorwerte können durch Angabe der entsprechenden Option ebenfalls abgerufen werden.

SYNTAX:

```
cshget [OPTIONEN] Parametername cshistory_get [OPTIONEN] Parametername
```

OPTIONEN:

- d Datum in lesbarer Form anzeigen
- s "DATE" Wert zum Zeitpunkt DATE ausgeben (sonst aktueller Wert)
- v alle Elemente von Vektoren ausgeben
- n Gnuplot kompatiblen Vektor-Output (zusammen mit -v)

Datenformat für DATE: "DD.MM.YYYY HH:MM:SS", oder für unix timestamps: "@TIME-STAMP"

BEISPIEL:

```
cshget -d -s "22.10.2017 17:30:00" ELS_MAGNETE_QUADF.KF_AC
```

AUSGABE:

```
20.10.2017 20:23:21.873 0.62751
```

SIEHE AUCH:

```
cshexport
```

G.2.3 **cshdiff**: Unterschiede der Beschleunigereinstellung zwischen zwei Zeitpunkten feststellen

BESCHREIBUNG:

Mit `cshdiff` können Beschleunigereinstellungen zu verschiedenen Zeitpunkten verglichen werden. Dazu wird ein Datensatz der Beschleunigereinstellungen aus der Archivdatenbank zum mit der Option `-d` angegebenen Datum extrahiert. Nachfolgend findet ein Vergleich der Einstellungen mit den aktuellen Einstellungen statt. Die Ausgabe erfolgt auf der Konsole in einer tabellarischen Übersicht zusammen mit der Abweichung und prozentualen Abweichung zwischen den beiden Werten eines jeden Parameters. Mit der zusätzlich möglichen Option `-e` kann ein weiteres Datum angegeben werden. Dann werden die Einstellungen dieses Zeitpunkts verwendet, statt der aktuellen. In die Suche und Anzeige werden alle Controlled-Parameter (Parameternamen endet auf C) mit einbezogen.

SYNTAX:

```
cshdiff [OPTIONEN] -d "DATUM"
```

OPTIONEN:

- d DATE Datum mit dem verglichen werden soll.
- e DATE Wenn angegeben, wird dieses Datum zum Vergleich (statt dem jetzigen) genutzt

Datenformat für DATE: DD.MM.YYYY HH:MM:SS

SIEHE AUCH:

```
cshget, cshexport, cscorrelate
```

G.2.4 cscorrelate: Korrelation zwischen Parameterwerten in bestimmten Zeiträumen finden**BESCHREIBUNG:**

`cscorrelate` kann Korrelationen zwischen verschiedenen Parametern in der Archivdatenbank finden. Die Korrelation der Werte des mit der Option `-p` angegebenen Parameters kann entweder zu allen oder nur zu den mit einem regulären Ausdruck passenden Parametern untersucht werden. Ein Bereich, in Form von zwei Zeitpunkten, muss angegeben werden. Die Ausgabe erfolgt in einer tabellarischen Ausgabe und beinhaltet den Korrelationskoeffizienten der Daten nach PEARSON (siehe Abschnitt 4.2.3).

SYNTAX:

```
cscorrelate [OPTIONEN] -d "DATUM" -e "DATUM" -p "PARAMETERNAME"
```

OPTIONEN:

```
-s DATE    Daten ab Datum DATE ausgeben
-e DATE    Daten bis zum Datum DATE ausgeben
-r REGEX   Regulärer Ausdruck für Parameternamen mit denen eine Korrelation geprüft werden soll
-p p       Parametername.
```

BEISPIEL:

```
cscorrelate -s "10.11.2017 19:00:00" -e "10.11.2017 19:20:00" -p "ELS_DIAG_TORO-
ID.STROM_AM" -r "ELS_DIAG.*"
```

SIEHE AUCH:

`cshp`, `cshget`, `cshdiff`, `cshexport`

G.2.5 csplayback: Zurückspielen der Archivdatenbank in Echtzeit**BESCHREIBUNG:**

Mit `csplayback` können die in der Historiendatenbank gespeicherten Werte aller Parameter zurück ins Kontrollsystem eingespielt werden. Dazu wird ein konsistentes Abbild aller Parameter der Beschleunigeranlage zu einem gegebenen Zeitpunkt (der derzeit nur im Quellcode des Programms änderbar ist) aus der Datenbank exportiert und in die Online-Datenbank des Kontrollsystems übernommen. Im Anschluss werden durch `csplayback` alle inkrementell aufgezeichneten Änderungen der Werte in Echtzeit in das Kontrollsystem eingespielt. Alle Parameterwerte stehen dann wie gewohnt über das Menüsystem zur Verfügung und werden entsprechend aktualisiert. Ein mögliches Einsatzszenario des Programms stellen beispielsweise Schulungen für Operateure dar, in denen ein bestimmter Zustands der Beschleunigeranlage demonstriert werden soll. Das Programm darf keinesfalls auf dem Kontrollrechner `elsacs1` ausgeführt werden, sondern sollte auf einem lokalen Testsystem ohne Prozessnetzanbindung laufen.

SYNTAX:

```
csplayback <Pufferzeit in Sekunden>
```

G.3 NAUDIS

G.3.1 booster: Programm zum Berechnen und Setzen von Rampen für den Nachbeschleunigungsmodus

BESCHREIBUNG:

Durch das Programm `booster` können die Hauptmagnete und Korrektoren des Speicherrings mit Steuerkurven für den Nachbeschleunigungsmodus programmiert werden. Das Programm bindet sich am Kontrollsystem an, um Beschleunigerparameter aus den Optikeinstellungen und Timingereinstellungen abzurufen. Mit den Parametern werden Steuerkurven bestehend aus linearen Teilstücken erzeugt und parallel zu allen Magneten gesendet. Dabei kann über Programmoptionen ausgewählt werden, welche Magnete neue Rampendefinitionen erhalten sollen. Das Programm ist ebenfalls in das Kontrollsystem in den entsprechenden Menüs eingebunden.

SYNTAX:

`booster [OPTIONEN]`

OPTIONEN:

<code>-h [--help]</code>	Display Help
<code>-l [--list]</code>	Alle Magnete auflisten
<code>--dry</code>	Nur Debug-Outputs schreiben, aber nicht hochladen
<code>-a [--all]</code>	alle Magnete setzen
<code>-m [--main]</code>	alle Hauptmagnete setzen
<code>-d [--dipole]</code>	Dipole setzen
<code>-q [--quads]</code>	Quadrupole setzen
<code>-s [--sexts]</code>	Sextupole setzen
<code>-c [--corrns]</code>	alle Korrektormagnete setzen
<code>-h [--hcorrns]</code>	horizontale Korrektoren setzen
<code>-v [--vcorrns]</code>	vertikale Korrektoren setzen
<code>-b [--basename] arg (=test)</code>	Prefix-Dateiname für die Rampen-Ausgabe im Ordner "out"
<code>--magnets arg</code>	Angegebene Magnete setzen

G.3.2 holec-switch: Low-Level-Kontrolle der HOLEC-Interfacekarte

BESCHREIBUNG:

Das Programm `holec-switch` erlaubt den direkten Zugriff auf die Schaltfunktionen der HOLEC-Netzgeräte der Speicherring-Hauptmagnete. Das Programm ist nur zu Diagnosezwecken gedacht. Der Zugriff auf dieselben Funktionen steht auch aus dem ELSA-Kontrollsystem heraus zur Verfügung, und wird durch das Programm `naudis-switch` gesteuert.

SYNTAX:

`holec-switch [OPTIONS]`

OPTIONEN:

Misc:

`-h [--help]` Display Help

`-d [--did] arg` DeviceID

Devices:

`-m [--mcb]` MCB

`-a [--aux]` AUX

`-r [--rst]` Reset

`-1 [--spare1]` Spare 1

`-2 [--spare2]` Spare 2

Switches:

`-n [--on]` Switch on

`-f [--off]` Switch off

SIEHE AUCH:

`naudis-switch`

G.3.3 **naudis-calibrate-device**: Halbautomatische Kalibration der NAUDIS-Module

BESCHREIBUNG:

Mit diesem Programm kann eine neue Kalibrierung für die NAUDIS-Module bestimmt werden. Dazu muss Kanal 0 des entsprechenden Moduls mit dem netzwerkfähigen Digitalmultimeter *HP34401a* der Firma *Keysight* verbunden werden. Das Multimeter wird zur Digitalisierung der vom DAC ausgegebenen Spannung genutzt, und wird über eine *TCP/IP* Verbindung angebunden. Der DAC wird ebenfalls mit dem Eingangskanal 0 verbunden, um zeitgleich die Kalibrierung des ADCs vorzunehmen. Entsprechend der Programmoptionen werden nacheinander automatisch verschiedene Ausgangsspannungen eingestellt und die zurückgelesenen Werte in einer *sqlite*-Datenbank hinterlegt. Der Vorgang wird für alle vier Kanäle, jeweils in uni- und bipolarer Konfiguration wiederholt. Nach erfolgter Datenaufnahme werden die Kalibrierungen für alle vier Kanäle durch das Programm *naudis-calibrate-calculate* in einer XML-Datei hinterlegt. Damit kann ebenfalls eine bereits aufgenommene und programmierte Kalibrierung verifiziert werden. Das Programmieren der Kalibrierung in den nicht-flüchtigen Speicher der NAUDIS-Module erfolgt über das Programm *naudis-ctrl*.

SYNTAX:

naudis-calibrate-device [OPTIONEN]

OPTIONEN:

-h [--help]	Display Help
-d [--did] arg	DeviceID
-c [--channel] arg	Channel
-m [--devname] arg (=131.220.163.103)	Multimeter-Adresse
-i [--bitwise]	nur ersten <i>steps</i> Bits messen
-v [--verify]	Messung in Datenbank zur Kalibrations-Verifikation schreiben
-t [--steps] arg (=10)	Anzahl Messwerte bei Messung
- [--beep]	Bei Ende der Messung piepen

SIEHE AUCH:

naudis-ctrl

G.3.4 `naudis-ctrl`: Low-Level-Interface zu NAUDIS-Boards

BESCHREIBUNG:

Mit dem Programm kann auf viele Low-Level-Funktionen der NAUDIS-Boards zugegriffen werden. Über die Option `--info` können Informationen zur Konfiguration und Kalibrierung aus dem EPROM eines NAUDIS-Boards abgerufen werden. Neue Kalibrierungs- und Konfigurationsparameter können mittels der Option `--upload` auf das NAUDIS-Board geladen werden. Sie werden dort im EPROM gespeichert. Ein Reset eines Boards kann durch `--reset` ausgelöst werden. Die DACs können durch Direktangabe eines `uint16t` direkt mit `--set` programmiert werden. Eine eventuell abgearbeitete Rampe wird dadurch abgebrochen. Für alle Befehle muss ein entsprechendes Board angegeben werden. Dieses kann entweder durch Angabe der Device-ID, des Kurznamens eines Magneten oder durch einen mit dem Magneten verknüpften Kontrollsystemparameternamen mitgeteilt werden. Eine globale Liste aller zur Verfügung stehender Boards und angeschlossener Magnete kann mit `--tree` abgerufen werden.

SYNTAX:

`naudis-ctrl` [OPTIONEN]

OPTIONEN:

Misc:

`-h` [`--help`] Display Help
`--tree` Übersicht aller konfigurierten Geräte, deren Magnete und Wolken

Geräte:

`-d` [`--did`] arg DeviceID
`-n` [`--nickname`] arg Magnet-Nickname (wird automatisch zu DID und CHANNEL aufgelöst)
`-p` [`--parameter`] arg CCS-Parameter (wird automatisch zu DID und CHANNEL aufgelöst)

Steuerung NAUDIS:

`-r` [`--reset`] NAUDIS reset durchführen
`-u` [`--upload`] Geräte-Konfiguration aus XML (`devices/<did>.xml`)
 Datei einlesen und hochladen
`-a` [`--calibration`] arg Bei Geräte-Konfiguration werden Limits auf Maximum gesetzt. VORSICHT! Nicht im Produktivsystem nutzen. Angabe von 'hu' Holec-Unipolar, 'hb' Holec-Bipolar, 'cu' Korr-Unipolar, 'cb' Korr-Bipolar und 'cg' Korr-Generisch
`-c` [`--channel`] arg Kanal auswählen (für Option "set" benötigt)
`-s` [`--set`] arg Ausgangskanal auf DAC-Wert setzen
`-i` [`--info`] Hardware-Informationen von Geraet abrufen.

SIEHE AUCH:

`naudis-calibrate-device`

G.3.5 **naudis-status**: Kontrollsysteminterface für NAUDIS

BESCHREIBUNG:

Mit dem Programm `naudis-status` werden die Statusinformationen sowie ADC-Daten aller NAUDIS-Module ausgelesen und für die Anzeige bzw. Übertragung ins ELSA-Kontrollsystem vorbereitet. Je nach Betriebsmodus (Nachbeschleunigungsmodus oder Speicherringmodus) werden die ADC-Daten direkt oder akkumuliert für einen Zyklus ins Kontrollsystem übertragen. Damit steht der erfasste Iststroms des Netzgeräts nach Beendigung jedes Zyklus im Nachbeschleunigungsmodus oder kontinuierlich im Speicherringmodus zur Verfügung. Zusätzliche werden die von den NAUDIS-Modulen erfassten Fehlerzustände der HOLEC-Netzgeräte aufbereitet und entsprechend im Kontrollsystem zur Anzeige gebracht. Das Programm wird automatisch zusammen mit dem ELSA-Kontrollsystem gestartet.

SIEHE AUCH:

`naudis-switch` `naudisd`

G.3.6 **naudis-switch**: Kontrollsysteminterface für NAUDIS

BESCHREIBUNG:

Dieses Programm ermöglicht die Steuerung der NAUDIS-Module durch das Kontrollsystem. Dazu wird sowohl eine Verbindung zu `naudisd` als auch zum Kontrollsystem aufgebaut. Das Programm reagiert nach dem Start auf geänderte NAUDIS-Kontrollsystemparameter, und leitet die Befehle an das zugehörige NAUDIS-Modul weiter. Dazu gehören beispielsweise Steuerfunktionen der HOLEC-Netzgeräte sowie die Sollwertvorgabe im statischen Betrieb. Dazu greift es auf die `libnaudis`-Funktionen zur Berechnung der Beschleunigerparameter zurück. Das Programm wird automatisch zusammen mit dem ELSA-Kontrollsystem gestartet.

SIEHE AUCH:

`naudis-status` `naudisd`

G.3.7 **naudisd**: NAUDIS Daemon

BESCHREIBUNG:

Dieses Programm baut Netzwerkverbindungen zu allen definierten NAUDIS-Modulen auf und stellt sicher, dass die Verbindung aktiv bleibt. Als Netzwerkprotokoll kommt TCP mit einem für die NAUDIS-Module entwickelten Protokoll zum Einsatz. Für weitere Programme, die mit den Modulen kommunizieren sollen, wird ein Netzwerkserver mit dem selben Protokoll zur Verfügung gestellt. Damit fungiert `naudisd` als Proxy zwischen den Modulen und den Clients, mit denen alle höheren Funktionen, wie z.B. Auslesen des Status oder Programmieren der Steuerkurven, implementiert werden. `naudisd` wird automatisch beim Start des ELSA-Kontrollsystem gestartet.

SYNTAX:

`naudisd`

SIEHE AUCH:

`naudis-switch` `naudis-status` `booster`

Literatur

- [Ada16] V. Adam, *Inbetriebnahme der Elektronenquelle am Laborbeschleuniger LAB*, Bachelorarbeit: Universität Bonn, 2016 (siehe S. 34).
- [AM+] S. Agarwal, K. Mierle u. a., *Ceres Solver*, <http://ceres-solver.org> (siehe S. 132).
- [APS95] G. E. Alefeld, F. A. Porta und Y. SHI, *Algorithm 748: Enclosing Zeros of Continuous Functions*, ACM Transactions on Mathematical Software **21** (1995) 327 (siehe S. 58).
- [Alt+68] K. Althoff u. a., *The 2.5 GeV electron synchrotron of the University of Bonn*, *Nuclear Instruments and Methods* **61** (1968) 1, ISSN: 0029-554X, URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0029554X68904436> (siehe S. 1, 21, 65, 74).
- [Bal03] A. Balling, *Entwicklung und Bau eines Magnetprototypen für das ELSA-Korrektorsystem*, Diplomarbeit: Universität Bonn, 2003 (siehe S. 57, 150).
- [BT17] R. Beck und U. Thoma, „Spectroscopy of baryon resonances“, *EPJ Web of Conferences*, Bd. 134, EDP Sciences, 2017 02001 (siehe S. 1).
- [ALG] S. Bochkanov, *ALGLIB - C++/C# numerical analysis library*, abgerufen am 07.12.2017, URL: <http://www.alglib.net/> (siehe S. 39).
- [ALGRFB] S. Bochkanov, *Fast RBF interpolation/fitting, RBF-QNN interpolation algorithm*, abgerufen am 07.12.2017, URL: <http://www.alglib.net/interpolation/fastrbf.php#rbfqnn> (siehe S. 52).
- [Bor00] M. Borland, *elegant: A flexible SDDS-compliant code for accelerator simulation*, 2000 (siehe S. 33, 52).
- [Bos09] S. Bosch, *Algebra*, 7., überarb. Aufl., Springer-Lehrbuch, Springer Berlin Heidelberg, 2009, ISBN: 978-354-092-8119 (siehe S. 85).
- [Bry87] P. Bryant, *Betatron frequency shifts due to self and image fields*, (1987) (siehe S. 166).
- [CJM12] T. C. Carusone, D. Johns und K. Martin, *Analog Integrated Circuit Design*, 2. Auflage, Wiley, 2012, ISBN: 978-0-47077-0108 (siehe S. 49).
- [CER] CERN - Accelerator Beam Physics Group, *MAD - Methodical Accelerator Design*, <https://mad.web.cern.ch/mad/> (siehe S. 52).
- [Che+03] Y. Chernousko u. a., „Diamond Timing System Developments“, Englisch, *Proc. of International Conference on Accelerator and Large Experimental Physics Control Systems (ICALPCS'03)*, Gyeongju , Korea, October 13-17, 2003 (Gyeongju , Korea), International Conference on Accelerator and Large Experimental Physics Control Systems 9, 2003 244 (siehe S. 76).

- [DKK] L. R. Dalesio, M. R. Kraimer und A. J. Kozubal, *EPICS Architecture*,
URL: http://www.aps.anl.gov/epics/EpicsDocumentation/EpicsGeneral/EPICS_Architecture.pdf (siehe S. 39).
- [Dal+94] L. R. Dalesio u. a., *The experimental physics and industrial control system architecture: past, present, and future*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **352** (1994) 179,
URL: [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(94\)91493-1](https://doi.org/10.1016/0168-9002(94)91493-1) (siehe S. 39).
- [Die+12] A. Dieckmann u. a., „Fast Ramping Arbitrary Waveform Power Supplies for Correction Coils in a Circular Electron Accelerator“, Englisch, *Proc. of International Particle Accelerator Conference (IPAC'12), New Orleans, Louisiana, USA, May 20-25, 2012* (New Orleans, Louisiana, USA), International Particle Accelerator Conference 3, 2012 3623, ISBN: 978-3-95450-115-1, URL:
<http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/IPAC2012/papers/thppd050.pdf>
(siehe S. 42, 45).
- [Die15] Y. Dieter, *Magnetoptik des Laborbeschleunigers LAB*,
Bachelorarbeit: Universität Bonn, 2015 (siehe S. 34).
- [Dima] Dimtel, Inc., *Drive Signal Generator*, abgerufen am 11.10.2017,
URL: http://dimtel.com/support/notes/drive_generator (siehe S. 98).
- [Dimb] Dimtel, Inc., *iGp12*, abgerufen am 11.10.2017,
URL: <http://dimtel.com/products/igp12> (siehe S. 39).
- [Dimc] Dimtel, Inc., *LLRF9*, abgerufen am 11.10.2017,
URL: <http://dimtel.com/products/llrf9> (siehe S. 39).
- [Dre89] A. Dreist, *Das Injektionssystem des Stretchringes ELSA*,
Dissertation: Universität Bonn, 1989 (siehe S. 98).
- [Ebe87] H. Ebeling,
Konzeption, Bau und Test eisenloser Quadrupole für die Resonanzextraktion aus ELSA,
Diplomarbeit: Universität Bonn, 1987 (siehe S. 25, 113, 121).
- [Ebe10] M. Eberhardt, *Messung und Korrektur der Arbeitspunkte während der Energierampe am Stretcherring von ELSA*, Dissertation: Universität Bonn, 2010 (siehe S. 58, 59, 61, 97, 98).
- [Eic] E. Eichhammer, *Qt Plotting Widget QCustomPlot*, abgerufen am 18.09.2017,
URL: <http://www.qcustomplot.com/> (siehe S. 38).
- [Fro+16] F. Frommberger u. a.,
„Single Electron Extraction at the ELSA Detector Test Beamline“, Englisch, *Proc. of International Particle Accelerator Conference (IPAC'16), Busan, Korea, May 8-13, 2016* (Busan, Korea), International Particle Accelerator Conference 7,
doi:10.18429/JACoW-IPAC2016-THPOW029, JACoW, 2016 4002,
ISBN: 978-3-95450-147-2,
URL: <http://jacow.org/ipac2016/papers/thpow029.pdf> (siehe S. 28, 73).
- [Gab12] S. Gabel, *Modernisierung des Kontrollprogramms des Speicherringbetriebs von ELSA*,
Bachelorarbeit: Universität Bonn, 2012 (siehe S. 34, 44, 71).
- [Göt90] T. Götz, *Vollautomatische Messung des ELSA-Arbeitspunktes mit „EPOS“*,
Diplomarbeit: Universität Bonn, 1990 (siehe S. 34).

-
- [Göt95] T. Götz, *Entwicklung und Inbetriebnahme eines verteilten Rechnerkontrollsystems zur Steuerung der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA, unter besonderer Berücksichtigung der Anforderungen des Nachbeschleunigungsbetriebes bis 3.5 GeV*, Dissertation: Universität Bonn, 1995 (siehe S. 2, 26, 31, 32, 52, 56, 65, 67).
- [Hau15] P. Hauer, *Ansteuerung und Strahldiagnose des Laborbeschleunigers LAB*, Bachelorarbeit: Universität Bonn, 2015 (siehe S. 34).
- [Hei14] D. Heiliger, *Erzeugung intensiver spinpolarisierter Elektronenstrahlen an der Beschleunigeranlage ELSA*, Dissertation: Universität Bonn, 2014 (siehe S. 21). URN: [urn:nbn:de:hbz:5n-37259](https://nbn-resolving.org/urn:nbn:de:hbz:5n-37259)
- [Heu+11] N. Heurich u. a., „A Longitudinal Kicker Cavity for a Bunch by Bunch Feedback System at ELSA“, Englisch, *Proc. of International Particle Accelerator Conference (IPAC'11), San Sebastián, Spain, September 4-9, 2011* (San Sebastián, Spain), International Particle Accelerator Conference 2, 2011 483, URL: <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/IPAC2011/papers/mopo004.pdf> (siehe S. 26).
- [Heu17] N. Heurich, *Die externe Strahlführung für Detektortests X3ED an der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA*, Dissertation: Universität Bonn, 2017 (siehe S. 1, 27, 52). URN: [urn:nbn:de:hbz:5n-49191](https://nbn-resolving.org/urn:nbn:de:hbz:5n-49191)
- [Hil+17] Hillert, Wolfgang u. a., *Beam and spin dynamics in the fast ramping storage ring ELSA: Concepts and measures to increase beam energy, current and polarization*, *EPJ Web Conf.* **134** (2017) 05002, URL: <https://doi.org/10.1051/epjconf/201713405002> (siehe S. 75, 98).
- [Hil06] W. Hillert, *The Bonn Electron Stretcher Accelerator ELSA: Past and future*, *The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei* **28** (2006) 139, ISSN: 1434-601X, URL: <http://dx.doi.org/10.1140/epja/i2006-09-015-4> (siehe S. 1, 21, 28, 67).
- [Hil00] W. Hillert, *Erzeugung eines Nutzstrahls spinpolarisierter Elektronen an der Beschleunigeranlage ELSA*, Habilitationsschrift: Universität Bonn, 2000 (siehe S. 21).
- [Hof98] M. Hoffmann, *Bau und Test gepulster Quadrupolmagnete zur Querung intrinsischer depolarisierender Resonanzen in ELSA*, Diplomarbeit: Universität Bonn, 1998 (siehe S. 70).
- [Hof01] M. Hoffmann, *Beschleunigung polarisierter Elektronen in der Bonner Elektronen-Beschleunigeranlage ELSA*, Dissertation: Universität Bonn, 2001 (siehe S. 56).
- [HOL] HOLEC, *Dokumentation und Schaltpläne der HOLEC-Netzgeräte*, Datenblatt des Netzgeräts, HOLEC (siehe S. 45).
- [Höv15] T. F. vom Hövel, *Aufbau, Untersuchung und Inbetriebnahme einer Elektronenquelle für den Laborbeschleuniger LAB*, Bachelorarbeit: Universität Bonn, 2015 (siehe S. 34).
- [IC83] R. L. IMAN und W. Conover, *A modern approach to statistics*, 1983, ISBN: 0-471-09667-9 (siehe S. 144).
- [Kam09] S. Kammer, *Strahlpolarimetrie am CBELSA/TAPS Experiment*, Dissertation: Universität Bonn, 2009 (siehe S. 56). URN: [urn:nbn:de:hbz:5N-20564](https://nbn-resolving.org/urn:nbn:de:hbz:5N-20564)

- [Kei00] J. Keil, *Messung, Korrektur und Analyse der Gleichgewichtsbahn an der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA*, Dissertation: Universität Bonn, 2000 (siehe S. 23, 25, 26, 109).
- [Kel51] J. M. Kelly, *Magnetic Field Measurements with Peaking Strips*, *Review of Scientific Instruments* **22** (1951) 256, URL: <http://dx.doi.org/10.1063/1.1745904> (siehe S. 66).
- [Kla11] F. Klarner, *Konzeption, Aufbau und Inbetriebnahme eines neuen Vorbeschleunigersystems an ELSA*, Dissertation: Universität Bonn, 2011 (siehe S. 3, 21, 75–77, 79). URN: [urn:nbn:de:hbz:5N-27211](http://nbn-resolving.org/urn:nbn:de:hbz:5N-27211)
- [Kra86] K. Krauß, *Experimentelle Bestimmung von Kenndaten der ELSA Dipol Magnete*, Diplomarbeit: Universität Bonn, 1986 (siehe S. 56).
- [Krö09] D. Krönung, *Ein Energie-Kompressor-System für die Beschleunigeranlage ELSA*, Diplomarbeit: Universität Bonn, 2009 (siehe S. 79).
- [Las63] L. Laslett, „On Intensity Limitations Imposed by Transverse Space-Charge Effects in Circular Particle Accelerators“, *Proceedings of The 1963 Summer Study on Storage Rings, Accelerators and Experimentation at Super-High Energies*, 1963 324 (siehe S. 107).
- [Lee04] S. Y. Lee, *Accelerator Physics*, Second Edition, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 2004, ISBN: 981-256-182-X (siehe S. 127).
- [Mal13] D. W. Maluski, *Magnetfeldvermessung eines Korrektormagneten für ELSA*, Bachelorarbeit: Universität Bonn, 2013 (siehe S. 150, 152).
- [Ng06] K.-Y. Ng, *Physics of intensity dependent beam instabilities*, World Scientific, 2006, ISBN: 981-256-342-3 (siehe S. 165).
- [Per14] T. Perlitius, *Entwicklung einer Ansteuerelektronik für die Netzgeräte der ELSA-Hauptmagnete*, Diplomarbeit: Universität Bonn, 2014 (siehe S. 41).
- [Pic91] M. Picard, *Das Steuer- und Strahldiagnosesystem EPOS und dessen Anwendung zur Messung des transversalen Phasenraums an ELSA*, Diplomarbeit: Universität Bonn, 1991 (siehe S. 34).
- [Pic95] M. Picard, *Entwurf, Entwicklung und Inbetriebnahme eines verteilten Rechnerkontrollsystems zur Steuerung der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA, unter besonderer Berücksichtigung der Extraktion im Nachbeschleunigungsbetrieb bis 3.5 GeV*, Dissertation: Universität Bonn, 1995 (siehe S. 2, 26, 31, 32, 35, 36, 65, 67, 93, 94).
- [Pre07] O. Preisner, *Studien zur Magneto-optik am Bonner Elektronenbeschleuniger ELSA bei Energien bis 5 GeV*, Diplomarbeit: Universität Bonn, 2007 (siehe S. 121, 135).
- [PM96] J. G. Proakis und D. G. Manolakis, *Digital Signal Processing - Principles, Algorithms, and Applications*, Prentice Hall, 1996, ISBN: 978-0-13373-762-2 (siehe S. 101).
- [PPH15] D. Proft, T. Perlitius und W. Hillert, „Development of New Microcontroller Based Power Supply Control Units at ELSA“, Englisch, *Proc. of International Particle Accelerator Conference (IPAC'15), Richmond, VA, USA, May 3-8, 2015* (Richmond, VA, USA), International Particle Accelerator Conference 6, 2015 2777, ISBN: 978-3-95450-168-7, URL: <http://jacow.org/IPAC2015/papers/wepma014.pdf> (siehe S. 41).

-
- [Pro+12] D. Proft u. a., „The Beam Loss Monitoring System at ELSA“, Englisch, *Proc. of International Particle Accelerator Conference (IPAC'12), New Orleans, Louisiana, USA, May 20-25, 2012* (New Orleans, Louisiana, USA), International Particle Accelerator Conference 3, 2012 789, ISBN: 978-3-95450-115-1, URL: <https://accelconf.web.cern.ch/accelconf/IPAC2012/papers/moppr008.pdf> (siehe S. 119).
- [Pro11] D. Proft, *Aufbau eines Monitorsystems zur Erfassung von Strahlverlust am ELSA-Stretcherring*, Diplomarbeit: Universität Bonn, 2011 (siehe S. 119).
- [Pus11] T. R. Pusch, *Bestimmung von Intensität und Position des extrahierten Elektronenstrahls an ELSA mittels Hochfrequenzresonatoren*, Dissertation: Universität Bonn, 2011 (siehe S. 38). URN: [urn:nbn:de:hbz:5n-28245](https://nbn-resolving.org/urn:nbn:de:hbz:5n-28245)
- [Rei81] K. Reichmann, *Entwurf und Aufbau eines Energiekompressors für den Vorbeschleuniger am Bonner 2,5 GeV-Synchrotron*, Dissertation: Universität Bonn, 1981 (siehe S. 74).
- [Rei13] C. Reinsch, *Ein schmalbandiges Feedbacksystem für den Elektronenbeschleuniger ELSA*, Masterarbeit: Universität Bonn, 2013 (siehe S. 75).
- [Rot12] A. Roth, *Breitbandige Feedback-Systeme zur Dämpfung kohärenter Strahlinstabilitäten am Stretcherring ELSA*, Dissertation: Universität Bonn, 2012 (siehe S. 1, 26, 101, 104). URN: [urn:nbn:de:hbz:5n-30908](https://nbn-resolving.org/urn:nbn:de:hbz:5n-30908)
- [Sau18] D. Sauerland, Dissertation in Vorbereitung: Universität Bonn, 2018 (siehe S. 28, 108).
- [Sch11] M. Schedler, *Dämpfung transversaler Multibunchinstabilitäten am Elektronenbeschleuniger ELSA*, Masterarbeit: Universität Bonn, 2011 (siehe S. 76, 98).
- [Sch15] M. Schedler, *Intensitäts- und Energieerhöhung an ELSA*, Dissertation: Universität Bonn, 2015 (siehe S. 1, 3, 25, 26, 58, 59, 61, 75, 76, 97, 101, 104, 120, 153). URN: [urn:nbn:de:hbz:5n-42070](https://nbn-resolving.org/urn:nbn:de:hbz:5n-42070)
- [Sch+11] M. Schedler u. a., „A Broadband RF Stripline Kicker for Damping Transversal Multibunch Instabilities“, Englisch, *Proc. of International Particle Accelerator Conference (IPAC'11), San Sebastián, Spain, September 4-9, 2011* (San Sebastián, Spain), International Particle Accelerator Conference 2, 2011 481, URL: <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/IPAC2011/papers/mopo003.pdf> (siehe S. 26, 76).
- [Sch14] T. Schiffer, *Erweiterung der optischen Strahldiagnose an der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA*, Masterarbeit: Universität Bonn, 2014 (siehe S. 94).
- [Sch84] M. Schillo, *Entwicklung und Test eines Mikroprozessormoduls für das ELSA-Kontrollsystem*, Diplomarbeit: Universität Bonn, 1984 (siehe S. 33).

- [Sch+15] J. Schmidt u. a., „Measurement of Momentum Compaction Factor via Depolarizing Resonances at ELSA“, Englisch, *Proc. of International Particle Accelerator Conference (IPAC'15), Richmond, VA, USA, May 3-8, 2015* (Richmond, VA, USA), International Particle Accelerator Conference 6, 2015 811, ISBN: 978-3-95450-168-7, URL: <http://jacow.org/IPAC2015/papers/mopha015.pdf> (siehe S. 56, 148).
- [Sch17] J. F. Schmidt, *Spindynamik in Elektronensynchrotronen*, Dissertation: Universität Bonn, 2017 (siehe S. 33, 52, 56, 61). URN: <urn:nbn:de:hbz:5n-48314>
- [SK17] H. Schmieden und F. Klein, „Photoproduction of Mesons“, *EPJ Web of Conferences*, Bd. 134, EDP Sciences, 2017 03001 (siehe S. 1).
- [Swi+13] M. Switka u. a., „Streak Camera Imaging at ELSA“, Englisch, *Proc. of International Beam Instrumentation Conference (IBIC'13), Oxford, UK, September 16-19, 2013* (Oxford, UK), International Beam Instrumentation Conference 2, JACoW, 2013 132, ISBN: 978-3-95450-127-4, URL: <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/IBIC2013/papers/MOPC31.pdf> (siehe S. 91).
- [Swi13] M. Switka, *Optical Beam Diagnosis at ELSA Based on a Streak Camera System with Picosecond Temporal Resolution*, Masterarbeit: Universität Bonn, 2013 (siehe S. 91).
- [Swi18] M. Switka, Dissertation in Vorbereitung: Universität Bonn, 2018 (siehe S. 1, 56).
- [Swi+16] M. Switka u. a., „Synchrotron Radiation Diagnostics Performance at ELSA“, Englisch, *Proc. of International Particle Accelerator Conference (IPAC'14), Dresden, Germany, June 15-20, 2014* (Dresden, Germany), International Particle Accelerator Conference 5, JACoW, 2016 3471, URL: <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/IPAC2014/papers/thpme099.pdf> (siehe S. 92, 94).
- [Tex09] Texas Instruments, *DAC8734 Quad, 16-Bit, High-Accuracy, ± 16 V, Serial Input DIGITAL-TO-ANALOG-CONVERTER*, Texas Instruments, 2009 (siehe S. 45).
- [Thi+13] J.-P. Thiry u. a., „The New Orbit Correction System at ELSA“, Englisch, *Proc. of International Particle Accelerator Conference (IPAC'13), Shanghai, China, May 12-17, 2013* (Shanghai, China), International Particle Accelerator Conference 4, 2013 479, ISBN: 978-3-95450-122-9, URL: <https://accelconf.web.cern.ch/accelconf/IPAC2013/papers/mopme006.pdf> (siehe S. 25).
- [Thi11] J.-P. Thiry, *Mikrocontrollerbasierte Regelung der Hochfrequenzamplitude des ELSA Booster-Synchrotrons*, Diplomarbeit: Universität Bonn, 2011 (siehe S. 26, 66).
- [Thi18] J.-P. Thiry, Dissertation in Vorbereitung: Universität Bonn, 2018 (siehe S. 3, 25, 26, 35, 52, 54–56, 63, 68, 109, 110, 113, 153).
- [UCT09] UCTE, *Policy 1: Load-Frequency Control and Performance*, System Operations Reports, Continental Europe Operation Handbook, abgerufen am 31.08.2018, UCTE, 2009, URL: https://www.entsoe.eu/fileadmin/user_upload/_library/publications/entsoe/Operation_Handbook/Policy_1_final.pdf (siehe S. 65).

-
- [Wen94] J. Wenzel, *Entwicklung und Test eines Simulators der Teilchenbewegung in der Bonner 3.5 GeV-Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA*, Dissertation: Universität Bonn, 1994 (siehe S. 32, 52).
- [Wer88] C. Wermelskirchen, *Das Kontroll- und Steuersystem der Bonner 3,5 GeV-Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA*, Dissertation: Universität Bonn, 1988 (siehe S. 31, 158).
- [Wie93] H. Wiedemann, *Particle Accelerator Physics: Basic Principles and Linear Beam Dynamics*, Springer-Verlag Berlin, 1993, ISBN: 3-540-56550-7 (siehe S. 10, 12, 13, 15–17, 20, 25).
- [Wie95] H. Wiedemann, *Particle Accelerator Physics II: Nonlinear and Higher-Order Beam Dynamics*, Springer-Verlag Berlin, 1995, ISBN: 3-540-57564-2 (siehe S. 10, 12, 19, 107).
- [Wil96] K. Wille, *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*, 2. Auflage, B.G. Teubner Stuttgart, 1996, ISBN: 3-519-13087-4 (siehe S. 6–8, 10–13, 17, 18, 23, 25, 66, 68, 108, 112, 134).
- [Xil11] Xilinx, *Xilinx DS160 Spartan-6 Family Overview*, Xilinx, 2011, URL: https://www.xilinx.com/support/documentation/data_sheets/ds160.pdf (siehe S. 77).
- [Xil12] Xilinx, *SP601 Hardware User Guide*, Xilinx, 2012, URL: https://www.xilinx.com/support/documentation/boards_and_kits/ug518.pdf (siehe S. 79).
- [Xil15] Xilinx, *Xilinx DS162 Spartan-6 FPGA Data Sheet: DC and Switching Characteristics*, Xilinx, 2015, URL: https://www.xilinx.com/support/documentation/data_sheets/ds162.pdf (siehe S. 77, 78, 157).
- [Zan13] S. Zander, *Optische Strahldiagnose an der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA*, Dissertation: Universität Bonn, 2013 (siehe S. 1, 28, 73, 91). URN: [urn:nbn:de:hbz:5n-33659](https://nbn-resolving.org/urn:nbn:de:hbz:5n-33659)
- [Zim86] M. Zimmer, *Messung der Multipolverteilung der ELSA - Quadrupol- und Sextupolmagnete*, Diplomarbeit: Universität Bonn, 1986 (siehe S. 56).
- [Zim10] R. Zimmermann, *Ein Kicker-Cavity für ein longitudinales Feedbacksystem an ELSA*, Diplomarbeit: Universität Bonn, 2010 (siehe S. 26).
- [Zim16] T. Zimmermann, *Møller polarimetry for the BGO-OD experiment and cross section measurement of the reaction $p \rightarrow K +$ at the extreme forward angles*, Dissertation: Universität Bonn, 2016 (siehe S. 56). URN: [urn:nbn:de:hbz:5n-45967](https://nbn-resolving.org/urn:nbn:de:hbz:5n-45967)

Abbildungsverzeichnis

2.1	Mit dem Teilchen auf der Sollbahn mitbewegtes Koordinatensystem.	6
2.2	Darstellung der simulierten optischen Funktionen am Beispiel des ELSA-Speicherrings.	8
2.3	Phasenellipse in der $x-x'$ Ebene.	9
2.4	Ladungsdichteverteilung eines Elektronenstrahls im Kreisbeschleuniger.	9
2.5	Funktionsprinzip der Phasenfokussierung.	11
2.6	Effekt einer Dipolfeldstörung zur Veranschaulichung einer Resonanz bei ganzzahligem Arbeitspunkt.	14
2.7	Arbeitspunktdiagramm bis zur dritten Ordnung.	19
3.1	ELSA-Plan.	22
3.2	Simulierte optische Funktionen des ELSA-Speicherrings.	24
3.3	Zyklus im Nachbeschleunigungsmodus.	27
4.1	Schematische Darstellung der Kontrollsystemhierarchie.	31
4.2	Darstellung der Teilschritte bei einer rechnerübergreifenden Schreiboperation mit Integration der neuen Archivdatenbank.	36
4.3	Abbildung der Anwendung zur Anzeige von Messreihen aus der Archivdatenbank.	38
5.1	Schema der Ansteuerung der Hauptmagnete (oberer Zweig) und Korrektormagnete (unterer Zweig) des Speicherrings.	42
5.2	Minimale Schrittweite der Arbeitspunkteinstellung in Abhängigkeit der Energie.	43
5.3	Definition einer Steuerkurve im Nachbeschleunigungsmodus.	44
5.4	Foto der NAUDIS-Hauptplatine.	45
5.5	Schema des Aufbaus der NAUDIS-Hauptplatine.	46
5.6	Verstärkung der NAUDIS-Boards im unipolaren Betriebsmodus.	48
5.7	Integrale Nichtlinearität eines DACs eines NAUDIS-Boards.	50
5.8	Zeitlicher Verlauf der Verstärkung eines der DACs eines NAUDIS-Boards.	51
5.9	Berechnungsschema für die Ansteuerkurven der Magnete.	53
5.10	Karten zur Bestimmung der Quadrupolstärke $k_{f,d}$ der jeweiligen Quadrupolmagnetfamilie.	54
5.11	Relative Abweichung zwischen der simulierten und der interpolierten Quadrupolstärke.	55
5.12	Arbeitspunktmessung während der Rampe mit und ohne Arbeitspunktkorrektur.	60
5.13	Messung der Abweichung der transversalen Arbeitspunkte bei verschiedenen Energien.	62
6.1	Ablaufsteuerung der Beschleunigung im Booster-Synchrotron.	66
6.2	Darstellung der einzelnen Phasen des Zyklus im Nachbeschleunigungsmodus. Der Beginn der jeweiligen Phase ist gekennzeichnet.	67
6.3	Schema des Aufbaus sowie Signallaufplan des alten Timing-Systems.	69
6.4	Signallaufplan des alten Timing-Systems.	69
6.5	Tastverhältnis des Beschleunigungszyklus in Abhängigkeit der Injektionsschusszahl.	73

6.6	Blockschaltbild des neuen Timing-Systems	77
6.7	Aufbereitung des Taktsignals des FPGAs.	78
6.8	Beschleunigerzyklus im Nachbeschleunigungsmodus mit dem neuen Timing-System	81
6.9	Modell des <i>endlichen Automaten</i> nach dessen Vorbild die Ablaufsteuerung des Injektionsgenerators implementiert ist.	82
6.10	Schematische Darstellung des Booster-Synchrotrons und des Speicherrings zur Visualisierung des Single-Bunch-Akkumulation.	84
6.11	Blockdiagramm der Signalaufbereitung für die Injektions- und Extraktionstrigger des Booster-Synchrotrons.	84
6.12	Kontrollsystemmenü zur Steuerung des Timing-Systems.	88
6.13	Kontrollsystemmenü zur Steuerung des Injektions- und Bunchpatterngenerators.	89
6.14	Kontrollsystemmenü zur Steuerung des Master-Zyklusgenerators.	90
6.15	Messung der Füllstruktur mithilfe der Streak-Kamera.	91
6.16	Position der Bunchfolge im Speicherring relativ zur ELSA-Umlaufclock in Abhängigkeit des eingestellten Buckets im Bunchpattern-Generator.	92
6.17	Versatz der Injektionsschüsse zur Herstellung einer homogenen Füllstruktur im Speicherring.	94
6.18	Mit der Streak-Kamera gemessene Füllstruktur im Speicherring.	95
7.1	Parameter des digitalen Signalgenerators des Bunch-by-Bunch-Feedbacksystems.	99
7.2	Vertikales Strahlspektrum mit angepasster Gauß-Funktion zur Bestimmung des Arbeitspunkts.	100
7.3	Vereinfachtes Schema der Funktionsweise des Bunch-by-Bunch-Feedbacksystems.	101
7.4	Arbeitspunktmessung mithilfe des Bunch-by-Bunch-Feedbacksystems bei aktivierter Dämpfung.	102
7.5	Abhängigkeit des longitudinalen Arbeitspunkts vom horizontalen Arbeitspunkt.	103
7.6	Abhängigkeit des gemessenen vertikalen Arbeitspunkts vom, für den FIR-Filter des Bunch-by-Bunch-Feedbacksystem eingestellten, Nachkommaanteils des Arbeitspunkts.	105
7.7	Gemessener horizontaler Arbeitspunkt in Abhängigkeit des eingestellten horizontalen Arbeitspunkts.	106
7.8	Messung der Abhängigkeit der transversalen Arbeitspunkte vom gespeicherten Strahlstrom.	107
7.9	Relative Arbeitspunktverschiebung abhängig von der Stärke der Extraktionssextupolmagnete.	110
7.10	Verschiedene Ursachen für eine Arbeitspunktverschiebung und deren Größenordnung.	111
7.11	Abhängigkeit des horizontalen und vertikalen Arbeitspunkts vom Luftquadrupolstrom.	112
8.1	Arbeitspunktdiagramm bis zur vierten Ordnung inklusive Synchrotronkoppelresonanzen.	116
8.2	Helfen sie dem Arbeitspunkt aus dem Resonanzenlabyrinth	117
8.3	Strom des gespeicherter Strahls im Speicherring während eines Zyklus im Nachbeschleunigungsmodus	118
8.4	Ablaufplan des Programms zur halbautomatischen Vermessung der Resonanzen im Speicherring.	122
8.5	Beispielhafte Messung der Strahlverlustrate in Abhängigkeit des horizontalen Arbeitspunkts bei festem vertikalen und longitudinalen Arbeitspunkt.	124
8.6	Messung der Strahlverlustrate bei verschiedenen vertikalen Arbeitspunkten.	126
8.7	Darstellung der normierten Strahlverlustrate bei verschiedenen longitudinalen Arbeitspunkten.	128
8.8	Darstellung der Resonanzmaxima zusammen mit den theoretisch berechneten Resonanzen.	129

8.9	Messung der Verschiebung des gemessenen vertikalen Arbeitspunkts in Abhängigkeit des mithilfe der Hauptmagnete und Luftquadrupolmagnete eingestellten horizontalen Arbeitspunkts.	131
8.10	Messung der Strahlverlustrate in Abhängigkeit der Extraktionssextupolstärke.	134
8.11	Logarithmische Darstellung der gemessenen Strahlverlustrate \hat{R} in Abhängigkeit des horizontalen und vertikalen Arbeitspunkts bei festem longitudinalen Arbeitspunkt. . .	136
8.12	Arbeitspunktdiagramm mit den für den Speicherring relevanten Resonanzen.	137
A.1	Zeilenformat der in der Archivdatenbank hinterlegten Datensätze.	143
B.1	SRAM-Layout der NAUDIS-Boards.	148
B.2	Nullpunktsfehler der NAUDIS-Boards im unipolaren Betriebsmodus.	149
B.3	Nullpunktsfehler der NAUDIS-Boards im bipolaren Betriebsmodus.	149
B.4	Verstärkung der NAUDIS-Boards im bipolaren Betriebsmodus.	150
B.5	Kalibrierung der ADCs der NAUDIS-Boards.	151
B.6	Integrierte Flussdichte der horizontalen Korrektoren in Abhängigkeit des Erregerstroms. .	152
B.7	Integrierte Flussdichte der vertikalen Korrektoren in Abhängigkeit des Erregerstroms. .	152
B.8	Arbeitspunktmessung während der Rampe mit und ohne Arbeitspunkt Korrektur bei zusätzlicher Verzögerung der Steuerkurven.	154
B.9	Messung der transversalen Strahlposition in den BPMs.	155
C.1	Schematische Darstellung der Treiber- bzw. Receiverschaltung der FPGA-Erweiterungsplatine.	157
C.2	Kontrollsystemmenü zur Einstellung der individuellen Triggerverzögerungen in Ringmitte. .	160
C.3	Blockschaltbild der Dekodierung von Ereignisadressen zu Triggersignalen.	161
C.4	Kontrollsystemmenüs zur Definition des Zyklus im Nachbeschleunigungsmodus. . . .	162
C.5	Kontrollsystemmenüs zur detaillierten Einstellung des Nachbeschleunigungsmodus. . .	163
D.1	Messung der Strahlverlustrate bei unterschiedlichen Extraktionssextupolstärken und unterschiedlichen vertikalen Arbeitspunkten.	167
D.2	Messung der Strahlverlustrate bei drei verschiedenen Extraktionssextupolstärken. . . .	168
D.3	Darstellung der Resonanzmaxima zusammen mit den theoretisch berechnen Resonanzen unter Berücksichtigung der Arbeitspunktverschiebungen.	169
D.4	Longitudinaler Arbeitspunkt in Abhängigkeit des horizontalen Arbeitspunkts bei verschiedenen Extraktionssextupolstärken.	170
F.1	Simulation des Momentum-Compaction-Faktors.	175

Akronyme

ADC	Analog-Digital-Wandler. 33, 45, 47, 57, 148, 186
BLM	Strahlverlustmonitor. 119, 121, 123, 135, 178
BPM	Beam Position Monitor. 23, 26, 51, 54, 55, 101, 108, 155
DAC	Digital-Analog-Wandler. 32, 41, 45, 48, 53, 57, 58, 147, 148, 186
DCCT	Direct-Current Current Transformer. 118, 119
DFS	digitaler Frequenzgenerator. 98, 99
EEPROM	Electrically Erasable Programmable Read-Only Memory. 47
EPICS	Experimental Physics and Industrial Control System. vi, 39, 40, 144, 145, 179
EPOS	Elsa Physics Operating Sytem. 34, 71
FFT	schnelle Fouriertransformation. 179
FIR	Finite Impulse Response. 101, 104, 105, 198
FPGA	Field Programmable Gate Array. iii, v, 26, 65, 76–83, 85–89, 92, 139, 141, 157–161
GPIB	General Purpose Interface Bus. 32
GPIO	general purpose input/output. 157, 159, 161
HDLC	High-Level Data Link Control. 32
INL	integrale Nichtlinearität. 49
LFSR	linear feedback shift register. 161
LVDS	Low Voltage Differential Signaling. 78, 157
LVTTL	Low-Voltage-TTL. vi, 79, 157
MACS	Microprocessor aided Accelerator Control System. 32, 33, 41–44, 56, 70, 72, 121
NAUDIS	Neue Analoge und Digitale Interface-Schaltung. 35, 72
ORM	Orbit Response Matrix. 54, 55, 153
PLL	Phase-locked loop. 78, 87, 158
SPI	Serial Peripheral Interface. 45
SRAM	Static Random-Access Memory. 46, 47, 147, 148
TTL	Transistor-Transistor-Logik. 45, 79, 157
USB	Universal Serial Bus. 86
VME	Versa Module Eurocard. 32, 34

Danksagung

Vieles von dem, was ich in den letzten Jahren erreicht habe, wäre nicht ohne die Unterstützung von unzähligen wundervollen Menschen möglich gewesen. Ich hatte die Gelegenheit, viele neue und äußerst hilfsbereite Kollegen und Freunde kennenzulernen, von denen ich stellvertretend einen Teil namentlich erwähnen möchte.

An erster Stelle geht mein Dank an meinen Betreuer Herrn Prof. Dr. Wolfgang Hillert, der mir die Möglichkeit für die Promotion gegeben hat. Danke für das Vertrauen und die Gelegenheit zur selbstständigen wissenschaftlichen Arbeit in der ELSA-Arbeitsgruppe. Seine Begeisterung in den Vorlesungen war es, die erst mein Interesse für die Beschleunigerphysik geweckt hat.

Vielen Dank an Herrn Prof. Dr. Klaus Desch für die Übernahme des Koreferats. Herrn Prof. Dr. Bastian Kubis und Herrn Prof. Dr. Peter Vöhringer danke ich dafür, dass sie sich als Mitglieder der Promotionskommission zur Verfügung gestellt haben.

Der Grund, weshalb ich jeden Tag mit Freude ins Institut gekommen bin, ist die ELSA-Arbeitsgruppe. Vielen Dank für unzählige Stunden, teils hitziger, Diskussionen rund um physikalische und nicht-physikalische Themen. Ich bedanke mich stellvertretend für viele Kollegen bei Dennis Sauerland, Jan Schmidt, Jens-Peter Thiry, Michael Switka und Nikolas Heurich für die schöne Atmosphäre und insbesondere bei Jens-Peter und Jan für den Austausch auf dem Themenfeld der Softwareentwicklung mit dem Schwerpunkt C++. Ich blicke auf viele erfolgreiche Strahltage und -nächte zurück, zu deren Gelingen ebenfalls Manuel Schedler einen großen Beitrag geleistet hat. Diese Nächte waren der Nährboden für viele kleine und kreative Nebenprojekte rund um ELSA.

Hervorzuheben an dieser Stelle ist auch Thomas Perlitius, dem ich für die Konzeption und den Bau der NAUDIS-Module – beginnend bei den ersten Testaufbauten auf dem Steckbrett bis hin zur Serienfertigung der Module und Erweiterungskarten – sowie seine zahlreichen Tipps und Tricks bei der Entwicklung von Elektronik zu großem Dank verpflichtet bin.

Herrn Dr. Frank Frommberger danke ich für den unermüdlichen Einsatz bei der Verbesserung des Kontrollsystems, für die fruchtbare Zusammenarbeit bei der Umstellung des Kontrollsystems auf Linux, sowie für die Unterstützung bei zahlreichen Strahlzeiten bis in die späten Abendstunden hinein.

Auch Dr. Andreas Dieckmann, den nicht-wissenschaftlichen Mitarbeitern, dem Techniker-Stab, Philipp Hänisch und Sabine Germann gilt mein Dank.

Frank Frommberger, Nikolas Heurich, Thomas Perlitius, Dennis Sauerland, Jan Schmidt, Michael Switka und Jens-Peter Thiry danke ich fürs Korrekturlesen der Arbeit und die vielen Anregungen und konstruktiven Vorschläge. Und natürlich meiner Mutter Susanne, die konsequent meine chaotischen Satzkonstruktionen verbessert und Kommas ergänzt hat.

Zum Schluß gilt mein besonderer Dank meiner ganzen Familie, insbesondere meinem Vater Georg, meiner Mutter Susanne sowie meiner Schwester Angelina für die großartige Unterstützung, ohne die mein Studium nicht möglich gewesen wäre.

PS: Bis auf sehr wenige Ausnahmen konnte ich diese Arbeit allein mit dem Einsatz quelloffener und frei verfügbarer Software erstellen. Dafür möchte ich mich bei allen Entwicklern, die viele der Open-Source-Programme und Tools in ihrer Freizeit weiterentwickeln und verbessern, herzlich bedanken!