



tu technische universität
dortmund

Dissertation

zur Erlangung des Grades eines Doktors der
Naturwissenschaften an der Fakultät Physik der
Technischen Universität Dortmund

**Lebensdauerverbesserung und
Strahlstabilisierung durch
longitudinale Phasenmodulation am
Elektronenspeicherring Delta**

Jonathan Fürsch

Juni 2014

1. Gutachter: Prof. Dr. Thomas Weis

2. Gutachter: Prof. Dr. Metin Tolan

Vertreter der wissenschaftlichen Mitarbeiter: Dr. Michael Paulus

Tag der mündlichen Prüfung: 16. Oktober 2014

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Die Speicherringanlage DELTA	5
2.1	Übersicht über DELTA	5
2.2	Eigenschaften der Synchrotronstrahlung	7
2.3	Betrieb bei hohen Strahlströmen	8
2.4	Lösungsansätze	13
2.4.1	Stabilisierung der transversalen Arbeitspunkte	13
2.4.2	Stabilisierung longitudinaler Strahlschwingungen	14
2.4.3	Dämpfungsantennen im Hohlraumresonator	14
2.4.4	Veränderung der Füllstruktur	16
2.4.5	Phasenmodulation	17
3	Theoretische Grundlagen der Teilchendynamik	19
3.1	Teilchenbewegung	19
3.1.1	Transversale Teilchenbewegung: Betatronschwingungen	19
3.1.2	Transversaler Arbeitspunkt	21
3.1.3	Longitudinale Teilchenbewegung: Synchrotronschwingungen	22
3.2	Kohärente Schwingungen gekoppelter Bunche	25
3.3	Elektronenverlustmechanismen und Lebensdauer	27
3.3.1	Touschek-Effekt	27
3.3.2	Restgasstreuung, Restgas-Lebensdauer	28
3.3.3	Synchrotronstrahlung, Quantum-Lebensdauer	29
3.3.4	Bestimmung von Lebensdaueranteilen	30
3.4	Anregung von Strahlschwingungen	31
3.4.1	Wakefelder und Impedanzen	31
3.4.2	Schwingungsmoden des Hohlraumresonators	32
3.5	Dämpfungsmechanismen von Strahlschwingungen	33
3.5.1	Landaudämpfung	33
3.5.2	Synchrotronstrahlungsdämpfung	35
3.6	Phasenmodulation	35
3.6.1	Prinzip der Phasenmodulation	36
3.6.2	Betriebsparameter	37
3.6.3	Hochfrequenzkomponenten eines Phasenmodulationssystems	38
3.6.4	Phasenmodulationsverfahren	39
4	Numerische Simulation der longitudinalen Teilchendynamik	43
4.1	Simulation ohne Phasenmodulation	45

4.2	Simulation mit Phasenmodulation	45
5	Aufbau	49
5.1	Aufbau des Phasenmodulationssystems	49
5.1.1	Auswahl des Phasenmodulationsverfahrens	50
5.1.2	Entwicklung eines externen Modulators	51
5.1.3	Die Ansteuerung	56
5.2	Aufbau der Messsysteme	58
5.2.1	Zeitmessung	58
5.2.2	Synchronisation	58
5.2.3	Triggerung von Hochgeschwindigkeitsmessungen	59
5.2.4	Schwellwerttrigger für schnelle Strahlausfallerkennung	60
5.2.5	Strommesstransformator	61
5.2.6	Scapermessungen	61
5.2.7	Strahllagemonitore	62
5.2.8	Oszilloskop	65
5.2.9	Optische Strahldiagnose	66
5.2.10	Spektrumanalysator	68
5.2.11	Automatisierung von Messung und Auswertung	69
6	Messungen und Ergebnisse	71
6.1	Ergebnisse der Simulation der longitudinalen Teilchendynamik	71
6.2	Vergleich von Messungen und Simulationsergebnissen	71
6.3	Ergebnisse der Phasenmodulation	77
6.3.1	Betriebsverhalten	77
6.3.2	Scapermessungen	78
6.3.3	Veränderung der longitudinalen Strahleigenschaften	80
6.3.4	Veränderung der transversalen Strahleigenschaften	80
6.3.5	Reduzierung von Temperaturproblemen	82
6.3.6	Verbesserung des Vakuumdrucks	83
6.3.7	Bunchaufteilung	83
6.3.8	Betriebsparameteroptimierung für die Lebensdauerverbesserung	83
7	Diskussion	93
8	Zusammenfassung	97
A	Anhang	99
A.1	Umgebungsbedingungen für Elektronik	99
A.2	Verbesserungen durch Synchronisation	100
A.3	Kontrollsystem	101
A.4	Format der automatisiert gemessenen Datenreihen	101
	Abbildungsverzeichnis	103
	Literaturverzeichnis	105

Verwendete Software	113
Verwendete Geräte	115
Danksagung	121

1 Einleitung

In den letzten Jahrzehnten wurden verschiedene Untersuchungsverfahren entwickelt, die der Erforschung der kondensierten Materie eine zunehmende Vielfalt an völlig neuen Möglichkeiten bieten. Einen wichtigen Bereich davon bilden die auf der Nutzung künstlich erzeugter hochenergetischer elektromagnetischer Strahlung basierenden Untersuchungsverfahren. Pionier war hier Wilhelm Conrad Röntgen, der für die Entdeckung der nach ihm benannten Strahlen 1901 den ersten Physiknobelpreis erhielt.

Zur Erzeugung von Röntgenstrahlung in einer Röntgenröhre lässt man elektrisch beschleunigte Elektronen auf eine Anode treffen. Die Photonenenergie der beim Auftreffen des Elektronenstrahls auf der Anode entstehenden Bremsstrahlung ist nach oben hin begrenzt durch die Energie der auftreffenden Elektronen. Um größere Photonenenergien zu erreichen [47] und um teilchenphysikalische Experimente durchzuführen, wurden verschiedene neuentwickelte Beschleunigertypen eingesetzt, die größere Teilchenenergien ermöglichten. Bei einem davon handelt es sich um das Synchrotron, bei dem Elektronen (oder andere geladene Teilchen) von einem Magnetfeld auf einer Kreisbahn gehalten werden, das synchron mit der Teilchenenergie ansteigt. Der Kreisradius bleibt dadurch konstant und dieselbe Beschleunigungsstrecke wird bei jedem Umlauf erneut durchlaufen. Am 24. April 1947 wurde von Floyd Haber an einem Teilchenbeschleuniger des Typs Synchrotron erstmals Licht entdeckt, das von dem Elektronenstrahl bereits vor dem Auftreffen auf der Anode abgegeben wurde [47]. Vorhergesagt wurde dieser Effekt bereits früher und wurde bereits als Hindernis auf dem Weg zu sehr großen Teilchenenergien erkannt, die Beobachtung gelang aber erst dort [48]. Allgemein wird deshalb elektromagnetische Strahlung, die bei Ablenkung schneller geladener Teilchen transversal zu deren Bewegungsrichtung entsteht, als Synchrotronstrahlung bezeichnet. Synchrotronstrahlung wurde zunächst parasitär an für teilchenphysikalische Experimente errichteten Teilchenbeschleunigern genutzt, später wurden eigene Synchrotronstrahlungsquellen gebaut und diese weiter optimiert, was auch Gegenstand der vorliegenden Arbeit ist.

Die Elektronenspeicherringanlage DELTA an der Technischen Universität Dortmund dient im Standardnutzertbetrieb der Erzeugung von Synchrotronstrahlung für die Erforschung der kondensierten Materie, insbesondere aber auch für Oberflächenanalysen. Im Vergleich zu einer Röntgenröhre hat die Strahlung hier nicht nur größere Photonenenergien und eine größere Intensität, sondern auch noch eine Reihe weiterer Vorteile.

1 Einleitung

So kann die Photonenenergie in weiten Bereichen von Infrarot bis zu harter Röntgenstrahlung frei gewählt werden, es sind deutlich kleinere Abstrahlwinkel erzielbar und abhängig von der jeweiligen Strahllinie stehen verschiedene Polarisierungen (linear, zirkular) zur Verfügung.

Ziel im Standardnutzerbetrieb von DELTA ist die Bereitstellung eines qualitativ hochwertigen und intensiven Photonenflusses bei der jeweils gewünschten Photonenenergie zur Bestrahlung von Materialproben (Produkt aus Brillanz und Strahlstrom, siehe Kapitel 2.2). Hierfür ist die Anzahl der am Quellort der jeweiligen Strahllinie abgelenkten Elektronen und der Abstrahlwinkel der dabei erzeugten Photonen entscheidend. Um die Synchrotronstrahlungserzeugung zu optimieren, wird angestrebt, die Elektronen möglichst lange im Speicherring zu halten und instabiles Schwingungsverhalten des Elektronenstrahls zu vermeiden.

Eine mögliche Form von Instabilitäten tritt dann auf, wenn die im Kreisbeschleuniger gespeicherten Elektronenpakete (Bunche) longitudinale bzw. transversale Schwingungen gegeneinander ausführen. Eine solche Instabilität tritt dann auf, wenn die Anregung einer solchen Schwingungsmode die ihr entgegen gerichtete Dämpfung durch Synchrotronstrahlung übersteigt. Instabiles Schwingungsverhalten kann neben Strahlaufweitung dazu führen, dass gespeicherte Elektronen durch Streuprozesse oder direkt durch Verlassen des stabilen Bereiches verloren gehen, der transversal durch die Apertur und longitudinal durch die Separatrix begrenzt ist. Hierdurch kommt es zu einer Lebensdauerreduktion bis hin zu einem (Teil-)Strahlverlust. Bei DELTA wird insbesondere bei hohen Strahlströmen häufig das Auftreten einer Instabilität einer longitudinalen Schwingungsmode beobachtet. Im Falle longitudinaler Schwingungsmoden entsteht instabiles Schwingungsverhalten üblicherweise durch die Wechselwirkungen zwischen dem Elektronenstrahl und der ihn umgebenden Vakuumkammer. Diese werden vermittelt durch elektrische Felder innerhalb der Vakuumkammer, die in Wechselwirkungen mit der Vakuumkammerwand selbst auch durch Schleppfelder gespeicherter Elektronen entstehen können. Die Ausbreitung der Schleppfelder wird wesentlich bestimmt durch die Geometrie und die elektrische Leitfähigkeit der Vakuumkammerwand.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird daher zunächst mit verschiedenen Verfahren nach der Ursache der longitudinalen Schwingungsmode gesucht, die bei hohen Strahlströmen besonders häufig stark angeregt ist. Dabei werden Zusammenhänge zwischen dem Auftreten dieser Mode und Parametern aus dem Bereich des Speicherring-Hochfrequenzsystems beobachtet, die eine Beeinflussbarkeit der Mode durch das Speicherring-Hochfrequenzsystem möglich erscheinen lassen.

Es wird durch Vergleich verschiedener Verfahren, Simulationsrechnungen und experimentelle Voruntersuchungen gezeigt, dass insbesondere durch eine Phasenmodulation

der Speicherring-Hochfrequenz eine erhebliche Verbesserung insbesondere der longitudinalen Strahlstabilität und der Strahllebensdauer erreicht werden kann.

Für die dauerhafte und zuverlässige Verbesserung dieser Strahleigenschaften wird im Rahmen der vorliegenden Arbeit ein System zur longitudinalen Phasenmodulation der Nachbeschleunigungsspannung im Hohlraumresonator des Speicherrings Delta konzipiert, entwickelt, aufgebaut, in Betrieb genommen und erprobt. Abschließend werden in Kapitel 6 und 7 die hierbei erzielten Ergebnisse dargestellt und diskutiert.

2 Die Speicherringanlage DELTA

In diesem Kapitel wird zunächst eine Übersicht über die Speicherringanlage DELTA gegeben. Im Folgenden werden dann verschiedene Möglichkeiten zur Vermeidung unerwünschter Schwingungszustände des gespeicherten Elektronenstrahls dargestellt.

2.1 Übersicht über DELTA

Die Dortmunder Elektronenspeicherringanlage (DELTA) ist eine Synchrotronstrahlungsquelle der dritten Generation. Hauptbestandteil von DELTA ist der Speicherring Delta. Die Injektionskette besteht im Wesentlichen aus Elektronenkanone, Linearbeschleuniger (Linac), erstem Transferkanal (T1), Boostersynchrotron (BoDo) und zweitem Transferkanal (T2). In Abbildung 2.1 sind daneben auch dargestellt der Supraleitende Asymmetrische Multipol-Wiggler (SAW), die Undulatoren U55 und U250, sowie die Strahllinien (BL1 ... BL12).

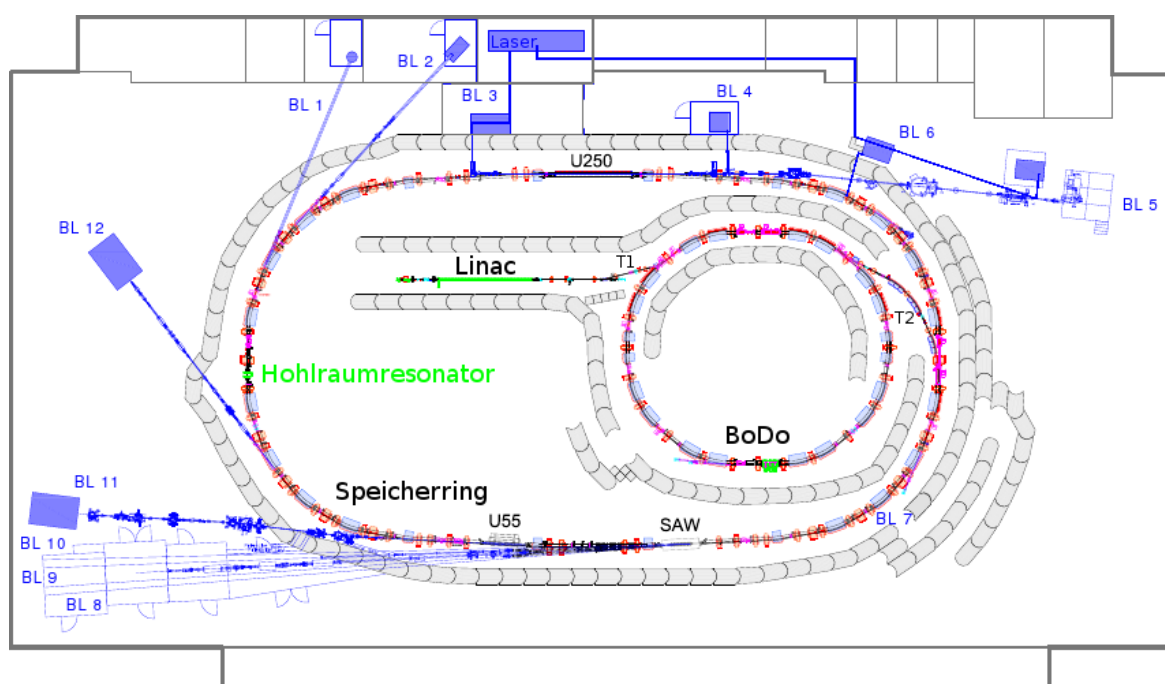


Abbildung 2.1: DELTA-Übersicht

Die Ringlänge des Speicherrings Delta beträgt 115,2 m. Bei der Standardbetriebshochfrequenz von 499,819 MHz ergeben sich auf dieser Länge 192, mit nahezu Lichtgeschwindigkeit umlaufende Sollteilchenpositionen, jeweils im Abstand der Wellenlänge der Betriebshochfrequenz. Um jede der Sollteilchenpositionen existiert im longitudinalen Phasenraum ein phasenstabiler Bereich, in dem Elektronen gespeichert werden können (siehe auch Kapitel 3.1.3). Eingeschlossen wird dieser Bereich durch die Separatrix, der Trajektorie eines grenzstabilen Teilchens. Der phasenstabile Bereich innerhalb der Separatrix ist vergleichbar mit einem Eimer (engl. „bucket“), in dem Wassertropfen gefangen sind [9, S. 208], und wird deshalb auch als Bucket bezeichnet. Im Standardbetrieb wird der Speicherring mit einer Strahlenergie von 1,5 GeV betrieben. Injiziert wird dabei bis 130 mA Strahlstrom. Die Nachbeschleunigung erfolgt in einem Hohlraumresonator (Doris-Cavity). Bei der Standardfüllstruktur sind 144 der 192 Buckets mit je einem Elektronenpaket, einem sogenannten (Elektronen-)Bunch, gefüllt. Der dazwischen liegende Bereich mit den verbleibenden leeren Buckets bildet die Austastlücke. Diese stellt Zeit für Diffusionsprozesse durch Strahlteilchen ionisierter Restgasatome zur Verfügung [45, S. 8]. Die Lebensdauer des Strahls (siehe Kapitel 2.2) wird bei hohen Strahlströmen begrenzt durch Restgasstreuung und Touschek-Effekt [20], sowie durch Instabilitäten [1]. Der Begrenzung durch Restgasstreuung wird mit einem Ultrahochvakuumsystem begegnet, das Restgasatome auf nahezu der gesamten Ringlänge appumpt. Hierzu verläuft parallel zur Strahlkammer auf der Ringinnenseite eine Pumpkammer, die einen sehr großen Pumpquerschnitt ermöglicht. Die meisten zum Betrieb der Anlage erforderlichen Steuerungs-, Überwachungs- und Regelungsfunktionen werden mit Hilfe eines EPICS-basierten Kontrollsystems realisiert (siehe Kapitel A.3).

Betriebsparameter	Bezeichnung	Wert	Einheit
Betriebshochfrequenz	f_{HF}	499,819	MHz
Wellenlänge der Betriebshochfrequenz	$\lambda_{\text{HF}} = \frac{c}{f_{\text{HF}}}$	60	cm
Ringlänge	l	115,2	m
Maximale Bunchanzahl	$M = \frac{l}{\lambda_{\text{HF}}}$	192	
Füllstruktur		3/4	Rechteckfüllung
Strahlenergie	E	1,5	GeV
Strahlstrom	I	bis 130	mA
Strahllebensdauer (bei 100 mA)	τ	6 bis 12	h

Tabelle 2.1: Delta-Betriebsparameter im Standardbetrieb

2.2 Eigenschaften der Synchrotronstrahlung

Die Nutzung von Synchrotronstrahlung erfolgt bei DELTA vorrangig in der Grundlagenforschung der kondensierten Materie.

Die erzielbare Qualität der im Rahmen derartiger Untersuchungen durchgeführten Experimente steigt mit der Zahl der innerhalb der verfügbaren Strahlzeit nutzbaren Photonen, aufgrund der sich dadurch erhöhenden Zahl bzw. Empfindlichkeit der durchführbaren Messungen.

Da derartige Messungen an DELTA photonenenergie-, orts- und winkelaufgelöst durchgeführt werden, wird eine Maximierung der Zahl der Photonen pro Fläche, Raumwinkel und Zeit innerhalb des verwendeten Photonenenergiebereichs gewünscht.

Diese Photonenrate steigt mit dem Strahlstrom, daher wird zunächst ein hoher Strahlstrom angestrebt. Der Strahlstrom ist allerdings unter Standardbedingungen auf 130 mA begrenzt, um zu verhindern, dass mechanische Belastungen der Vakuumkammer durch Temperaturschwankungen bei Strahlstromänderungen Leckagen im Vakuumsystem verursachen. Um möglichst viel Messzeit bei (genügend) hohem Strahlstrom zu erhalten, soll die Lebensdauer des Strahls (hier: die Zeit, in der der Strahlstrom auf den e-ten Teil seines Wertes abgesunken ist) möglichst groß sein. Bei höherer Lebensdauer erhalten die Nutzer ohne Änderung des maximalen Strahlstroms nach einer Injektion eine höhere (gleicher zeitlicher Abstand zur Injektion) bzw. länger genügend hohe Photonenrate (Eine Mindestphotonenrate wird erst später unterschritten.). Dies erlaubt bei Untersuchungen mit fester Photonenzahl schnellere Messungen und bei Untersuchungen mit einer Mindestphotonenrate längere nutzbare Messzeit je Injektion.

Die neben dem Strahlstrom für die Photonenrate entscheidenden Größen werden in der sogenannten Brillanz B zusammengefasst [9]:

$$B = \frac{F}{4\pi^2 \sigma_x \sigma_z \sigma'_x \sigma'_z} = \frac{F}{4\pi^2 \varepsilon_x \varepsilon_z} = \frac{\text{Photonen}}{\text{s}0,1\% \text{ BW mm}^2 \text{ mrad}^2 \text{ A}} \quad (2.1)$$

Dabei ist der Fluss F die Photonenrate ($\frac{\text{Photonen}}{\text{Sekunde}}$) in einem Energieintervall von 0,1 % um die benutzte Photonenenergie (0,1 % BW), normiert auf den Strahlstrom in Ampere [9]:

$$F = \frac{\text{Photonen}}{\text{s}0,1\% \text{ BW A}} \quad (2.2)$$

$\sigma_x = \sqrt{\varepsilon_x \beta_x}$ und $\sigma_z = \sqrt{\varepsilon_z \beta_z}$ sind die transversalen Strahldimensionen, ε_x und ε_z die transversalen Emittanzen und β_x sowie β_z die Betafunktionen am Quellpunkt.

Zu beachten ist insbesondere, dass die Photonenrate, im Gegensatz zu der aus dem Touschek-Effekt (Kapitel 3.3.1) resultierenden Verlustrate, von der longitudinalen Elektro-

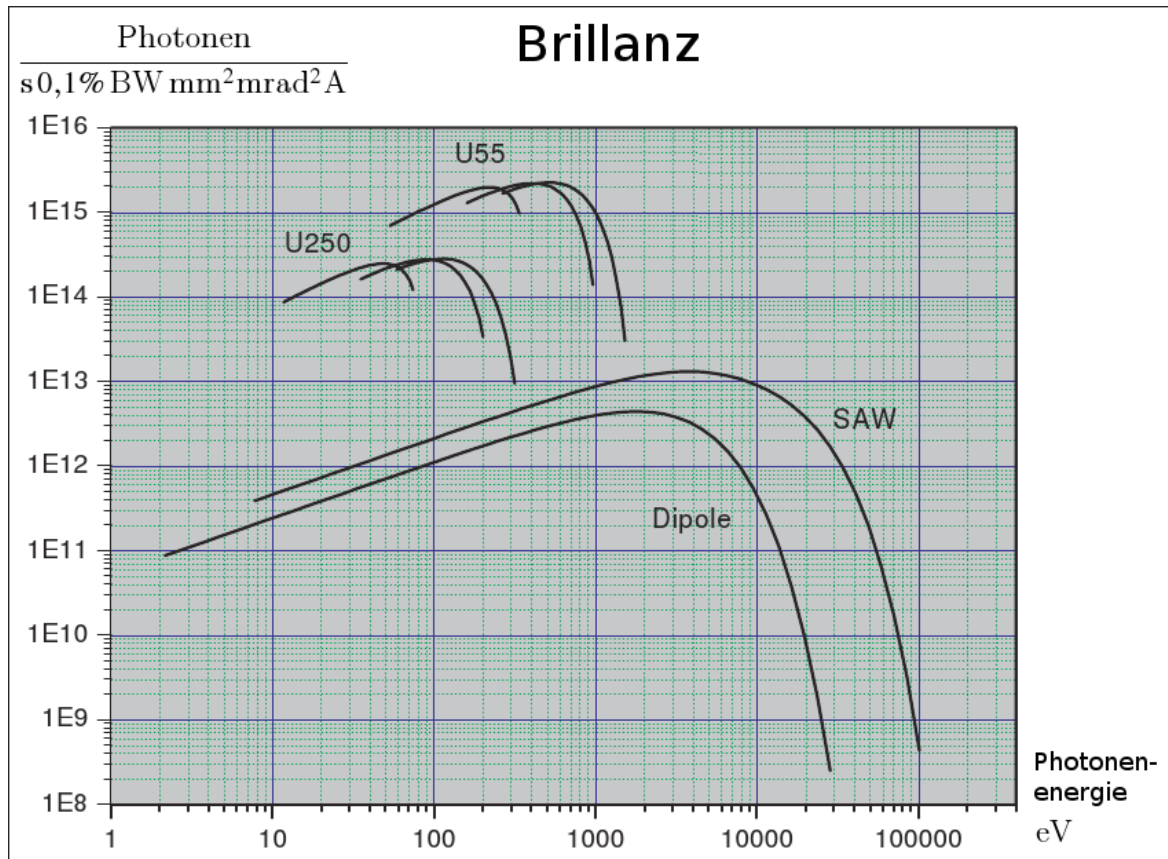


Abbildung 2.2: Brillanzen an Delta-Strahllinien (siehe Abbildung 2.1) bei 1,48 GeV Strahlenergie und 1 mA Strahlstrom [41]

nenverteilung nicht direkt abhängig ist. Können die Auswirkungen indirekter Effekte vernachlässigt werden, kann also durch geeignete Veränderung der longitudinalen Elektronenverteilung die Touschek-Lebensdauer erhöht werden, ohne die Photonrate zu verringern. Dies wurde an Delta bereits in [20] unter Verwendung eines Dritte-Harmonische-Hohlraumresonators durchgeführt, allerdings war dabei eine Störung von FEL¹-Experimenten nicht auszuschließen.

2.3 Betrieb bei hohen Strahlströmen

Bei hohen Strahlströmen kommt es zu longitudinalen Schwingungen zwischen den Bunchen. Aufgrund des zeitlichen Gradienten der Nachbeschleunigungsfeldstärke führen diese longitudinalen Schwingungen zu Energieschwingungen. Die Teilchenenergie der gespeicherten Elektronen schwankt dabei, was Umläufe auf verschiedenen Dispersionsbahnen zur Folge hat. Die Dispersionsbahnen unterscheiden sich insbesondere in ihrer horizontalen Lage voneinander. Die aus der energieschwingungsbedingt aufgeweiteten Energieverteilung resultierende Benutzung vieler Dispersionsbahnen führt daher zu ei-

¹Freie-Elektronen-Laser, siehe insbesondere [32]

ner transversalen Strahlaufweitung. Die Abstrahlung von Photonen wird folglich auch weiter aufgefächert, was die Einkopplung der erzeugten Strahlung in die Strahllinien verringert. An der Diagnosestrahllinie (Beamline 7) erscheint dies als Vergrößerung des Lichtflecks, in Extremfällen auch als bananenförmige Veränderung der Form des Lichtfleckes (siehe Abbildung 6.8 links).

Strahlschwingungen können auch zu Lebensdauerverschlechterungen führen: Bei großen Auslenkungen verlassen mehr Teilchen den stabilen Bereich und gehen dem Strahl verloren. In Extremfällen kann es dadurch sogar zu (Teil-)strahlverlusten kommen.

Bei hohen Strahlströmen besonders häufig stark angeregt war die Multibunchmode CBM 54. Der für die Anregbarkeit mindestens erforderliche Strahlstrom wird als Schwellstrom bezeichnet. Eine bisher angenommene starke Abhängigkeit des Schwellstroms von der Frequenz der Beschleunigungsspannung im Hohlraumresonator konnte nicht festgestellt werden. Im Gegenteil lag der Schwellstrom bei (unter sonst vergleichbaren Bedingungen) im Bereich von 499816 kHz bis 499824 kHz durchgeführten Messungen stets im Bereich von 119 ± 3 mA (siehe Abbildung 2.3). Hierbei wurde insbesondere die Vorverstimmung des Hohlraumresonators nicht geändert, die einen erheblichen Einfluss auf die Anregbarkeit der CBM 54 hat. Je nach Vorverstimmung kommt es auch gehäuft zu Stufen im Schwellstrom, in einem Fall auch in Abbildung 2.3 sehr deutlich zu sehen (violett, ganz links, daneben nur vereinzelt schwach). Der Unterschied zwischen den oberen beiden Stufen ist eindeutig mit einem Leistungsmessgerät an dem entsprechenden Richtkoppler festzustellen, das die vom Zirkulator zum Klystron zurücklaufende Leistung anzeigt. Da der Zirkulator vom Hohlraumresonator rücklaufende Leistung einem glykolgekühlten 50 Ohm-Abschlusswiderstand zuführt, der den entsprechenden Zirkulatoranschluss mit dem Wellenwiderstand abschließt, ist die vom Zirkulator zum Klystron zurücklaufende Leistung im Idealfall Null. Sie steigt aber mit dem Übergang von der mittleren zur oberen Seitenbandhöhenstufe ebenfalls sprunghaft an und fällt beim umgekehrten Übergang entsprechend ab.

Der niedrigste bisher bei Standardstrahlenergie (1,5 GeV) beobachtete Schwellstrom betrug 34,4 mA. Dieser konnte allerdings nur durch gezielte Anregung mit einer sehr strahlnahen Scaperposition erreicht werden. Eine Anregung der CBM 54 im Standardbetrieb durch herausgefahrene Scaper erscheint daher ausgeschlossen. Nähere Untersuchungen haben gezeigt, dass es für jeden der vier Scaper jeweils eine Position gibt, bei der die CBM 54-Anregung bereits bei geringem Strahlstrom auftritt. Dabei ist jeweils der Abstand zwischen Strahl und Scaper entscheidend, bereits kleine Schritte der Orbitkorrektur verändern die anregende Scaperposition deutlich sprunghaft, bei ausgeschalteter Orbitkorrektur driftet die Position hingegen stetig. Bei herausgefahrenen Scapern konnte hingegen keine starke Abhängigkeit der Anregung der CBM 54 von der Strahllage festgestellt werden. Lediglich geringe Schwellstromveränderungen bis etwa

1,9 mA (6.2.2007) konnten durch Orbitveränderungen insbesondere am Delta-Hohlraumresonator erzielt werden. Auch die Strommesskammer, die bei Untersuchungen mit einem Hochfrequenz-Netzwerkanalysator Auffälligkeiten im Frequenzbereich um 640 MHz mit Pegelunterschieden zu umgebenden Frequenzbereichen im Bereich von 20 bis 30 dB gezeigt hat, konnte nicht eindeutig als Anregungsquelle für die CBM 54 identifiziert werden.

Eine Anregung durch die Geometrie der SAW-Auslasskammer findet offenbar ebenfalls nicht statt, im Betrieb mit einer runden Ersatzkammer sind keine wesentlichen Schwellstromunterschiede aufgetreten. Der SAW selbst hat im Betrieb einen stark dämpfenden Einfluss auf die CBM 54 (Synchrotronstrahlungsdämpfung, siehe Kapitel 3.5.2). Der Einfluss des SAWs verändert die Synchrotronfrequenz etwa so stark, wie eine um ein Kilowatt variierte Cavitleistung, von der sie ansonsten im Betriebsbereich von Delta fast linear abhängt (Abbildung 6.12). Diese Abhängigkeit ist erklärbar durch eine Veränderung der Phasenfokussierung aufgrund der Verschiebung der Steigung der HF-Schwingung im Bereich um die Sollphase. Bei den Untersuchungen im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird der Betriebszustand des SAWs berücksichtigt, es werden entsprechend jeweils Messungen mit gleichem SAW-Zustand verglichen. Da die SAW-Feldstärke zeitabhängig ist (Nach dem Aufladen der supraleitenden Spulen sinkt deren Spulenstromstärke und damit auch die Feldstärke.), gelingt dies am besten durch Vergleichsmessungen ohne SAW („SAW aus“ ist ein eindeutiger und reproduzierender Zustand) und durch zeitlich alternierende Versuche. Letztere Methode reduziert neben der SAW-Feldstärkeabhängigkeit auch Strahlstromeinflüsse auf die Messungen. Neben der Spulenstromstärke im SAW existieren weitere zeitabhängige Parameter, die Messungen unter vollständig reproduzierbaren Bedingungen nicht zulassen. So verändert sich beispielsweise trotz Kühlung und Klimatisierung die Temperatur an verschiedenen Stellen. Auch die Position des Abstimmstempels im Delta-Hohlraumresonator ist nicht reproduzierbar, sondern wird von einer autonomen Regelung zur Optimierung der Schwingungen im Hohlraumresonator mit dessen Grundmode angepasst. Ein möglicher Einfluss der Abstimmstempelposition auf Schwingungen höherer Ordnungen könnte dabei ebenfalls zu dem teilweise nicht reproduzierbaren zeitlich veränderlichen Schwingungsverhalten der CBM 54 beitragen, wie es beispielsweise in Abbildung 2.4 zu beobachten ist.

Dass der Schwellstrom der CBM 54 kaum von f_{HF} , aber stark von der Synchrotronfrequenz abhängig ist, zeigt, dass eine Ursache für die Anregung innerhalb des Delta-Hochfrequenzsystems liegen muss: Ein ursächliches resonantes Verhalten mit fester Resonanzfrequenz an einer anderen Stelle im Speicherring würde keinen Unterschied zwischen einer Verschiebung von f_{HF} und einer Verschiebung der Synchrotronfrequenz erkennen lassen.

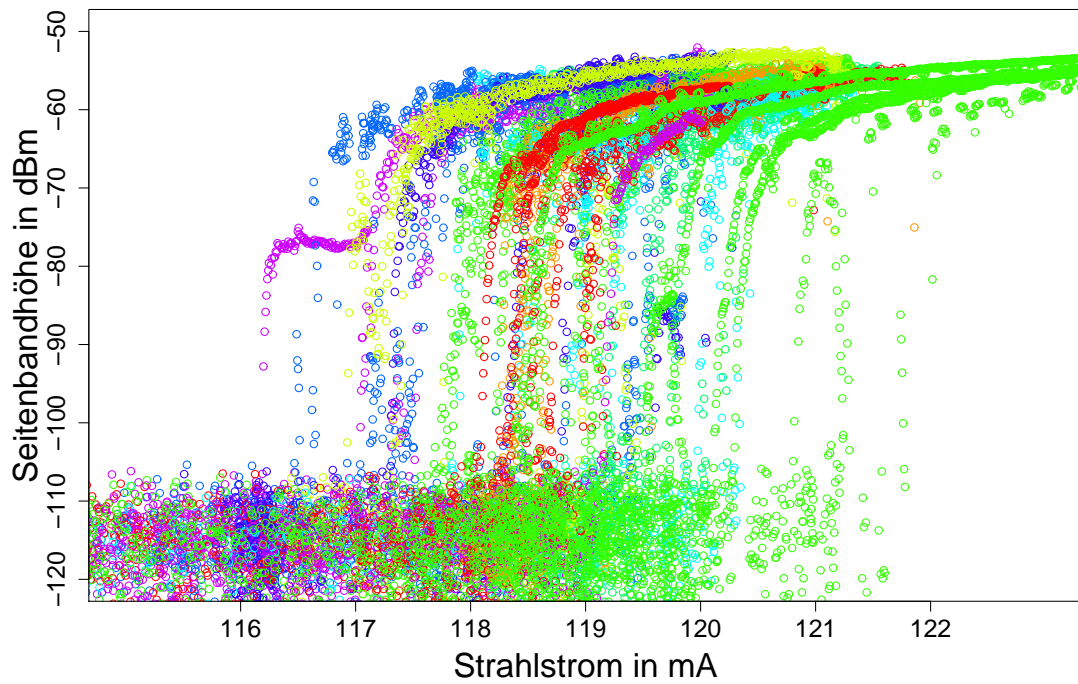


Abbildung 2.3: Die Höhe des rechten Seitenbandes der 54. Umlaufharmonischen (korrespondiert zur Multibunchmode CBM 54) bei verschiedenen f_{HF} , gemessen am 28.5.2008 an BPM 44 (Summensignal) bei 499,816 MHz (rot) bis 499,824 MHz (violett) – Jede Messung (im Abstand von 1 bis 3 Sekunden) entspricht einem Kreis.

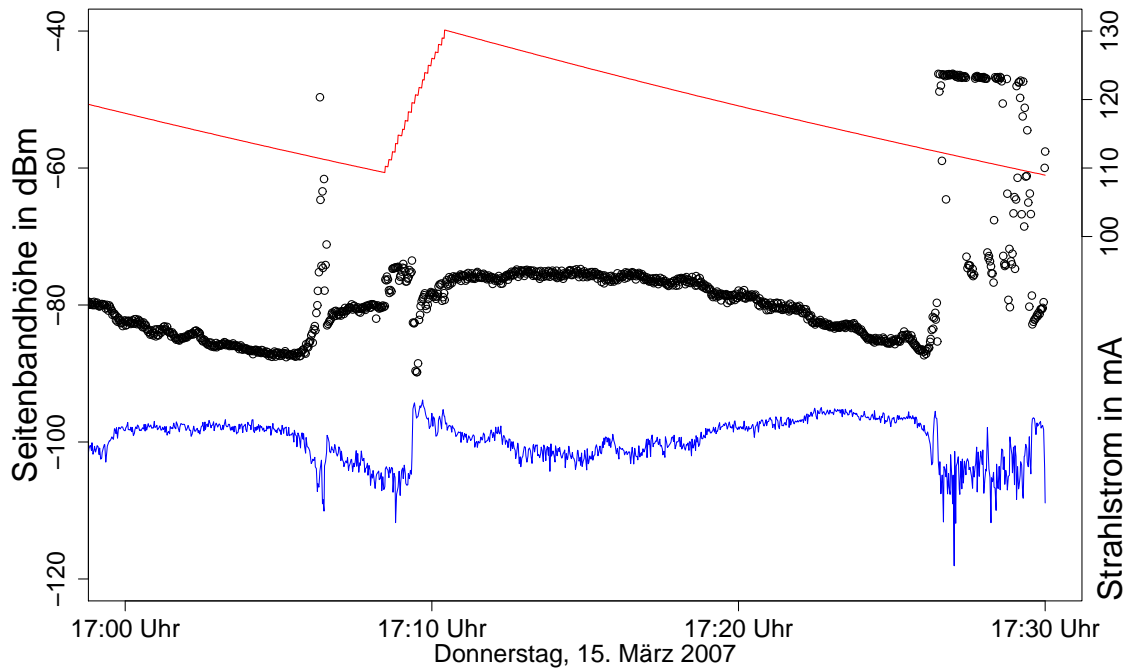


Abbildung 2.4: Zeitliche Schwankung der Multibunchmodenanregung – Bei sonst konstant gehaltenen Maschinenparametern kommt es gelegentlich ohne erkennbare Ursache zu einer Pegelanhebung des einen Seitenbandes bei gleichzeitiger Absenkung des anderen. Die Höhe der Seitenbänder der 54. Umlaufharmonischen (rechtes (korrespondiert zur Multibunchmode CBM 54) schwarz, linkes blau) ist eindeutig nicht ausschließlich vom Strahlstrom (rot), sondern von mindestens einer weiteren (zunächst unbekannt) Größe abhängig.

Eine Veränderung der Cavityleistung und damit der Synchrotronfrequenz um einige 100 Hz (siehe Abbildung 6.12) hat allerdings einen erheblich größeren Einfluss als eine Veränderung von f_{HF} im Bereich von 8 kHz. Eine Resonanz bei einer festen Frequenz, die deutlich größer als die Synchrotronfrequenz ist, scheidet daher als alleinige Ursache der CBM 54 Anregung aus. Da die Synchrotronfrequenz im Bereich von etwa 15 kHz liegt, scheiden Kammerstrukturen als Resonatoren aus, Wellen mit derart niedriger Frequenz wären in der DELTA-Vakuunkammer nicht ausbreitungsfähig. Lediglich resonantes Verhalten des Strahls selbst (Wechselwirkung innerhalb des Strahls und/oder periodisch mit Kammerwand bzw. Hochfrequenzfeld) bleibt möglich.

Berücksichtigt man die Ergebnisse von [43, insbesondere Seite 39, 42 und 49–50], so liegt der Schluss nahe, dass es sich bei der gesuchten Ursache der CBM 54 um die TE_{111} -Mode (möglicherweise modifiziert durch den Abstimmstempel und/oder die Dämpfungsantennen) des Delta-Hohlraumresonators handeln könnte. Deren Resonanzfrequenz wird in [43, Seite 39 und 42] mit 641,5 MHz angegeben, gemessen mit eingebauter Dämpfungsantenne und Abstimmstempel (konstant in einer „willkürlichen Stellung“). Die in [43] gemessene Resonanzfrequenz der TE_{111} -Mode des Delta-Hohlraumresonators liegt knapp oberhalb der mit der CBM 54 korrespondierenden Frequenz², was das Seitenbandverhalten der 54. Umlaufharmonischen (rechtes Seitenband stärker angeregt als linkes Seitenband) sehr gut erklärt.

Die Breite der Resonanzkurve der TE_{111} -Mode erklärt auch das in [1, Seite 58] beschriebene Phänomen, dass CBM gruppenweise auftreten.

2.4 Lösungsansätze

Zur Vermeidung unerwünschter Strahlschwingungen gibt es unterschiedliche Möglichkeiten, die hier im Folgenden vorgestellt werden.

2.4.1 Stabilisierung der transversalen Arbeitspunkte

Die unerwünschte Anregung optischer Resonanzen in den transversalen Ebenen wird durch die Wahl eines geeigneten Paares für die Nachkommaanteile des horizontalen und des vertikalen Arbeitspunktes gering gehalten (siehe Kapitel 3.1.2). Die bisher im Frequenzbereich durchgeführte Messung der gebrochenzahligen Anteile der transversalen Arbeitspunkte wird aktuell im Zeitbereich durchgeführt [25].

²Bei der damaligen Resonanzfrequenz der Grundmode von 499,67 MHz liegt die mit der CBM 54 korrespondierende Frequenz bei 640,202 MHz zuzüglich Synchrotronfrequenz, bei der heutigen Standard-Betriebsfrequenz von 499,819 MHz bei 640,393 MHz zuzüglich Synchrotronfrequenz.

2.4.2 Stabilisierung longitudinaler Strahlschwingungen

Zur Unterdrückung von longitudinalen Moden, die zu longitudinalen Instabilitäten führen können (siehe Kapitel 3.2), gab es Untersuchungen mit einem Landaucavity (ohne Dämpfer für höhere Resonatormoden) [20] und Dämpfungseinrichtungen für höhere Resonatormoden im Hohlraumresonator der Speicherring-Nachbeschleunigung. Letztere sind weiterhin in Betrieb, unterdrücken jedoch nicht alle longitudinalen Moden [1]. Für Betrieb mit nur einem gefüllten Bucket („Singlebunchbetrieb“) war vor einigen Jahren auch ein Feedbacksystem im Einsatz (Synchrotronschwingungskompensation) [21]. Der Einsatz des Landaucavities war im Standardbetrieb erfolgreich, kann allerdings zu unerwünschten Beeinflussungen im Singlebunchbetrieb führen, wo der bunchverlängernde Effekt von Landaucavities dem Ziel möglichst kurzer Elektronenpakete (hoher Spitzenstrom ist wichtig für den Freie-Elektronen-Laser-Betrieb) zuwiderläuft. Landaucavities müssen, wenn ihre Wirkung deaktiviert werden soll, gezielt verstimmt werden, was möglicherweise Auswirkungen auf andere Effekte hat (z. B. höhere Moden der Landau-Cavity selbst), die entsprechende Temperaturstabilisierung und Dämpfung erfordern. Um derartige Auswirkungen auszuschließen, wurde das im Rahmen von [20] entwickelte Landau-Cavity nach Ende der Tests wieder aus dem Speicherring Delta ausgebaut.

Besonders untersucht wird im Rahmen der vorliegenden Arbeit die CBM 54, da diese in [1] und auch in der vorliegenden Arbeit diejenige Mode ist, die (im Betrieb mit Dämpfungseinrichtungen für höhere Resonatormoden im Hohlraumresonator der Speicherring-Nachbeschleunigung) am häufigsten bei hohen Strahlströmen stark angeregt ist (z. B. Abbildung 2.4).

Das im Rahmen der vorliegenden Arbeit entwickelte Phasenmodulationssystem bietet die Möglichkeit der Unterdrückung von Instabilitäten im Standardbetrieb, ohne im ausgeschalteten Zustand den Singlebunchbetrieb negativ zu beeinflussen.

2.4.3 Dämpfungsantennen im Hohlraumresonator

Der im Speicherring Delta zur Nachbeschleunigung verwendete Hohlraumresonator ist ein für DORIS bei DESY in Hamburg entwickeltes sogenanntes DORIS-Cavity. Zur Unterdrückung von höheren Resonatormoden (HOMs) sind diese mit Dämpfungsantennen ausgestattet.

Diese Dämpfungsantennen haben neben der dämpfenden Wirkung offenbar auch einen Einfluss auf die Ordnung der angeregten Moden (siehe [1]), der zunächst jedoch nicht weiter untersucht wurde. Da die Ordnung der angeregten Moden eines anderen Hohl-

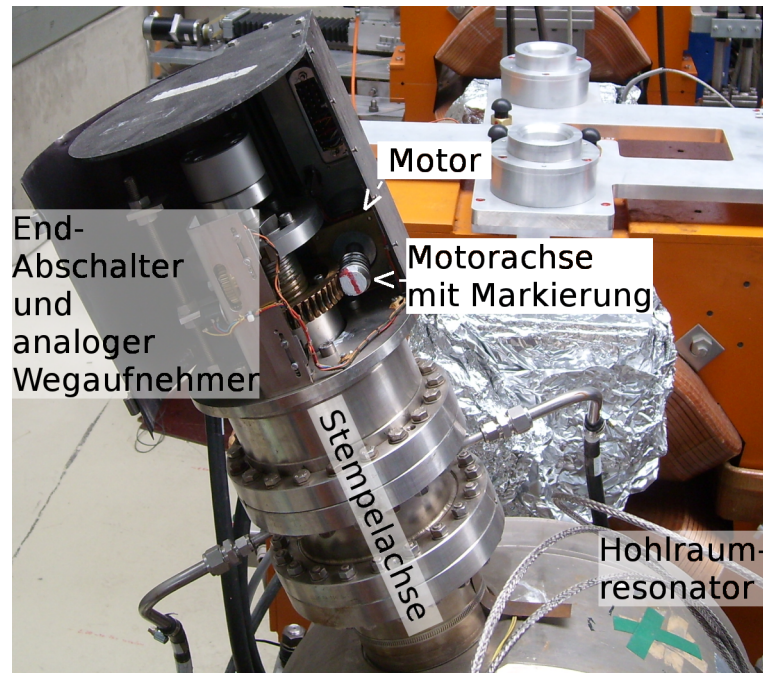


Abbildung 2.5: Abstimmstempel des Delta-Hohlraumresonators – Zur besseren Beobachtung von Stempelbewegungen ist eine rot-weiße Markierung auf der Motorachse vor der Getriebeuntersetzung angebracht, die per Kamera beobachtet werden kann.

raumresonators (HOM-bedämpftes EU-Cavity) vergleichbar mit dem DORIS-Cavity mit Dämpfungsantenne war [1, S. 62], wurde davon ausgegangen, dass jede HOM-Bedämpfung die normalerweise am stärksten angeregten Moden dämpft, wodurch andere (ungedämpfte) „Resonanzen die Anregung des Strahls [] übernehmen [können]“ [1, S. 67]. Da in [1] ausschließlich longitudinale Moden TM_{0np} und transversale Moden TM_{1np} betrachtet werden, von denen keine näher als 100 MHz an der mit der CBM 54 korrespondierenden Frequenz liegt (und dort eine entsprechende Impedanz hat), wird eine Anregung der CBM 54 im Hohlraumresonator nicht in Betracht gezogen [1, S. 67–68]. Die in [43] durchgeführten Messungen am heutigen Delta-Cavity (mit eingebauter Dämpfungsantenne) zeigen allerdings deutlich eine Resonanz (Resonanzkurve in Abbildung 2.6) im Bereich der mit der CBM 54 korrespondierenden Frequenz². Die Abhängigkeit des Resonanzverhaltens dieser TE_{111} -Mode von der Abstimmstempelposition konnte bisher nicht messtechnisch ermittelt werden, da die Abstimmstempelposition zur Zeit der Messungen in [43] nicht verändert werden konnte [43, Seite 56] und bisher im eingebauten Zustand im Speicherring Delta nur unzureichend bestimmt werden kann. Die Abstimmstempelposition liegt leider noch nicht als EPICS-Record vor, so dass sie im Rahmen der vorliegenden Arbeit mit einer Videokamera untersucht wurde (Abbildung 2.5). Dabei wurden zeitlich mit Seitenbandhöhenänderungen übereinstimmende Stempelbewegungen beobachtet, jedoch auch Seitenbandhöhenänderungen ohne erkennbare zeitgleiche Stempelbewegung.

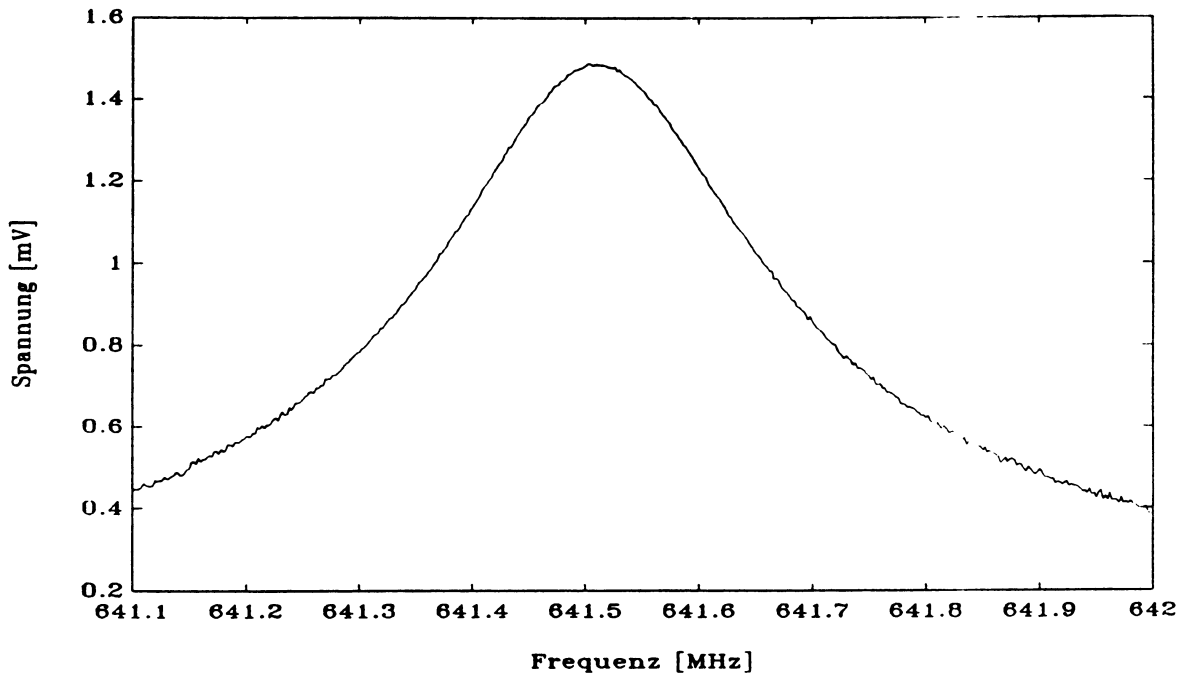


Abbildung 2.6: Resonanzkurve der TE_{111} -Mode des Delta-Hohlraumresonators [43]

Um eine systematische Untersuchung der Abhängigkeiten durchführen zu können, wurde eine Bachelorarbeit ausgeschrieben, die eine direkte Positionsmessung (z. B. Messung der absoluten Stempelposition und/oder Berechnung aus Zählung der Schrittmotoransteuerungsimpulse) entwickeln und in das Kontrollsystem einbinden soll. Eine Kontrollsystemeinbindung der Abtimmstempelposition würde auch die Interpretation von Zusammenhängen zwischen der CBM 54 und der Hohlraumresonatortemperatur verbessern, da die Stempelsteuerung auch temperaturbedingte Veränderungen des Resonanzverhaltens ausregelt, was möglicherweise Auswirkungen auf eine mit der CBM 54 korrespondierende Frequenz hat. Die Ergebnisse einer entsprechenden Messung, in der die Cavitytemperatur im Bereich von 28°C bis 40°C variiert wurde, zeigen deutlich einen Einfluss der Temperatur auf die untersuchte Seitenbandhöhe, allerdings existierte kein eindeutiger Zusammenhang, der es beispielsweise erlauben würde, die Anregung der CBM 54 durch eine entsprechende Temperatureinstellung zu verhindern. Die in Abbildung 2.6 dargestellte Resonanzkurve zeigt aber, dass es mindestens eine Abtimmstempelposition (eben die, die bei den zugrundeliegenden Messungen eingestellt war) gibt, die zu einem für die Anregung der CBM 54 günstigen Resonanzverhalten des Hohlraumresonators führt.

2.4.4 Veränderung der Füllstruktur

Eine Veränderung der Füllstruktur von einer $\frac{3}{4}$ -Füllung (144 gefüllte Buckets) zu einer $\frac{1}{3}$ -Füllung (64 gefüllte Buckets) senkt den Schwellstrom um etwa 10 mA ab (8.5.2008

ohne SAW). Mehr als $\frac{3}{4}$ der Buckets zu füllen, um den Schwellstrom zu erhöhen, würde allerdings die Austastlücke verkleinern, die die Diffusion von Restgasionen aus der Umgebung des Elektronenstrahls ermöglicht [45, S. 8]. Außerdem ist dieses Vorgehen auch nur sehr begrenzt möglich, da selbst bei vollständigem Verzicht auf die Austastlücke die Elektronendichte auf diese Weise nicht mehr als 25% reduziert werden kann, da die Ladung der gespeicherten Elektronen nur unwesentlich weiter verteilt wäre, als bei der im Standardnutzerbetrieb üblichen $\frac{3}{4}$ -Füllung.

2.4.5 Phasenmodulation

Ein DORIS-Cavity hat eine rechnerische Güte von 38000 [9]. Daher stellte sich die Frage, ob die Modulationsseitenbänder im Hohlraumresonator zu stark bedämpft werden, um eine geeignete Phasenmodulation zu ermöglichen. Die Güte eines realen DORIS-Cavities wurde in [16] messtechnisch ermittelt und je nach Vorverstimmung zwischen 12800 und 24900 angegeben, die 3 dB-Bandbreiten zwischen 20,1 und 39 kHz. Das DORIS-Cavity, das derzeit im Speicherring Delta eingebaut ist, ist in [43] mit eingebauter Dämpfungsantenne bei fester Abstimmstempelposition messtechnisch untersucht worden. Die dabei ermittelte Güte der Grundmode TM_{010} wurde dabei bestimmt zu 14900 ± 450 . Im Standardbetrieb bei Synchrotronfrequenzen im Bereich von 14 bis 16 kHz (Abbildung 6.12) erscheint die Bandbreite des Hohlraumresonators groß genug zu sein, um Phasenmodulation mit der doppelten Synchrotronfrequenz zu ermöglichen. Tatsächlich können die aufmodulierten Seitenbänder mit einem Spektrumanalysator unter Verwendung einer Auskoppelantenne im Hohlraumresonator nachgewiesen werden, die Bandbreite des Hohlraumresonators reicht also aus, um eine Beeinflussung des Nachbeschleunigungsfeldes durch die Phasenmodulation mit doppelter Synchrotronfrequenz zu ermöglichen.

3 Theoretische Grundlagen der Teilchendynamik

Dieses Kapitel enthält die theoretischen Grundlagen der vorliegenden Arbeit, insbesondere die der longitudinalen Strahldynamik und der Phasenmodulation.

3.1 Teilchenbewegung

Ein Elektronenstrahl besteht aus freien Elektronen, die grundsätzlich longitudinal (in bzw. entgegen der Strahlrichtung s) und auch transversal (senkrecht dazu, also in bzw. entgegen der X- und Y-Richtung) schwingen können. Da die rücktreibenden Kräfte jeweils (näherungsweise) proportional zu der jeweiligen Auslenkung aus der Sollposition bzw. Sollphase sind, ergeben sich für jedes Elektron quasiharmonische Schwingungen in drei Ebenen. Die Elektronen führen sie innerhalb des Bunches vorwiegend als inkohärente Schwingungen aus. Bei entsprechender Anregung kommt es jedoch auch zu Auftreten kohärenter Schwingungen. Diese können messtechnisch als Schwingung des Bunches erfasst werden.

	Richtung	Schwingungsbezeichnung	rücktreibende Kraft
X	transversal nach außen	Betatronschwingung $\omega_{\beta,X}$	Quadrupolfelder
Y	transversal nach oben	Betatronschwingung $\omega_{\beta,Y}$	Quadrupolfelder
s	longitudinal in Strahlrichtung	Synchrotronschwingung ω_s	el. Beschl.-Feld

Tabelle 3.1: Übersicht über die Strahlschwingungen

Eine grafische Übersicht über die Richtungen und ihre Orientierung ist in Abbildung 5.4a am Beispiel eines Strahllagemonitors (Elektrodenanordnung zur messtechnischen Erfassung der Strahlschwingungen) dargestellt.

3.1.1 Transversale Teilchenbewegung: Betatronschwingungen

Die ortsabhängige Einhüllende aller inkohärenten Betatronschwingungen wird als „Envelope“ $E(s)$ bezeichnet (Abbildung 3.1), wobei s die longitudinale Position im Speicherring ist. Die Enveloppe wird in die (abgesehen von Dämpfung und anderen Nichtli-

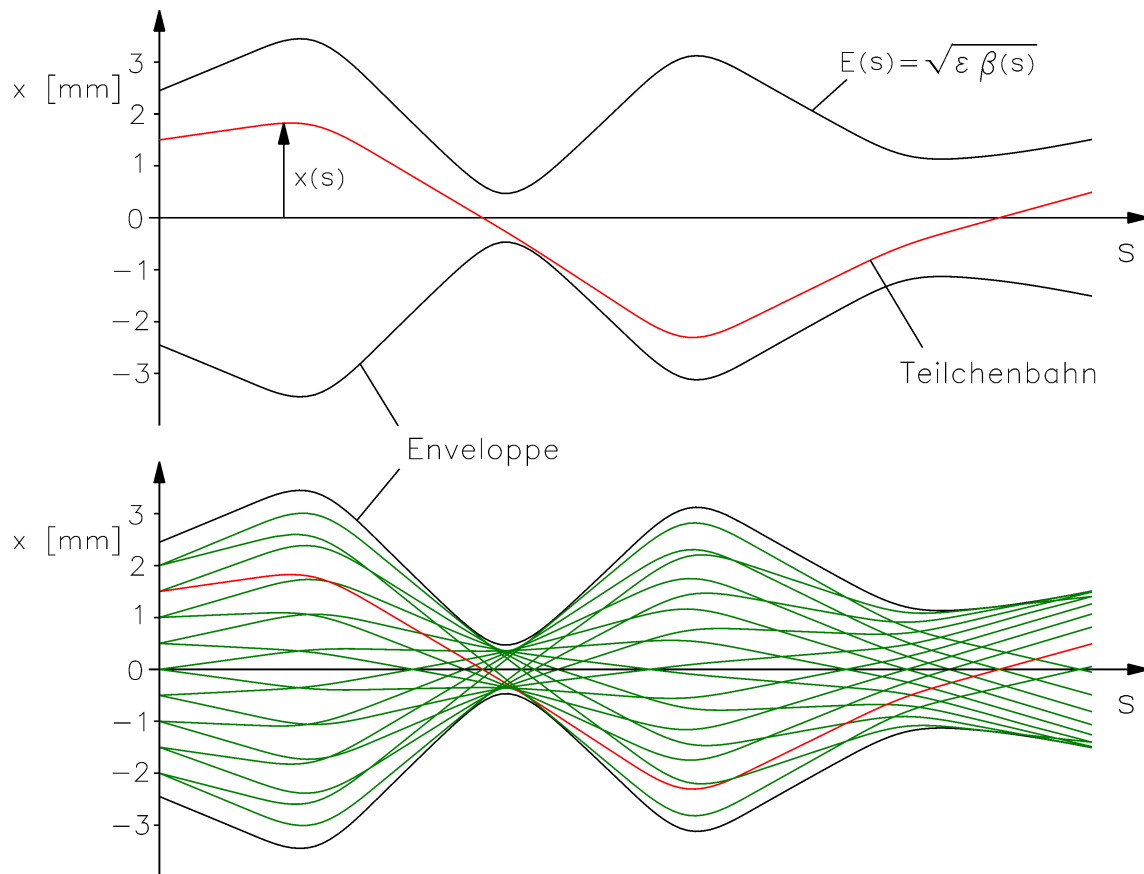


Abbildung 3.1: Verlauf der Teilchenbahnen $x(s)$ innerhalb der Enveloppe $E(s)$ des Strahls. Im oberen Bild ist eine spezielle Bahn gezeigt, während das untere Bild gleichzeitig den Verlauf von 18 verschiedenen Bahnen enthält. Die Gesamtheit aller Einzelbahnen bildet den Strahl. [9]

nearitäten) ortsunabhängige „Emittanz“ ε und die ortsabhängige „Betafunktion“ $\beta(s)$ aufgeteilt:

$$E(s) = \sqrt{\varepsilon\beta(s)} \quad (3.1)$$

Abbildung 3.2 zeigt eine Phasenraumellipse der Teilchenbewegung in der $x - x'$ -Fläche. $x'(s)$ und $y'(s)$ sind die transversalen Winkel des Elektronenstrahls gegenüber dem Sollorbit. Die Fläche der Ellipse entspricht der Emittanz ε (multipliziert mit der Kreiszahl π). β ist der Wert der Betafunktion an der Position, an der die Phasenraumellipse aufgenommen worden ist.

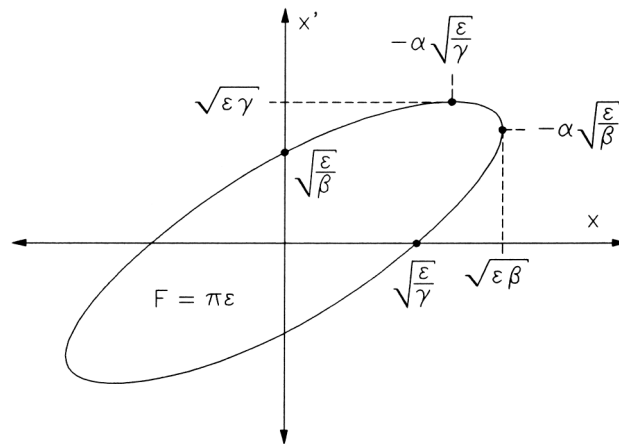


Abbildung 3.2: Phasenraumellipse der Teilchenbewegung in der $x - x'$ -Fläche aus [9, S. 92]

3.1.2 Transversaler Arbeitspunkt

Der Arbeitspunkt ist das Verhältnis der Ringlänge zur Wellenlänge der betrachteten Betatronschwingung. Er gibt die Anzahl der Betatronschwingungen pro Umlauf an. An einem Ort im Ring kann nur der Nachkommaanteil des Arbeitspunktes bestimmt werden (Verschiebung der Betatronphase je Umlauf). Resonanzen liegen dort, wo die Summe aus ganzzahligen Vielfachen des horizontalen und des vertikalen Arbeitspunktes Q_x und Q_y ganzzahlig ist:

$$mQ_x + nQ_y = p \text{ mit } m, n, p \in \mathbb{Z} \quad (3.2)$$

Die Summe der Anzahl beider Vielfache $|m| + |n|$ nennt man die Ordnung der Resonanz [9, S. 125]. Eine Resonanz niedriger Ordnung bedeutet eine Wiederholung der Phasenlage der Betatronschwingung bereits nach wenigen Umläufen.

Da transversale Schwingungen außerhalb der Resonanzen meist schnell gedämpft werden (etwa 10 ms Synchrotronstrahlungsdämpfungszeit bei 1,5 GeV), wird der Elektronenstrahl zur Messung des Arbeitspunktes transversal gezielt breitbandig angeregt. Dazu wird ein Diagonalkickermagnet bis zu zehnmal pro Sekunde mit einem kurzen Stromimpuls beaufschlagt. Dadurch wird der Strahl dort während etwa einer Umlaufdauer um 1 μ rad bis 30 μ rad (einstellbar) in jede der beiden transversalen Ebenen ausgelenkt. Mit einem Strahllagemonitor wird die Strahlposition umlaufaufgelöst gemessen und aus deren Verlauf über zweimal 1024 Umläufe nach der Impulsanregung mittels diskreter Fouriertransformation (DFT) in beiden transversalen Richtungen jeweils der fraktionale Anteil des Frequenzverhältnisses aus Betatronfrequenz und Umlauffrequenz, also der Nachkommaanteil der jeweiligen Arbeitspunkt Komponente, berechnet. Ausgewählt wird dabei jeweils die Frequenz, die in dem DFT-Spektrum der ersten 1024 Umlaufpositionen, die nach der Impulsanregung gemessen worden sind, nach Subtraktion des DFT-Spektrums der folgenden 1024 Umlaufpositionen am stärksten angeregt ist. Die Subtraktion des zweiten DFT-Spektrums dient der Rausch- und Störungsunterdrückung, da die Betatronschwingungsamplitude aufgrund von Landaudämpfung bereits nach etwa 1000 Umläufen, also einem Bruchteil der Synchrotronstrahlungsdämpfungszeit, abklingt. Es wird also jeweils ein gedämpftes DFT-Spektrum von einem angeregten DFT-Spektrum abgezogen. Zur Regelung der transversalen Arbeitspunkte wird ein Regelungsprogramm, die sogenannte Arbeitspunkt Korrektur, eingesetzt, das die Abweichungen zwischen den so berechneten Werten und den gewählten Arbeitspunkt werten minimiert [25]. Zur Einstellung des Arbeitspunktes werden Spulenströme der Quadrupolmagnete in den Bögen verändert. Die Spulenströme der fokussierenden Quadrupolmagnete beeinflussen vorrangig den horizontalen Arbeitspunkt, die Spulenströme der defokussierenden Quadrupolmagnete entsprechend vorrangig den vertikalen Arbeitspunkt.

3.1.3 Longitudinale Teilchenbewegung: Synchrotronschwingungen

Elektronen bewegen sich im Speicherring mit nahezu Lichtgeschwindigkeit in longitudinaler Richtung. In diesem hochrelativistischen Bereich wirkt sich eine Änderung der kinetischen Energie E (bzw. des Teilchenimpulses p) kaum auf die Geschwindigkeit v_{Teilchen} aus, allerdings auf die Masse m_{Teilchen} und es gilt:

$$m_{\text{Teilchen}} = \frac{p}{v_{\text{Teilchen}}} = E \frac{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}{c^2} \quad (3.3)$$

Aufgrund der Massenträgheit laufen die Teilchen daher abhängig von ihrer jeweiligen Energie auf unterschiedlichen Dispersionsbahnen um (siehe Abbildung 3.3 links). Teilchen mit höherer Energie (Energieablage $\Delta E > 0$) laufen auf äußeren/längeren Dispersionsbahnen um als Sollteilchen ($\Delta E = 0$, $\Delta t = 0$). Sie kommen daher relativ zu diesen

zeitverzögert ($\Delta t > 0$) am Hohlraumresonator an, in dem ein hochfrequentes elektromagnetisches Wechselfeld mit dem zur Nachbeschleunigung erforderlichen longitudinalen Gradienten der elektrischen Feldkomponente so phasenjustiert ist (Abbildung 3.3 rechts), dass sie, im Gegensatz zu Sollteilchen, weniger Nachbeschleunigungsenergie als die mittlere Umlaufverlustenergie erhalten. Teilchen mit geringerer Energie, die auf inneren/kürzeren Dispersionsbahnen umlaufen, erhalten entsprechend mehr Nachbeschleunigungsenergie als die mittlere Umlaufverlustenergie.

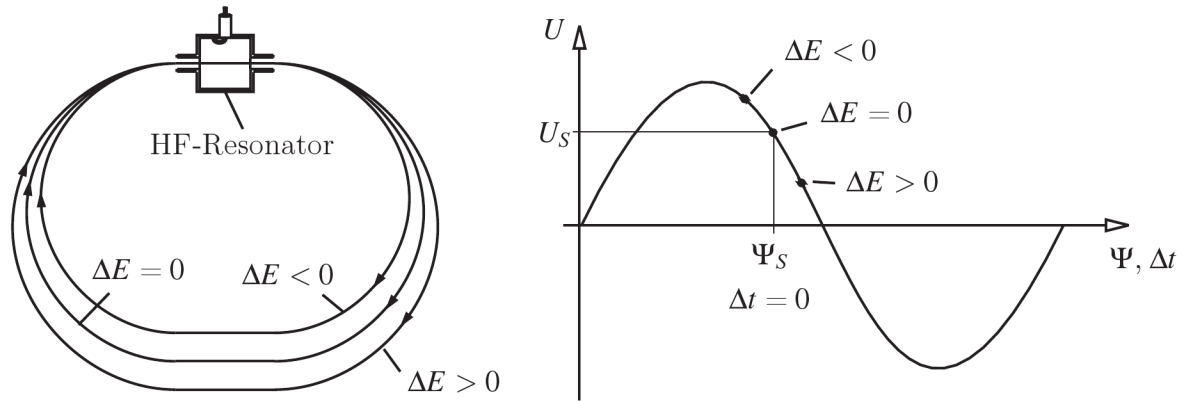


Abbildung 3.3: Phasenfokussierung der Teilchenbewegung in der longitudinalen Richtung nach [9, S. 201]

Durch diese Phasenfokussierung erfahren von der longitudinalen Sollphase Ψ_S abweichende Teilchen eine rücktreibende Kraft, die bei geeigneter Phasenjustierung in erster Näherung proportional zur Auslenkung $\Delta\Psi = \Psi - \Psi_S$ ist. Daher handelt es sich bei diesen longitudinalen Schwingungen um die Sollphase um quasiharmonische Schwingungen. Sie werden nach dem Beschleunigertyp ihrer ersten Entdeckung als Synchrotronschwingungen bezeichnet.

Ein für die Synchrotronschwingungen von Elektronen im Speicherring Delta simuliertes Phasenraumdiagramm ist in Abbildung 3.4 dargestellt. Das Sollteilchen befindet sich bei $\Delta E = 0$ und $\Delta t = 0$ und bleibt dort, da es bei jedem Umlauf genau mit der (hier zunächst als konstant angenommenen) Umlaufverlustenergie nachbeschleunigt wird. Ein Teilchen, das beispielsweise eine etwas höhere Energie hat ($\Delta E > 0$), erhält bei gleicher Phase $\Delta t = 0$ zunächst dieselbe Nachbeschleunigungsenergie, ist aber schwerer und kommt daher beim folgenden Umlauf etwas später am Hohlraumresonator an ($\Rightarrow \Delta t$ steigt). Dadurch sinkt die Nachbeschleunigungsenergie und damit auch die Energieablage ΔE . Sobald diese negativ wird, sinkt Δt wieder ab. Sobald Δt negativ wird, steigt ΔE wieder an (sofern Δt nicht so klein wird, dass der fallende Bereich der Sinuskurve (Abbildung 3.3 rechts) verlassen wird). Δt steigt wieder an, sobald ΔE wieder positiv ist, beim Maximum von ΔE ist dann der Ausgangspunkt erreicht.

Die äußerste dieser geschlossenen Kurven im longitudinalen Phasenraum wird als Separatrix bezeichnet. Teilchen, die sich innerhalb der Separatrix befinden, führen sta-

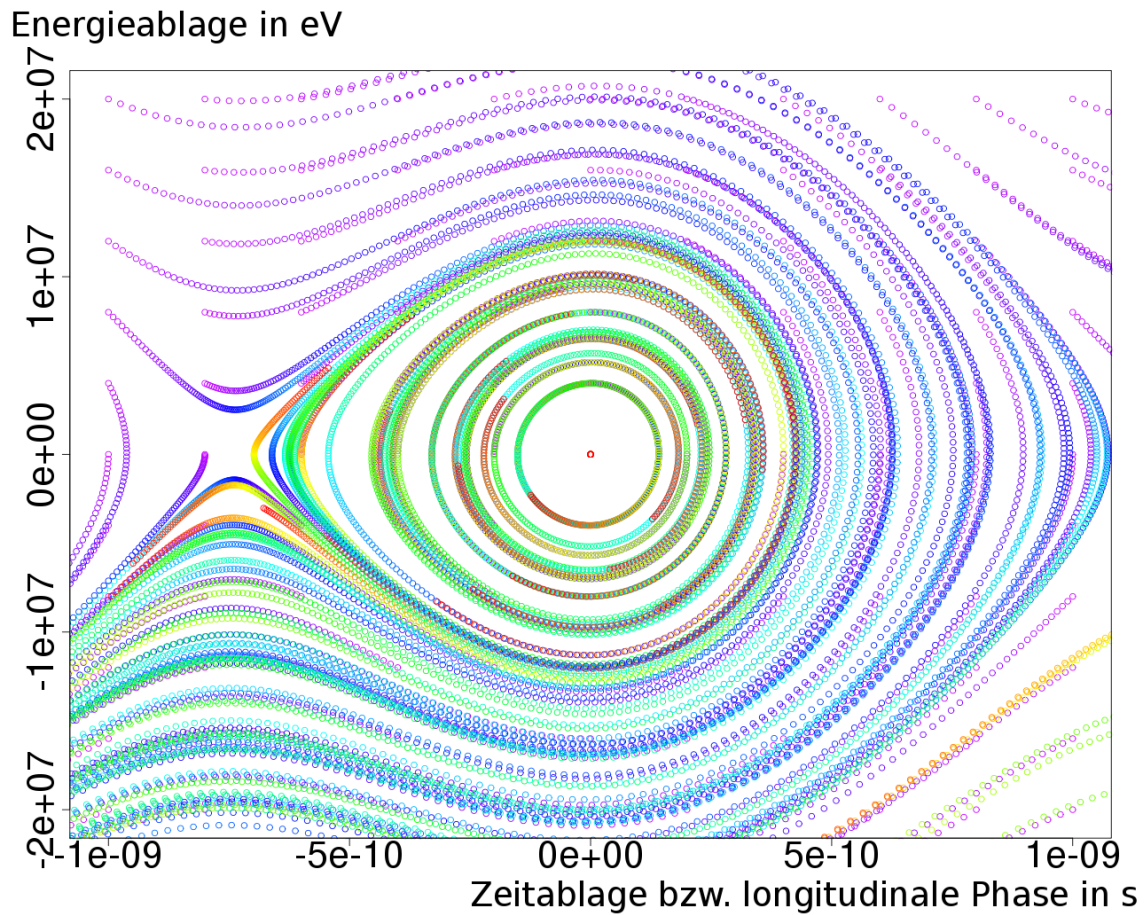


Abbildung 3.4: longitudinaler Phasenraum im Speicherring Delta ohne Phasenmodulation, simuliert mit 121 Einzelteilchen über 300 Umläufe – Die Farbe stellt die Zeit über die Umläufe von Violett (Start) bis Rot (Endzustand) dar. Der Koordinatenursprung ist die Sollteilchenposition, die grenzstabile Trajektorie um den umgebenden phasenstabilen Bereich die Separatrix.

bile Synchrotronschwingungen aus. Diese entsprechen im Phasenraumdiagramm der Projektion der Teilchenbewegungen auf die Phasen-/Zeit(ablagen)-Achse. Teilchen außerhalb der Separatrix gehen langfristig verloren (z. B. Abbildung 3.4 links unten), da sie nicht die richtigen Nachbeschleunigungsenergien erhalten, um die Teilchenenergie in dem Bereich zu halten, für den stabile Dispersionsbahnen existieren.

3.2 Kohärente Schwingungen gekoppelter Bunche

Über externe Felder können die einzelnen Bunche miteinander wechselwirken (siehe Kapitel 3.4.1).

Für die gekoppelte Schwingung von M äquidistanten, longitudinal um die jeweiligen Sollphasen schwingenden Bunchen existieren (ohne Berücksichtigung von Bunchverformungen) M verschiedene Moden. Diese werden üblicherweise als Multibunchmoden bzw. CBMs (Coupled-Bunch-Moden) bezeichnet. Jede CBM p ist durch den Phasenverschiebung $\Delta\Psi$ zwischen den Bunchen gekennzeichnet [1]:

$$\Delta\Psi = \frac{2\pi}{M}p \quad (3.4)$$

Jede CBM p kann bei einer der unendlich vielen, zu ihr korrespondierenden Frequenzen $f_{\mu,p}$ angeregt werden.

$$f_{\mu,p} = (\mu M + p) f_{Umlauf} + m f_S \quad (3.5)$$

$\mu \in \mathbb{Z}$ (unendlich viele Anregungsmöglichkeiten)

$p \in \{\mathbb{Z} \mid 0 \leq p \leq (M-1)\}$ Nummer der Multibunchmode CBM p

$m = 1$ Dipolmode: ohne Berücksichtigung von Bunchverformungen

$f_S = \frac{\omega_s}{2\pi}$ Synchrotronfrequenz

Ist die Shuntimpedanz $\text{Re}(Z_{\parallel})$ (der Realteil der longitudinalen Impedanz Z_{\parallel} , siehe Kapitel 3.4.1) bei einer $f_{\mu,p}$ groß, kann die korrespondierende Multibunchmode CBM p instabil werden. Die Instabilität tritt auf, sobald die Anregung (siehe Kapitel 3.4) die Dämpfung (siehe Kapitel 3.5) übersteigt.

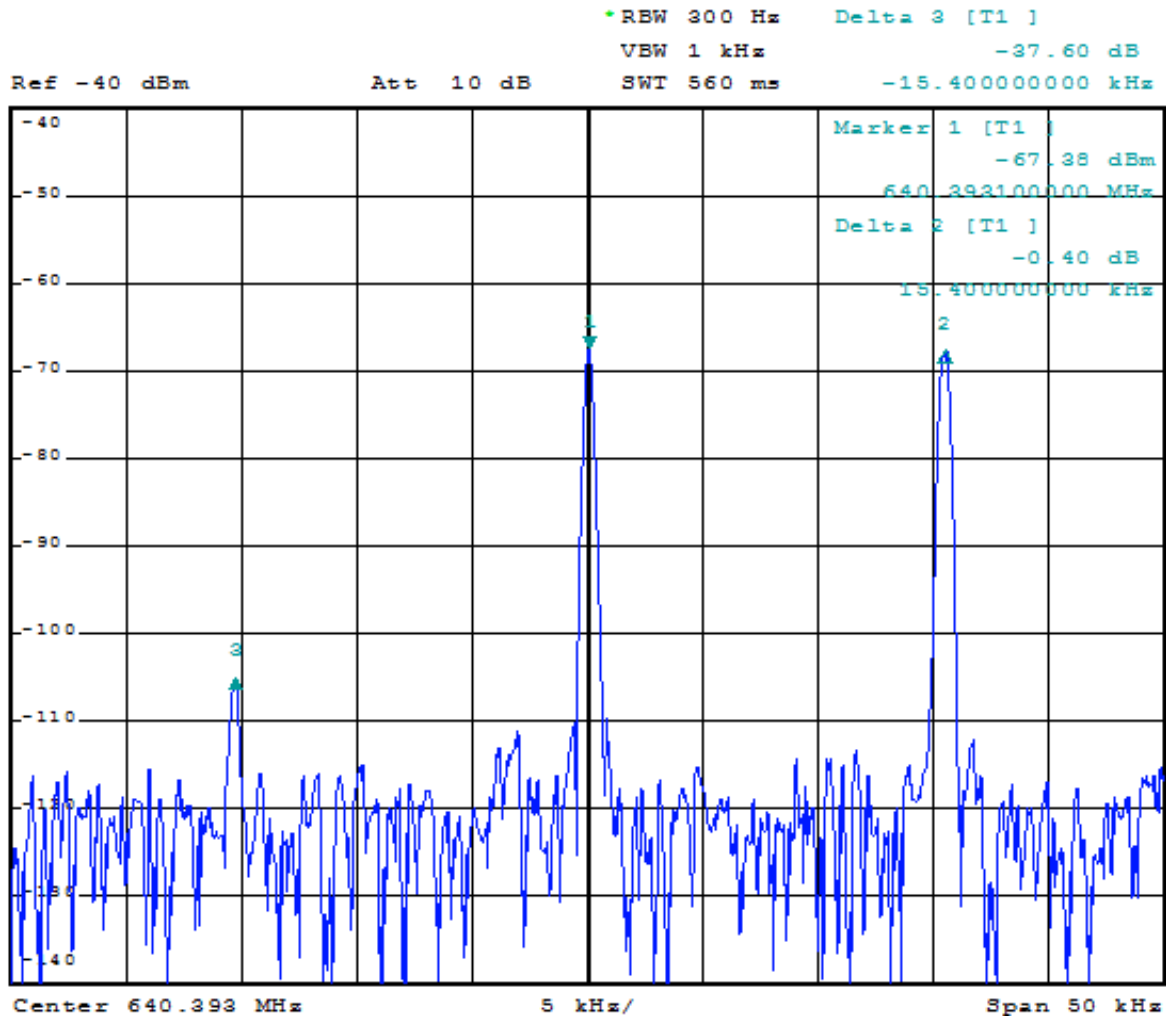


Abbildung 3.5: Die Seitenbänder der 54. Umlaufharmonischen (Mitte, $1 \frac{54}{192} \cdot 499,819 \text{ MHz} \approx 640,3931 \text{ MHz}$) – Das rechte korrespondiert zur Multibunchmode CBM 54: $f_{1,54} = (192 + 54)f_{\text{Umlauf}} + f_{\text{Syn}}$, hier $640,3931 \text{ MHz} + 15,4 \text{ kHz} = 640,4085 \text{ MHz}$ – gemessen an BPM 44 (Summensignal); typisches Bild bei auftretender Instabilität ohne Phasenmodulation

3.3 Elektronenverlustmechanismen und Lebensdauer

Bei einem gespeicherten Elektronenstrahl wird die zeitliche Änderung des Strahlstroms näherungsweise als exponentielle Abnahme beschrieben [9]:

$$I(t) = I_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau_{\text{gesamt}}}} \quad (3.6)$$

$$\frac{dI(t)}{dt} = -\frac{I_0}{\tau_{\text{gesamt}}} e^{-\frac{t}{\tau_{\text{gesamt}}}} = -\frac{I(t)}{\tau_{\text{gesamt}}} \quad (3.7)$$

Die Zeitkonstante τ_{gesamt} wird als Lebensdauer bezeichnet. Sie ist die Zeit, nach der die Strahlstromstärke ohne Veränderung der aktuellen Verlustrate

$$\frac{\frac{dI}{dt}}{I(t)} \quad (3.8)$$

auf den e-ten Teil des aktuellen Wertes I_0 absinken würde.

$$\tau_{\text{gesamt}} = -\frac{I(t)}{\frac{dI}{dt}} \quad (3.9)$$

Die Abnahme des Strahlstroms hat verschiedene Ursachen, deren Auswirkungen sich überlagern. Die wichtigsten Elektronenverlustmechanismen (Touschek-Effekt, Restgasstreuung, Synchrotronstrahlung) werden in den folgenden Unterkapiteln erläutert. Die Auswirkungen der Elektronenverlustmechanismen werden jeweils ebenfalls näherungsweise als exponentielle Abnahme beschrieben und einer Verlustrate zugeordnet. Eine Verlustrate ist der Kehrwert der entsprechenden Einzellebensdauer [20]. Da sich die Effekte überlagern, summieren sich die entsprechenden Verlustraten zu einer Gesamtverlustrate. Die Gesamtlebensdauer eines gespeicherten Elektronenstrahls ist der Kehrwert der Gesamtverlustrate [20] [32]:

$$\frac{1}{\tau_{\text{gesamt}}} = \frac{1}{\tau_{\text{Touschek}}} + \frac{1}{\tau_{\text{Coulombstreuung}}} + \frac{1}{\tau_{\text{Bremsstrahlung}}} + \dots \quad (3.10)$$

3.3.1 Touschek-Effekt

Bei Streuung von Elektronen innerhalb eines Bunches (Intra Beam Scattering, IBS) kommt es zu einem Impulsübertrag zwischen den am Stoßprozess beteiligten Elektronen und dadurch zu einer Veränderung der beteiligten Impulse. Der Touschek-Effekt ist ein Spezialfall des IBS.

Die beim Touschek-Effekt betrachteten Impulsüberträge basieren auf der sogenannten Møller-Streuung, einer relativistischen Form der Coulombstreuung. Dabei wird ein Teil der transversalen Teilchenimpulse der am Stoß beteiligten Elektronen in die longitudinale Richtung übertragen. Ist die Änderung der longitudinalen Impulse so groß, dass die Separatrix verlassen wird, gehen die am Stoß beteiligten Elektronen verloren [29]. Der Kehrwert der daraus resultierenden Verlustrate wird als Touschek-Lebensdauer bezeichnet.

Nach [31] und [34] ist die Touschek-Lebensdauer τ_{Touschek} bei gaußförmiger Teilchenverteilung gegeben durch

$$\frac{1}{\tau_{\text{Touschek}}} = -\frac{1}{N_b} \frac{dN_b}{dt} = \frac{r_0^2 c N_b}{8\pi \sigma_X \sigma_Y \sigma_s} \frac{\lambda^3}{\gamma^2} D(\xi), \quad (3.11)$$

wobei r_0 der klassische Teilchenradius ist, σ_X , σ_Y und σ_s (Bunchbreite, -höhe und -länge) die Standardabweichungen der normalverteilten Teilchenposition, N_b die Anzahl der im Bunch gespeicherten Teilchen und $\lambda^{-1} = \frac{\Delta p_{\text{HF}}}{p_0}$ der Impulsakzeptanzparameter (Δp_{HF} ist die Impulsakzeptanz des Speicherrings und p_0 der Impuls eines Sollteilchens.). Die Funktion $D(\xi)$ ist definiert als

$$D(\xi) = \sqrt{\xi} \left[-\frac{3}{2} e^{-\xi} + \frac{\xi}{2} \int_{\xi}^{\infty} \frac{\ln u}{u} e^{-u} du + \frac{1}{2} (3\xi - \xi \ln \xi + 2) \int_{\xi}^{\infty} \frac{e^{-u}}{u} du \right], \quad (3.12)$$

mit

$$\xi = \left(\frac{\Delta p_{\text{HF}}}{\gamma \sigma_p} \right)^2 \quad (3.13)$$

mit

$$\sigma_p = \frac{mc\gamma\sigma_X}{\beta_X}. \quad (3.14)$$

Die Touschek-Lebensdauer steigt mit der Strahlenergie und sinkt mit steigender Teilchendichte. Für eine hohe Touschek-Lebensdauer ist bei gegebenen Bedingungen (Strahlenergie, Teilchenanzahl je Bunch) daher eine möglichst große Bunchlänge vorteilhaft.

3.3.2 Restgasstreuung, Restgas-Lebensdauer

Zwischen den im Speicherring umlaufenden Elektronen und den Ladungsträgern der Restgasatome kommt es zu Wechselwirkungen, die zum Verlust der wechselwirkenden umlaufenden Elektronen führen können und daher lebensdauerverringend auf den Strahlstrom wirken.

Elastische Streuung eines umlaufenden Elektrons mit dem Kern oder der Hülle eines Restgasatoms verändert seinen transversalen Impuls. Führt die transversale Impulsänderung zum Verlassen der Apertur [9, S. 140], geht das Elektron verloren. Der dadurch eingeschränkte Anteil der Lebensdauer wird hier mit $\tau_{\text{Coulombstreuung}}$ bezeichnet, später auch aufgeteilt in einen durch vertikale Coulombstreuung eingeschränkten Anteil $\tau_{\text{Coulomb, vertikal}}$ und einen durch horizontale Coulombstreuung eingeschränkten Anteil $\tau_{\text{Coulomb, horizontal}}$.

Inelastische Streuung eines umlaufenden Elektrons mit dem Kern oder der Hülle eines Restgasatoms verändert seinen longitudinalen Impuls. Dabei wird durch die Ablenkung des gestreuten Elektrons ein Photon abgestrahlt (Bremsstrahlung), wodurch sich die Energie des Elektrons und damit sein Impuls verringert. Führt die longitudinale Impulsänderung zum Verlassen der Separatrix (siehe Abbildung 3.4), geht das Elektron verloren. Der Kehrwert der daraus resultierenden Verlustrate wird hier mit $\tau_{\text{Bremsstrahlung}}$ bezeichnet.

3.3.3 Synchrotronstrahlung, Quantum-Lebensdauer

Auch ohne Restgaseinfluss findet Photonenabstrahlung statt, da die Elektronen im Speicherring durch Magnetfelder transversal abgelenkt werden und dabei stochastisch Photonen (Synchrotronstrahlung, siehe auch Kapitel 3.5.2) abstrahlen [9, S. 211 u. 221]. Die von einem Elektron auf einem Umlauf abgestrahlte Energie ist daher das Ergebnis eines stochastischen Prozesses, dessen Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion auch außerhalb der Separatrix Werte größer Null annimmt. Die Elektronen in dem Bereich der sich ergebenden Energieverteilung, der aus der Separatrix herausreicht, gehen verloren. Der Kehrwert der daraus resultierenden Verlustrate wird als longitudinale Quantum-Lebensdauer bezeichnet.

Entsprechend ergibt sich die transversale Quantum-Lebensdauer aus den durch photonabstrahlungsbedingte transversale Impulsänderungen verursachten Verlusten an den Grenzen der Apertur.

Im Speicherringbetrieb ist die Quantum-Lebensdauer üblicherweise so hoch, dass sie keinen wesentlichen Beitrag zur Reduzierung der Gesamtlebensdauer leistet [20] [31]. Aus diesem Grund wird die Quantum-Lebensdauer im Folgenden nicht berücksichtigt.

3.3.4 Bestimmung von Lebensdaueranteilen

Das zur Bestimmung von Lebensdaueranteilen eines in Delta gespeicherten Elektronenstrahls übliche Verfahren basiert auf gezielter Apertureinschränkung mittels Scraper. Die Gesamtlebensdauer wird aus Messwerten von Zeit und Strahlstrom berechnet, während die Apertur in der vertikalen Richtung durch Veränderung der Scraperposition b unterschiedlich stark eingeschränkt wird.

Die maximale vertikale Scraperposition, die noch einen Einfluss auf die Strahllebensdauer hat (b_{\max}), wird als Grenze der vertikalen Akzeptanz $\epsilon_{\text{vertikal}}$ betrachtet:

$$\epsilon_{\text{vertikal}} = \frac{b_{\max}^2}{\beta_{\text{vertikal}}} \quad (3.15)$$

β_{vertikal} ist der Wert der vertikalen Betafunktion an dem Ort der Scraperkammer. Hier ist für $b \leq b_{\max}$ die vertikal begrenzende Stelle im Speicherring.

Analog ergibt sich für die horizontale Akzeptanz:

$$\epsilon_{\text{horizontal}} = \frac{a_{\max}^2}{\beta_{\text{horizontal}}} \quad (3.16)$$

Hierbei ist a_{\max} die maximale horizontale Scraperposition, die noch einen Einfluss auf die Strahllebensdauer hat.

Als Parametrisierung wird

$$\tau_{\text{gesamt}} = \left(\frac{1}{c} + \frac{1}{db^2} \right)^{-1} \quad (3.17)$$

gewählt. Der Parameter c berücksichtigt scraperpositionsunabhängige Lebensdaueranteile, der Parameter d die scraperpositionsabhängige $\tau_{\text{Coulomb, vertikal}}$. Beide Teile werden durch eine numerisch optimierende Anpassung der Parameter an die Messwerte voneinander getrennt. Hierzu wird eine Ausgleichsrechnung nach der Methode der kleinsten Quadrate durchgeführt. Aus der so bestimmten $\tau_{\text{Coulomb, vertikal}}$ und den transversalen Akzeptanzen kann $\tau_{\text{Coulomb, horizontal}}$ bestimmt werden:

$$\tau_{\text{Coulomb, horizontal}} = \tau_{\text{Coulomb, vertikal}} \frac{\epsilon_{\text{horizontal}}}{\epsilon_{\text{vertikal}}} \quad (3.18)$$

Zusammen mit der Lichtgeschwindigkeit c_0 , der relativen Energie [9]

$$\gamma = \frac{E}{m_0 c_0^2} \quad (3.19)$$

(m_0 : Ruhemasse eines Teilchens, hier eines Elektrons), dem klassischen Elektronenradius $r_{0, \text{Elektron}}$, sowie der mittleren vertikalen Betafunktion $\beta_{\text{vertikal, mittlere}}$ ergibt sich daraus die Teilchendichte des Restgases:

$$Z_n^2 = \frac{\gamma^2}{\tau_{\text{Coulomb, vertikal}} \cdot 2\pi \cdot r_{0, \text{Elektron}}^2 \cdot c_0 \cdot \beta_{\text{vertikal, mittlere}} \cdot \epsilon_{\text{vertikal}}} \quad (3.20)$$

Aus der Teilchendichte ergibt sich durch Multiplikation mit der Boltzmann-Konstante k und der mittleren Temperatur T (angenommen werden 290 Kelvin $\Rightarrow kT = 0,025$ eV) eine Energiedichte

$$Z_p^2 = Z_n^2 \cdot kT \quad (3.21)$$

und daraus der Gesamtdruck p_{gesamt} :

$$p_{\text{gesamt}}(\text{bei } 90\% \text{ H}_2 \text{ und } 10\% \text{ CO}) = \frac{Z_p^2}{11,8} \quad (3.22)$$

Mit der Energieakzeptanz des Beschleunigers ergibt sich

$$\tau_{\text{Bremsstrahlung}} = \left(\frac{16}{411} \cdot r_{0, \text{Elektron}}^2 \cdot c_0 \cdot Z_n^2 \cdot 5,05 \cdot \left(-\ln \frac{\Delta E(\text{HF})}{100} - \frac{5}{8} \right) \right)^{-1} \quad (3.23)$$

und zusammen mit $\tau_{\text{Coulomb, vertikal}}$ und $\tau_{\text{Coulomb, horizontal}}$ die Restgas-Lebensdauer

$$\tau_{\text{Restgas}} = \left(\frac{1}{\tau_{\text{Coulomb, vertikal}}} + \frac{1}{\tau_{\text{Coulomb, horizontal}}} + \frac{1}{\tau_{\text{Bremsstrahlung}}} \right)^{-1}, \quad (3.24)$$

die aus der Gesamtlebensdauer herausgerechnet wird, um die Touschek-Lebensdauer zu erhalten:

$$\tau_{\text{Touschek}} = \left(\frac{1}{\tau_{\text{gesamt}}} - \frac{1}{\tau_{\text{Restgas}}} \right)^{-1} \quad (3.25)$$

3.4 Anregung von Strahlschwingungen

Hier werden die Mechanismen vorgestellt, die zur Anregung von Strahlschwingungen führen können. In 3.4.1 wird die Anregung durch Wechselwirkungen zwischen den Elektronen im Speicherring und der umgebenden Vakuumkammer beschrieben, in 3.4.2 dann die Anregung durch höhere Resonatormoden des Hohlraumresonators.

3.4.1 Wakefelder und Impedanzen

Elektronen sind elektrisch geladen (jeweils mit $Q_{\text{Teilchen}} = -e$). Als elektrische Ladungen sind sie Quellen elektrischer Felder. Die Bewegung von Elektronen im Vakuum verändert die Ladungsverteilung dort proportional zur Änderung der Elektronendichteverteilung. Da sich die elektrischen Felder mit endlicher Geschwindigkeit (c_0) ausbreiten, folgt die Feldverteilung der Ladungsverteilung mit Verzögerung. Innerhalb der Vakuumkammer bewegte Ladungen verursachen so Kielwellenfelder (Wakefelder), die im Speicherring nachfolgende Ladungen und die Feld- und Ladungsverteilung in der Vakuumkammerwand beeinflussen.

Die DELTA-Vakuumkammern sind vorwiegend aus Edelstahl gefertigt und haben daher eine endliche elektrische Leitfähigkeit. Dadurch verursachen Schleppfelder elektrische Felder in der Vakuumkammerwand, die mit der Teilchenbewegung mitwandern und als Bewegung sogenannter „Spiegelladungen“ betrachtet werden. Die longitudinale Komponente der elektrischen Felder der Spiegelladungen innerhalb der Vakuumkammer übt eine Bremswirkung auf nachfolgende Elektronen aus (Energieerhaltungssatz).

Insbesondere an Strahlungserzeugern („insertion devices“), Auslasskammern, im Injektionsbereich, an der Strommesskammer und bei der Nachbeschleunigung gibt es Unstetigkeiten des Kammerquerschnittes. Hier kommt es zu Laufzeitunterschieden durch unterschiedliche Wegstrecken, zu Mehrfachreflexionen und zu Verwirbelungen der elektrischen Feldkomponenten und dadurch auch zu nichtlinearen Kraftwirkungen auf nachfolgende Elektronen.

Die Wechselwirkungen zwischen den Elektronen im Speicherring und der umgebenden Vakuumkammer werden in Form einer Impedanz $Z(f)$ angegeben. Die Rückwirkung auf den Strahl wird in Form einer komplexen Störspannung $V(f) = -Z(f)I(f)$ angegeben, wobei $I(f)$ der im Frequenzbereich betrachtete Strahlstrom ist [4].

Abbildung 3.6 zeigt die longitudinale Impedanz Z_{\parallel} eines typischen Speicherrings, aufgeteilt in einen ohmschen Realteil („Shuntimpedanz“) und einen kapazitiven bzw. induktiven Imaginärteil. Der ohmsche Realteil ist Folge der endlichen Leitfähigkeit der Kammerwand (breitbandiger Anteil) und schmalbandiger Resonanzen, insbesondere höherer Resonatormoden im Hohlraumresonator. Kapazitive bzw. induktive Anteile sind entsprechende Folgen von Unstetigkeiten der Vakuumkammer.

Die Anregungsstärke einer Instabilität lässt sich auch mit Hilfe einer Anwachsrate beschreiben [1] [2]:

$$\frac{1}{\tau_{\parallel}} = \frac{e\alpha}{2Q_S E} I_{Strahl} f_{HOM} R_{\parallel, HOM} \quad (3.26)$$

mit der Shuntimpedanz $R_{\parallel, HOM} = \text{Re}(Z_{\parallel, HOM})$ bei den zu der betrachteten Instabilität korrespondierenden Frequenzen f_{HOM} (HOM: „higher order mode“: höhere Resonatormode), dem Momentum-Compaction-Faktor $\alpha = \frac{\Delta L/L}{\Delta p/p}$ und der Strahlenergie E .

3.4.2 Schwingungsmoden des Hohlraumresonators

Bestimmungsgemäßer Zweck des Hohlraumresonators ist die periodische Wechselwirkung eines longitudinalen elektrischen Feldes mit gespeicherten Elektronen im Strahl. Neben der dafür erwünschten Grundmode ist eine große Zahl höherer Moden (HOM)

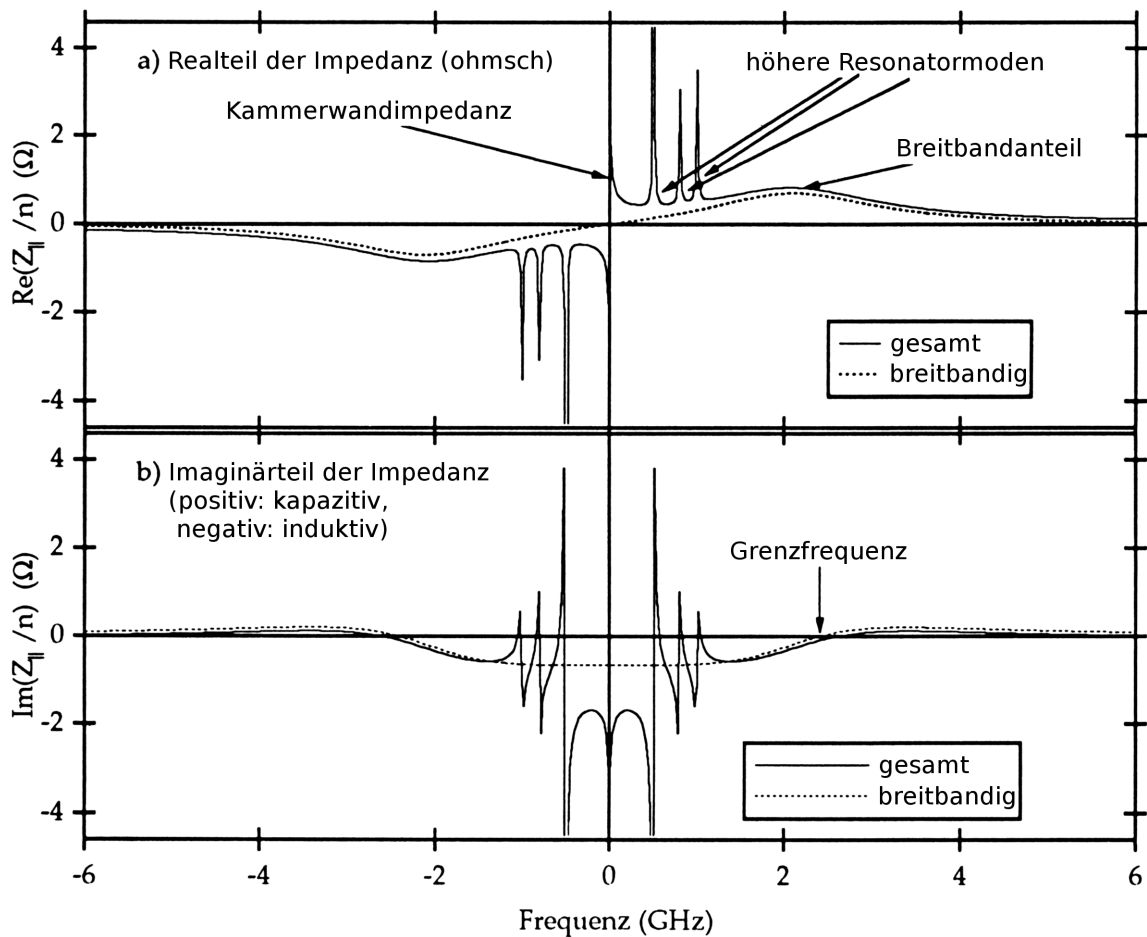


Abbildung 3.6: Longitudinale Impedanz $Z_{||}$ eines typischen Speicherrings nach [17, S. 320] – Im Vergleich zu den höheren Resonanzmoden ist der Breitbandanteil übertrieben groß dargestellt.

im Hohlraumresonator anregbar [1] [43]. Ist eine solche HOM angeregt, wird dadurch auch eine entsprechende Rückwirkung auf die gespeicherten Elektronen verursacht.

3.5 Dämpfungsmechanismen von Strahlschwingungen

Hier werden die beiden wichtigsten Dämpfungsmechanismen von Strahlschwingungen dargestellt, Landaudämpfung und Synchrotronstrahlungsdämpfung.

3.5.1 Landaudämpfung

Landaudämpfung (benannt nach dem russischen Physiker Lev Davidovich Landau [15]) ist eine Dekohärenzerscheinung, die durch das Auseinanderlaufen ungekoppelter

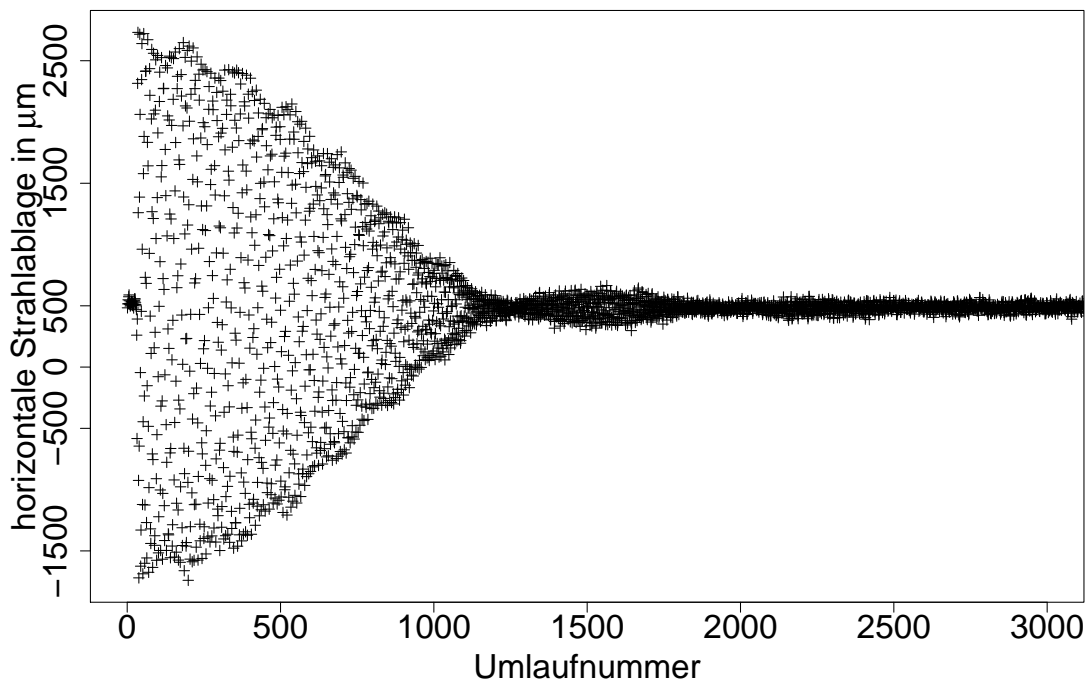


Abbildung 3.7: Ausschwingverhalten der transversalen Strahlblage an BPM 44 nach horizontaler Einzelpulsanregung mit einem Injektionskickermagneten um eine mittlere Strahlblage von etwa $510\ \mu\text{m}$ – Das Wiederanschwingen, nachdem die Schwingung zunächst abgeklungen ist, ist ein Hinweis auf Landaudämpfung.

Oszillatoren zu einer Dämpfung der Gesamtschwingung (Schwingung des (Ladungs-) Schwerpunktes bzw. Überlagerung der Schwingungen der einzelnen Oszillatoren) führt.

Bei der Messung von Phasenraumellipsen mittels Einzelpulsanregung ist Landaudämpfung ein störender Effekt, da bereits einige Umläufe nach der Einzelpulsanregung der Elektronenstrahl nicht mehr kohärent schwingt, so dass für die Auswertung jeweils nur wenige Messwerte verwendbar sind.

Bei der Phasenmodulation hingegen basieren die erzielten Effekte der Unterdrückung kohärenter longitudinaler Schwingungen wesentlich auf der Nutzung der Landaudämpfung.

In Abbildung 3.7 deutlich zu erkennen ist das schnelle Ausschwingen, gefolgt von einem leichten Wiederanschwingen, beides Hinweise auf einen großen Anteil Landaudämpfung.

3.5.2 Synchrotronstrahlungsdämpfung

Werden schnelle bewegte Ladungsträger seitlich (transversal, also senkrecht zur Strahlrichtung) abgelenkt, wird geradeaus (longitudinal in Strahlrichtung) Energie abgestrahlt, die sogenannte Synchrotronstrahlung (benannt nach dem Beschleuniger, in dem dies zum ersten Mal beobachtet wurde). Bei DELTA werden Elektronen mit $\gamma \approx 3000$ hauptsächlich in Dipolmagneten, zwei Undulatoren und einem Wiggler horizontal abgelenkt.

Energetisch betrachtet, verliert ein Elektron beim Abstrahlen eines Synchrotronstrahlungs-Photons einen Teil seiner Bewegungsenergie. Diese Verringerung betrifft nicht nur die longitudinale Bewegungsrichtung, sondern auch transversale Komponenten. Da der Energieverlust nur longitudinal ausgeglichen wird, werden dadurch auch transversale Schwingungen gedämpft. Diese Synchrotronstrahlungsdämpfung ist stark Strahlenergieabhängig [5]:

$$\frac{1}{\tau_{\text{Strahlungsdämpfung}}} \sim E^3 \quad (3.27)$$

Im Speicherring Delta beträgt die Synchrotronstrahlungsdämpfungszeit $\tau_{\text{Strahlungsdämpfung}}$ bei 1,5 GeV Strahlenergie etwa 10 ms [5].

3.6 Phasenmodulation

Im Folgenden werden die Grundlagen eines Systems zur Phasenmodulation des longitudinalen Nachbeschleunigungsfeldes im Speicherring Delta aufgezeigt, das geeignet ist, die Anregung der CBM 54 (und anderer unerwünschter Schwingungszustände) zu reduzieren, ohne dass dazu die Anregungsursache (siehe Kapitel 2.3) gefunden werden musste.

Das Schwingungsverhalten der gespeicherten Ladungsträger kann gezielt beeinflusst werden, indem mit einer Modulation der Hochfrequenz für den Hohlraumresonator im Speicherring ein verändertes Nachbeschleunigungsfeld aufgeprägt wird. Da der Phasenwinkel die einzige, für den Strahlbetrieb unkritische Größe der Hochfrequenz ist (siehe Kapitel 3.6.1), wird als Modulationsform die Phasenmodulation ausgewählt. Entsprechende Erfahrungen an anderen Speicherringen (z. B. [11], [12]) sind durchaus positiv, so dass Phasenmodulation zur Bedämpfung unerwünschter Schwingungszustände des gespeicherten Strahls im Delta-Speicherring geeignet erscheint.

In [11] wird gezeigt, wie sich das Resonanzverhalten des Strahls durch Phasenmodulation so verändern lässt, dass die Resonanzüberhöhung bei der Synchrotronfrequenz in einen Verlauf mit zwei verschiedenen Resonanzfrequenzen aufgespalten wird. Die beiden Resonanzüberhöhungen sind weniger stark, so dass insgesamt eine Bedämpfung gegenüber dem Betrieb ohne Phasenmodulation erreicht wird (Landaudämpfung, siehe Kapitel 3.5.1).

Die Phasenmodulation verändert die Elektronenverteilung innerhalb der Elektronenpakete (Bunche). Dies wird in Kapitel 4 durch Simulationsrechnungen gezeigt. Die Veränderungen im Zeitbereich (longitudinale Elektronenverteilung) werden im Rahmen der vorliegenden Arbeit auch bei den durchgeführten Messungen deutlich. Bei großem Phasenhub kommt es zu einer Aufteilung in zwei Teilbunche, die mit der Synchrotronfrequenz gegeneinander schwingen. Es existiert allerdings ein Grenzfall, bis zu dem sich die Bunche nicht vollständig trennen, was einer periodisch schwankenden (zeitlichen) Länge der Elektronenpakete („Bunchlänge“) entspricht, die fast immer, bis auf die Knotendurchgänge der Schwingung der Teilbunche gegeneinander, größer ist als die Bunchlänge im unmodulierten Zustand. Im zeitlichen Mittel lässt sich also durch Phasenmodulation mit geeigneten Betriebsparametern eine Bunchverlängerung erzielen. Durch diese Bunchverlängerung erhöht sich unter Vernachlässigung kleiner transversaler Strahlquerschnittsänderungen das Bunchvolumen, wodurch die Møller-Streuung innerhalb der Bunche reduziert wird, die Touschek-Lebensdauer (siehe Kapitel 3.3.1) steigt proportional zur Bunchlänge [69].

3.6.1 Prinzip der Phasenmodulation

Modulationsverfahren verändern Signaleigenschaften in Abhängigkeit eines Ansteuersignals. Bei der Phasenmodulation wird der Phasenwinkel verändert:

$$U_0 \sin(\Psi_1) \quad \rightarrow \quad U_0 \sin(\Psi_1 + \Psi_{Modulation}) \quad (3.28)$$

Der Phasenwinkel des modulierten Signals ist gegenüber dem harmonischen Eingangssignal bei der Phasenmodulation um einen, zum Ansteuersignal proportionalen, Winkel $\Psi_{Modulation}$ verschoben. Die Amplitude U_0 bleibt hingegen unverändert erhalten.

Im Folgenden wird ein sinusförmiges Ansteuersignal (z. B. $a \sin(\omega_2 t)$) verwendet. Dadurch bleibt neben der Amplitude des Eingangssignals auch deren mittlere Frequenz im modulierten Signal erhalten.

$$\sin(\omega_1 t) \quad \rightarrow \quad \sin(\omega_1 t + a \sin(\omega_2 t)) \quad (3.29)$$

Die Frequenz des Ansteuersignals ist damit die Modulationsfrequenz $\frac{\omega_2}{2\pi}$, die Amplitude des Ansteuersignals proportional zum Phasenhub, der damit gleich dem Modulationsindex a ist [35] [42].

Durch die konstante mittlere Frequenz $\frac{\omega_1}{2\pi}$ des Ausgangssignals werden Strahlverluste vermieden, die bei Frequenzveränderungen auftreten würden, die groß genug sind, um durch Bahnlängenänderungen den Strahl in Bereiche außerhalb der transversalen Akzeptanz des Speicherrings zu zwingen. Die Amplitude soll konstant gehalten werden, weil Amplitudenschwankungen andernfalls von der nachgeschalteten Leistungsregelung ausgeglichen werden müssten. Eine Veränderung der Amplitude würde den stabilen Bereich der Phasenfokussierung verändern und hätte bei längerandauernden Veränderungen auch unerwünschte thermische Auswirkungen.

Die Phasenmodulation ist daher das für den Speicherringbetrieb am besten geeignete Modulationsverfahren.

3.6.2 Betriebsparameter

Bei der Phasenmodulation mit harmonischem Ansteuersignal $a \sin(\omega_2 t)$ oder $a \cos(\omega_2 t)$ auftretende Betriebsparameter sind die Modulationsfrequenz $\frac{\omega_2}{2\pi}$ und der Modulationsindex a .

Die Erfahrungen an anderen Speicherringen lassen unterschiedliche Modulationsfrequenzen empfehlenswert erscheinen, beispielsweise verwendet [57] für SOLEIL die 2,9995-fache Synchrotronfrequenz, für BESSY I die 2,9850-fache Synchrotronfrequenz und für SuperACO die 2,9950-fache Synchrotronfrequenz. Hingegen verwendet [11] am LCLS Elektronenspeicherring, ebenso wie [69] am KEK Photon Factory Elektronenspeicherring, die doppelte Synchrotronfrequenz, erwähnt jedoch auch die Verwendung anderer ganzzahliger Vielfache an anderen Speicherringen. Die Verwendung von Modulationsfrequenzen, die möglichst nicht in einem rationalen Verhältnis zur Synchrotronfrequenz stehen, war Gegenstand einer anderen Empfehlung [19].

Experimentell (siehe Kapitel 5.1.1) konnte festgestellt werden, dass als Modulationsfrequenz die doppelte Synchrotronfrequenz (hier: Abstand der 54. Umlaufharmonischen zu deren rechtem Synchrotronseitenband) am geeignetsten ist, um die Anregung der CBM 54 zu bekämpfen (siehe Kapitel 6.3.3).

Bezüglich des Modulationsindex konnte auf Erfahrungen anderer Speicherringe verzichtet werden, da Strahlbetrieb an DELTA auch ohne Phasenmodulation möglich war, wenn auch mit schlechterer Lebensdauer und Strahlstabilität. Dies ermöglichte

die experimentelle Ermittlung des optimalen Modulationsindex, indem zunächst ohne Phasenmodulation Strahl gespeichert wird und die Delta-Hochfrequenz anschließend mit steigender Amplitude des Ansteuersignals phasenmoduliert wird. Je nach Priorität (Unterdrückung longitudinaler Moden, Lebensdauerverbesserung, Unterdrückung transversaler Moden) ergibt sich aus den so gewonnenen Betriebserfahrungen der optimale Modulationsindex.

3.6.3 Hochfrequenzkomponenten eines Phasenmodulationssystems

Mischer

Mischer sind elektronische Einheiten, die zwei elektrische Signale (idealerweise) im Zeitbereich multiplizieren.

Ein komplexer (vgl. [36]) Mischer verrechnet zwei Paare von Signalen (jeweils als Realteil und Imaginärteil eines komplexen Signals $\underline{s} = Re + \hat{i}Im$ betrachtet) so, dass das Ausgangssignalpaar dem Realteil und Imaginärteil der Multiplikation der komplexen Eingangssignale entspricht.

Symbol (in Abbildung 3.8): \otimes

Summierer

Summierer addieren im Zeitbereich. Ein Signal am invertierenden Eingang „–“ wird subtrahiert.

Symbol (in Abbildung 3.8): \oplus

Der Phasenschieber

Um den Phasenwinkel des Hochfrequenzsignals für den Hohlraumresonator zu verändern, werden Phasenschieber eingesetzt. Phasenschieber funktionieren auf der Basis unterschiedlicher Prinzipien. Beim mechanischen Phasenschieber wird die Signallaufzeit durch mechanische Änderungen beeinflusst, beispielsweise durch Längenänderung von Verzögerungsleitungen. Da jedoch die Synchrotronfrequenz und ihre Vielfache (siehe Kapitel 3.6.2) im Bereich mehrerer Kilohertz liegen, scheiden mechanische Phasenschieber hier als Modulatoren aus. Ein bereits vorhandener mechanischer Phasenschieber wird allerdings weiter genutzt, um die mittlere Phase einzustellen, so dass dies

nicht als Gleichanteil der Phasenmodulation erfolgen muss. Der Gleichanteil des Modulationssignals wird am Modulatoreingang durch Kondensatoren abgeblockt. Diese Potentialtrennung verhindert Probleme durch Erdpotentialdifferenzen (siehe Kapitel A.1) zwischen Modulationssignalgenerator und Phasenmodulator.

Bei Betrieb mit kleiner Strahlenergie (500–550 MeV) steigt die Synchrotronfrequenz auf etwa 25 kHz, so dass zunächst eine Phasenschieberbandbreite von 50 kHz wünschenswert erscheint. Da Strahlbetrieb mit kleiner Energie vorwiegend für FEL-Experimente vorgesehen ist, bei dem eine Verlängerung der Bunchlänge unerwünscht ist und weil der Hohlraumresonator bei 50 kHz Modulationsfrequenz bereits stark am Rand der Grundmode angeregt werden muss, reicht zwar eine Phasenschieberbandbreite von etwa 28–32 kHz für die meisten Anwendungsfälle aus, die realisierte Phasenschieberbandbreite von 50 kHz ermöglichte jedoch einige Messungen, die wenig aussagekräftig wären, wenn der Phasenschieber den Bandbreitenengpass des Modulationssystems darstellen würde, beispielsweise Untersuchungen zum Einfluss der Hohlraumresonatorbandbreite auf die Phasenmodulation. Ein weiterer Vorteil der größeren Phasenschieberbandbreite ist die Möglichkeit, Streakkammermessungen an der Undulatorstrahllinie BL 4 am FEL-Undulator U 250 durchführen zu können, was aufgrund der dortigen thermischen Spiegelbelastbarkeit nur bei kleiner Strahlenergie möglich ist.

3.6.4 Phasenmodulationsverfahren

Direkte Erzeugung des phasenmodulierten Signals

Der Delta-Master-HF-Generator verfügt über eine Modulationsfunktion, die es ermöglicht, anstelle des normalen Master-HF-Signals (Sinussignal mit 499,819 MHz, Frequenz, Amplitude und Phasenlage konstant) ein phasenmoduliertes Signal (abgesehen von der momentanen Phasenlage identisch zu dem normalen unmodulierten Master-HF-Signal) zu erzeugen. Dazu wird der externe Modulationseingang des Master-HF-Generators aktiviert und über eine Signalleitungsverbindung vom Kontrollraum aus mit dem Modulationssignal versorgt, das dort mit einem Signalgenerator erzeugt wird (Abbildung 3.8 oben).

Die Phasenmodulation erfolgt dabei innerhalb des Hochfrequenzgenerators. Das unmodulierte Hochfrequenzsignal existiert dabei lediglich innerhalb des Hochfrequenzgenerators, evtl. als reine Rechengröße. Außerhalb des Hochfrequenzgenerators steht es physikalisch nicht zur Verfügung.

Externe Phasenmodulation

Ziel bei der externen Phasenmodulation ist es, aus dem unmodulierten Eingangssignal $\cos(\omega_1 t)$ das phasenmodulierte Ausgangssignal $\cos(\omega_1 t + a \cos(\omega_2 t))$ mit der Modulationsfrequenz $\frac{\omega_2}{2\pi}$ und dem Modulationsindex a zu erzeugen. Entsprechend [35] und [42] wird mit Modulationsindex hier die Amplitude der aufmodulierten symmetrischen Phasenschwingung bezeichnet, die Phase des modulierten Signals variiert also in einem Bereich von $2a$ (Normalphase $\pm a$). In [27] wird stattdessen die maximale Winkeldifferenz $2a$ verwendet, die dort angegebenen Winkel sind daher doppelt so groß.

Da die Phasenmodulation hier mit einem Modulationssystem außerhalb des Hochfrequenzgenerators erfolgt, steht das unmodulierte Hochfrequenzsignal zwischen dem Hochfrequenzgenerator und dem Phasenmodulator unabhängig von dem Betriebszustand des Modulationssystems weiterhin physikalisch zur Verfügung.

Zur externen Phasenmodulation des Hochfrequenzsignals stehen zwei realisierbare Verfahren zur Verfügung:

Komposition des phasenmodulierten Signals aus rechtwinklig zueinander stehenden Hochfrequenzsignalen mit komplexem Mischer

Aus dem unmodulierten Eingangssignal $\cos(\omega_1 t)$ wird, durch Kombination mit einem um 90° bzw. $\frac{\pi}{2\omega_1}$ verzögerten Anteil ($\cong \sin(\omega_1 t)$) als Imaginärteil, das komplexe Signal $\cos(\omega_1 t) + \hat{i}\sin(\omega_1 t) = e^{i(\omega_1 t)}$ als Eingangssignal für einen komplexen Mischer (siehe Kapitel 3.6.3). Das erforderliche Modulationssignalpaar besteht aus zwei Einzelsignalen, die als Real- und Imaginärteil des ebenfalls komplexen Modulationssignals $\cos(a \cos(\omega_2 t)) + \hat{i}\sin(a \cos(\omega_2 t)) = e^{i(a \cos(\omega_2 t))}$ betrachtet werden. Beide komplexe Signale (Eingangssignal und Modulationssignal) werden mit dem komplexen Mischer gemischt, was im Zeitbereich einer Multiplikation entspricht:

$$e^{i(\omega_1 t)} \cdot e^{i(a \cos(\omega_2 t))} = e^{i(\omega_1 t + a \cos(\omega_2 t))} \quad (3.30)$$

Der Realteil des gemischten Signals ergibt sich zu

$$\operatorname{Re}\{e^{i(\omega_1 t + a \cos(\omega_2 t))}\} = \cos(\omega_1 t + a \cos(\omega_2 t)) \quad (3.31)$$

und entspricht damit dem gewünschten Ausgangssignal.

Zur Realisierung kann der zweite in Abbildung 3.8 dargestellte Aufbau verwendet werden. Die Komposition des Ausgangssignals erfolgt dabei komponentenweise:

$$\operatorname{Re}\{e^{i(\omega_1 t)} \cdot e^{i(a \cos(\omega_2 t))}\} = \operatorname{Re}\{(\cos(\omega_1 t) + \hat{i}\sin(\omega_1 t)) \cdot (\cos(a \cos(\omega_2 t)) + \hat{i}\sin(a \cos(\omega_2 t)))\} \quad (3.32)$$

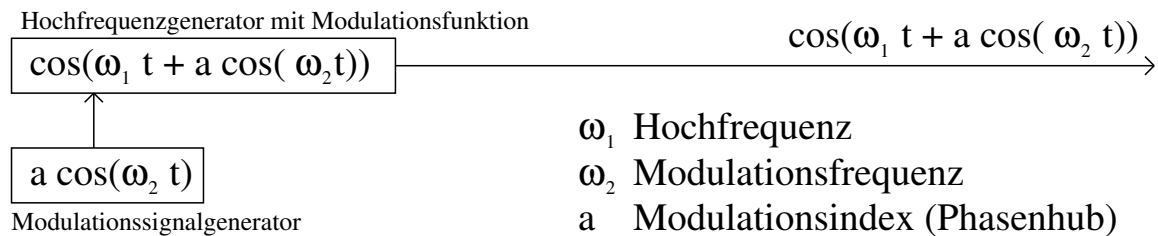
$$= \cos(\omega_1 t) \cdot \cos(a \cos(\omega_2 t)) - \sin(\omega_1 t) \cdot \sin(a \cos(\omega_2 t)) \quad (3.33)$$

und mit dem Additionstheorem $\cos(\alpha + \beta) = \cos \alpha \cdot \cos \beta - \sin \alpha \cdot \sin \beta$:

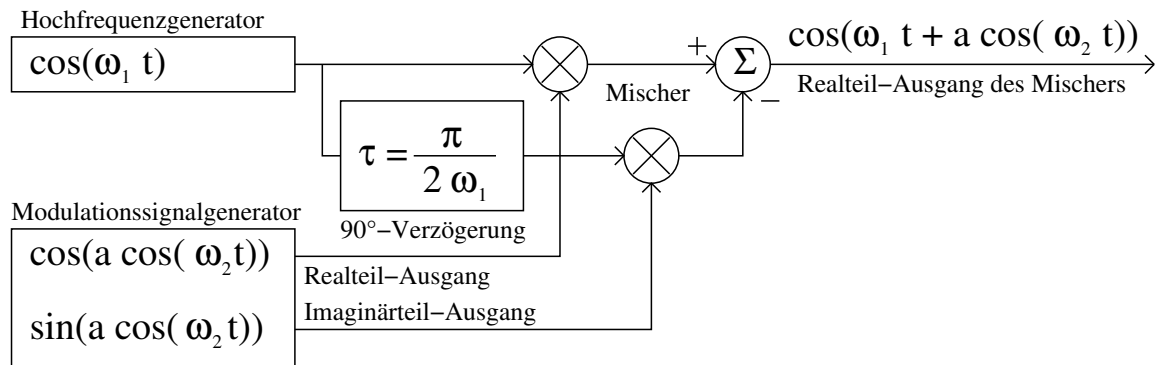
$$= \cos(\omega_1 t + a \cos(\omega_2 t)) \quad (3.34)$$

Externe Phasenmodulation mit elektronischem Phasenschieber Ein (elektronischer) Phasenschieber verzögert das hochfrequente Eingangssignal in Abhängigkeit des Modulationssignals. Der dritte in Abbildung 3.8 dargestellte Aufbau enthält einen elektronischen Phasenschieber, dessen Verzögerungszeit sich proportional zum Modulationssignal ändert. Als Proportionalitätsfaktor τ_1 ist hier zur Veranschaulichung $\frac{1}{\omega_1}$ gewählt, Vorfaktoren entfallen dadurch. Die Normalphase τ_0 ist so eingestellt, dass das Verhältnis $\frac{\omega_1 \tau_0}{2\pi}$ ganzzahlig ist. Hierdurch ist die Phasenlage des Ausgangssignals ohne Modulation (Modulationssignal Null) identisch mit der Phasenlage des Hochfrequenzsignals vor Einbau des Phasenmodulationssystems. Um das phasenmodulierte Ausgangssignal $\cos(\omega_1 t + a \cos(\omega_2 t))$ aus dem unmodulierten Eingangssignal $\cos(\omega_1 t)$ zu erzeugen, muss es um $-a \cos(\omega_2 t) \cdot \frac{1}{\omega_1}$ verzögert werden, das erforderliche Modulationssignal ergibt sich zu $-a \cos(\omega_2 t) = a \cos(\omega_2 t + \pi)$. Die Phasenlage des Modulationssignals hat hier allerdings, mit Ausnahme des Einschwingvorgangs, keine Auswirkungen, so dass jedes sinusförmige Signal mit der Amplitude a und der Frequenz ω_2 als Modulationssignal verwendet werden kann, ebenso wie bei der direkten Erzeugung des phasenmodulierten Signals (Abbildung 3.8 oben). Ein solches Modulationssignal kann mit einem handelsüblichen Signalgenerator erzeugt und über eine einzelne Koaxialleitung übertragen werden, wodurch die Komplexität und Fehleranfälligkeit der Modulationssignalerzeugung gegenüber dem Verfahren mit komplexem Mischer (Abbildung 3.8 Mitte) entscheidend reduziert ist.

Direkte Erzeugung des phasenmodulierten Signals:



Signalkomposition aus rechtwinklig zueinander stehenden Hochfrequenzsignalen mit komplexem Mischer:



Phasenmodulation mit elektronischem Phasenschieber:

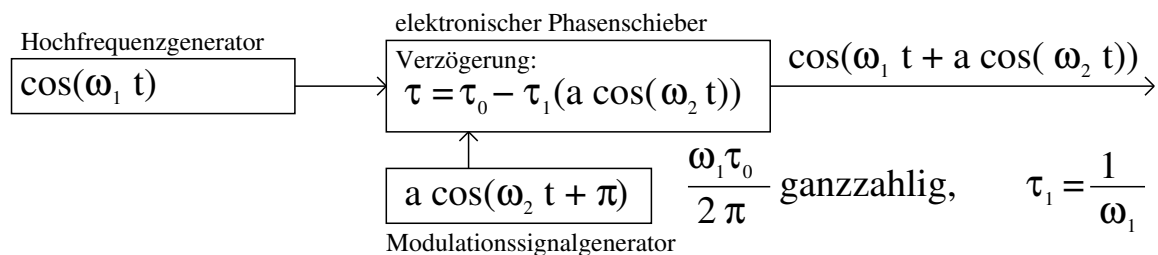


Abbildung 3.8: Unterschiedliche Verfahren zur Phasenmodulation

4 Numerische Simulation der longitudinalen Teilchendynamik

Für das Verständnis der Auswirkungen der longitudinalen Phasenmodulation werden im Folgenden die im Rahmen der vorliegenden Arbeit entwickelten Simulationsprogramme beschrieben. Zunächst (Kapitel 4.1) wird das Verhalten von einzelnen Elektronen ohne Phasenmodulation simuliert, dann (Kapitel 4.2) mit zusätzlicher Phasenmodulation der Nachbeschleunigungsspannung.

Größe	Symbol	Wert
Strahlenergie	E_0	1,5 GeV
Momentum-Compaction-Faktor ¹	α	$= \frac{\Delta L/L}{\Delta p/p}$ 0,004927
Harmonischenzahl	M	192
Hochfrequenz	f_{HF}	499,819 MHz
Energieverlust je Elektron und Umlauf	ΔE	134,1 keV [9, S. 39] bzw. $\Delta E [\text{keV}] = 88,5 \frac{E^4 [\text{GeV}^4]}{R [\text{m}]}$ [9, S. 39]
Bahnradius ²	R	3,321 m
Amplitude der Nachbeschl.spg.		das 2,5-fache der normalen Umlaufverluste je Elektron
Sollphase	Ψ_S	$\arccos(\frac{1}{2,5})$
Teilchenanzahl		z. B. 900 Elektronen mit 30 verschiedenen Startphasen und 30 verschiedenen Energieablagen
Energieverschmierung		$0,000682 \cdot 1,5 \text{ GeV}$
Bunchlänge ³		100 ps
Zahl der zu simulierenden Umläufe		z. B. 10000
Modulationsindex ⁴	a	z. B. $\frac{3}{360} \cdot 2\pi$
Umlaufnummer	k	

Tabelle 4.1: Übersicht über die den Programmen zugrundeliegenden Daten

Bei der Simulation wird für jeden Umlauf die Änderung der Energie- und Zeitablagen der Elektronen berechnet. Die Energieablage nach der auf den k-ten Umlauf folgenden Nachbeschleunigung ergibt sich (im Fall der Simulation ohne Phasenmodulation mit dem Phasenhub $a = 0$) aus der Summe der Energieablage nach dem k-ten Umlauf und der Nachbeschleunigungsenergie (Elementarladung mal vom Elektron durchlaufene Nachbeschleunigungsspannung):

$$\Delta E_{k+1} = \Delta E_k + eU_0 \cos(\omega_{HF} \Delta t_{Umlauf\ k} + a \cdot \cos(\omega_{Mod} \Delta t_{Mod} + \Psi_{ModStart})) + \Psi_S \quad (4.1)$$

Hiervon wird anschließend die über den k+1-ten Umlauf abgestrahlte Energie (Synchrotronstrahlung) abgezogen und es ergibt sich die Energieablage nach dem k+1-ten Umlauf:

$$\Delta E_{k+1} = \Delta E_{k+1 \text{ nach der Nachbeschleunigung}} - \frac{(E_0 + \Delta E_{k+1})^4 e^2}{3\epsilon_0 (m_e c^2)^4 R} \quad (4.2)$$

Die Berücksichtigung der teilchenenergieabhängigen Synchrotronstrahlungsdämpfung ist für die Stabilisierung der Phasen der Synchrotronschwingungen entscheidend.

Die Verwendung der absoluten Zeit wie in der Theorie (Kapitel 3.6.4: $\cos(\omega_1 t + a \cos(\omega_2 t))$) ist hier nicht möglich, da die numerische Auflösung begrenzt ist. Hochfrequenz und Modulationsfrequenz unterscheiden sich um mehr als 4 Größenordnungen, erhebliche Fehler durch Rundung wären die Folge. Um diese zu vermeiden, werden zwei voneinander unabhängige Zeitvariablen verwendet, je eine für die Hochfrequenzschwingung und die Modulationsfrequenzschwingung. Die Zeitvariable für die Hochfrequenzschwingung, $\Delta t_{Umlauf\ k}$, gibt die Zeitdifferenz zur Sollphase in Sekunden an und wird nach jedem Umlauf angepasst:

$$\Delta t_{Umlauf\ k+1} = \Delta t_{Umlauf\ k} + \frac{\alpha M}{f_{HF} E_0} \Delta E_{k+1} \quad (4.3)$$

Aus $\Delta t_{Umlauf\ k}$ kann auch die absolute Zeit bei der k-ten Nachbeschleunigung berechnet werden:

$$t_k = \frac{M}{f_{HF}} \cdot k + \Delta t_{Umlauf\ k} \quad (4.4)$$

Die Zeitvariable für die Modulationsfrequenzschwingung, Δt_{Mod} , ist der Nachkommaanteil der Anzahl bereits durchlaufener Modulationsfrequenzschwingungen, multipliziert mit dem Kehrwert der Modulationsfrequenz. Berechnet wird sie durch eine Modulofunktion, wobei der kumulative Effekt der Addition von $\Delta t_{Umlauf\ k}$ vernachlässigt wird, da er sich langfristig aufhebt und aufgrund von

$$\Delta t_{Umlauf\ k} \ll \frac{M}{f_{HF}} \approx 3,84 \cdot 10^{-7} \text{ s} \quad (4.5)$$

¹Definition nach [9]

²Der aktuelle Bahnradius in den Delta-Dipolen [23], nicht 3,34 m [9, S. 39]

³Typischer Wert

⁴In Radian

sehr klein ist:

$$\Delta t_{Mod \text{ nachher}} = \left(\Delta t_{Mod \text{ vorher}} + \Delta t_{Umlauf \ k+1} + \frac{M}{f_{HF}} \right) \text{ modulo } \frac{1}{f_{Mod}} \quad (4.6)$$

4.1 Simulation ohne Phasenmodulation

Zur Überprüfung der Plausibilität der Simulationsergebnisse wird zunächst ohne Phasenmodulation bei konstanter Dämpfung simuliert. Die Dämpfung beträgt hierbei für jedes Teilchen 134,1 keV je Umlauf. Es wird eine gleichverteilte Startverteilung von 121 Teilchen (Sollphase ± 5 Phasenschritte (bzw. Zeitablagen von je 200 ns), Sollenergie ± 5 Energieschritte je 40 MeV) verwendet. Bei 300 simulierten Umläufen ergibt sich hieraus der in Abbildung 3.4 dargestellte Verlauf der Separatrix im longitudinalen Phasenraum. Wird die Energieabhängigkeit der Dämpfung gemäß der Gleichung 4.2 berücksichtigt, ist die Synchrotronstrahlungsdämpfung an leichten, zur Sollteilchenposition hin gerichteten, spiralförmigen Abweichungen von der Kreisform der inneren Bahnen zu erkennen.

4.2 Simulation mit Phasenmodulation

Im Darstellungsformat von Abbildung 3.4 (longitudinaler Phasenraum) erscheint die Phasenmodulation als Deformation der Trajektorien im longitudinalen Phasenraum. Für die Untersuchung der Auswirkungen der Phasenmodulation ist dies zu unübersichtlich, auch weil der Einschwingvorgang deutlich mehr als die in Abbildung 3.4 dargestellten 300 Umläufe dauert.

An Delta ist die Energieverteilung der gespeicherten Elektronen nicht direkt messbar, die zeitliche Verteilung allerdings recht gut, insbesondere durch Einsatz der Streakkamera (Abbildung 5.5). Für eine Vergleichbarkeit mit Messdaten aus dem realen Strahlbetrieb wird daher ein Darstellungsformat angestrebt, das dem der Streakkamerabilder ähnlich ist. Dafür wird je Umlauf eine Projektion des longitudinalen Phasenraumes auf die Zeitachse als Position auf der schnellen Zeitachse verwendet. Die langsame Zeitachse ist so gewählt, dass die Synchrotronoscillierungen deutlich werden. Die Position der berechneten Teilchen auf dieser Achse ergibt sich aus der Summe von Zeitablage und der Zeit, bei der das Sollteilchen ohne Phasenmodulation nachbeschleunigt worden wäre:

$$t = \frac{\text{Umlaufzahl}}{\text{Umlauffrequenz}} + \Delta t \quad (4.7)$$

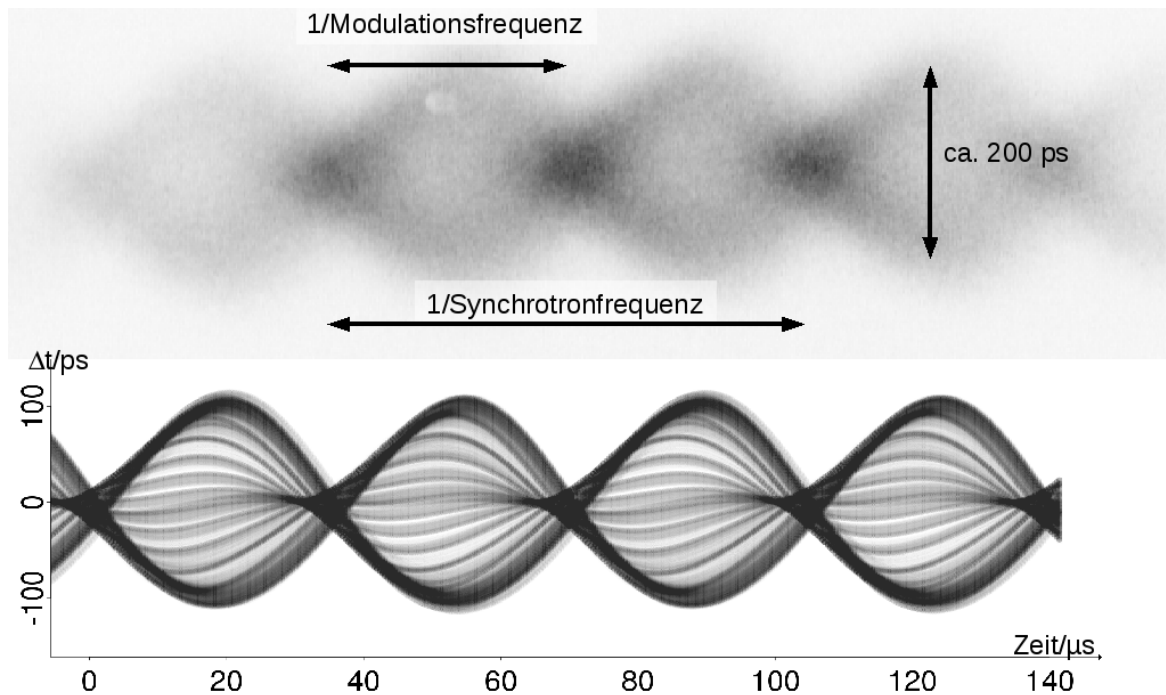


Abbildung 4.1: Phasenverlauf bei 1,5 GeV Strahlenergie und Phasenmodulation mit doppelter Synchrotronfrequenz und 3 Grad Phasenhub – oben: Streackkamera-Messung unten: Simulation von einem Bunch aus 900 Elektronen bei 2·14400 Hz Modulationsfrequenz – Dargestellt sind die letzten von insgesamt 10000 simulierten Umläufen. Der Schwärzungsgrad gibt die Elektronendichte an (weiß: niedrig, schwarz: hoch). Die gute Übereinstimmung von Simulations- und Messergebnis zeigt, dass das Simulationsmodell die für die Veränderung der Ladungsträgerverteilung durch die Phasenmodulation entscheidenden Aspekte umfasst und hinreichend genau abbildet.

Die Überlagerung vieler Lichtpulse im Bereich derselben CCD-Pixel wird nachempfunden, indem teiltransparente Punkte zur Darstellung verwendet werden. Dadurch sind Bereiche, in denen viele simulierte Teilchenpositionen sind, dunkler, was stärker beleuchteten CCD-Pixeln entspricht. Zum direkten Vergleich wird das Streackkamerabild invertiert, wodurch stärker beleuchtete CCD-Pixel ebenfalls dunkler, schwächer beleuchtete CCD-Pixel entsprechend heller dargestellt werden. In Abbildung 4.1 ist ein solches Bildpaar dargestellt. Im oberen Bereich ist die Hälfte eines Streackkamerabildes (Die andere Hälfte entsteht beim Rückweg des Elektronenstrahls in der Streackröhre und ist daher spiegelverkehrt aber ansonsten identisch.) mit invertierter Helligkeit dargestellt, der untere Bereich zeigt das entsprechende Simulationsergebnis. Die zugrundeliegenden Daten (1,5 GeV Strahlenergie und Phasenmodulation mit doppelter Synchrotronfrequenz und 3 Grad Phasenhub) entsprechen dem lebensdaueroptimierten Standardnutzertbetrieb. Wie bei Streackkameramessungen (Abbildung 6.2 oben) kann auch bei den Simulationsergebnissen eine longitudinale Dichteverteilung berechnet und grafisch dargestellt werden (Abbildung 6.3 und Abbildung 6.5 rechts).

Als Startverteilung wird, wie eingangs erwähnt, ein für Delta typischer Bunch verwendet. Er liegt deutlich innerhalb der Separatrix, Synchrotronfrequenzunterschiede zwischen den einzelnen Teilchen einer solchen Verteilung sind ohne Phasenmodulation gering, da die Nachbeschleunigung in dem relativ linearem Bereich der sinusförmigen Zeitfunktion der Nachbeschleunigungsspannung stattfindet. Mit Phasenmodulation mit doppelter Synchrotronfrequenz stellt sich jedoch nach einer Einschwingzeit von 2 bis 3 ms ein geordnetes Schwingungsverhalten ein.

Die Ergebnisse der Simulation der longitudinalen Teilchendynamik werden in Kapitel 6.1 dargestellt und in Kapitel 6.2 mit im Rahmen der vorliegenden Arbeit erzielten Ergebnisse von Messungen am Speicherring Delta verglichen.

5 Aufbau

In diesem Kapitel wird der hardwareseitige Aufbau für die Phasenmodulation und für die durchgeführten Messungen beschrieben.

5.1 Aufbau des Phasenmodulationssystems

Der Aufbau des Phasenmodulationssystems orientiert sich an den Anforderungen des Speicherringbetriebs. Da der Speicherring Delta für verschiedene Nutzergruppen und damit verschiedene Anforderungsprofile benutzt wird, stellen sich an die Strahleigenschaften verschiedene Anforderungen. Während im Standardnutzerbetrieb eine hohe Photonenrate und ein stabiler Strahlstrom mit langer Lebensdauer entscheidend ist, benötigen Experimente im Bereich der Freien-Elektronen-Laser möglichst kurze Elektronenpakete. Das im Rahmen der vorliegenden Arbeit in Betrieb genommene Phasenmodulationssystem erhöht die Strahlstabilität und mit der Strahllebensdauer bei gleichem maximalen Strahlstrom auch die Photonenrate. Dabei erhöht sich allerdings die Bunchlänge, weshalb eine wesentliche Anforderung an das Modulationssystem eine Möglichkeit ist, es außerhalb des Standardnutzerbetriebes vorübergehend rückwirkungsfrei außer Betrieb nehmen zu können. Diese Anforderung wird so vollständig erfüllt, dass die rückwirkungsfreie Außerbetriebnahme auch im laufenden Speicherringbetrieb innerhalb von weniger als einer Sekunde möglich ist. Hierzu genügt die Wegnahme des Ansteuersignals an den Phasenmodulator, beispielsweise durch Tastendruck im Kontrollraum oder einen entsprechenden EPICS-Befehl. Die Möglichkeit zur sofortigen rückwirkungsfreien Außerbetriebnahme im laufenden Speicherringbetrieb ermöglicht sogar eine hilfsweise Verwendung des Phasenmodulationssystems bei dem Start des für Experimente im Bereich der Freien-Elektronen-Laser verwendeten Bunch-by-Bunch-Feedbacksystems ohne vorherige Reduzierung des Strahlstroms. Nach dem Start des Bunch-by-Bunch-Feedbacksystems wird in diesem Fall das Ansteuersignal an den Phasenmodulator ausgeschaltet und der Speicherring unbeeinflusst von dem Phasenmodulationssystem wieder mit geringer Bunchlänge betrieben.

5.1.1 Auswahl des Phasenmodulationsverfahrens

Wie in Kapitel 3.6.1 gezeigt, ist die Phasenmodulation das für den Speicherringbetrieb am besten geeignete Modulationsverfahren. Zur Realisierung sind verschiedene Phasenmodulationsverfahren geeignet, die in Kapitel 3.6.4 vorgestellt werden. Als am einfachsten umzusetzendes Phasenmodulationsverfahren hat sich davon zunächst die direkte Erzeugung des phasenmodulierten Signals im Delta-Master-HF-Generator (Hochfrequenzgenerator mit Modulationsfunktion) angeboten. Für Testmessungen wurde der Delta-Master-HF-Generator im Rahmen der vorliegenden Arbeit mit einem externen Modulationssignal angesteuert, ähnlich in [12] und bei ANKA [37], so dass anstelle des unmodulierten ein phasenmoduliertes Hochfrequenzsignal erzeugt wurde (Abbildung 3.8 oben). Die Testmessungen konnten erfolgreich durchgeführt werden. Dadurch konnte vor der Entwicklung eines Phasenmodulators die Wirksamkeit von Phasenmodulation untersucht werden und Betriebserfahrung gesammelt werden. Auch der benötigte Betriebsbereich des zu entwickelnden Phasenmodulators konnte so ermittelt werden.

Die direkte Erzeugung des phasenmodulierten Hochfrequenzsignals hat allerdings einen erheblichen Nachteil, der darin besteht, dass das unmodulierte Hochfrequenzsignal außerhalb des Hochfrequenzgenerators physikalisch nicht zur Verfügung steht. Bei DELTA wird das Hochfrequenzsignal außer für die Nachbeschleunigung im Speicherring Delta auch zur Synchronisierung von Messtechnik und der Injektionskette verwendet. Auf die Injektionskette konnte ein negativer Einfluss durch die Phasenmodulation beobachtet werden. Insbesondere sank der mittlere Strom im Boostersynchrotron BoDo bei eingeschalteter Phasenmodulation erheblich ab, so dass während der Injektion eine manuelle Abschaltung des Modulationssignals und damit der Phasenmodulation im Hochfrequenzgenerator erforderlich war.

Trotz dieser zunächst noch bestehender Nachteile überwogen die Vorteile der Phasenmodulation bereits deutlich, da hiermit erstmals das Auftreten der CBM 54-Anregung ohne Strahlstromverringern verhindert werden konnte und sich eine deutliche Lebensdauerverbesserung ergab. Deshalb ist bereits kurze Zeit nach Bekanntwerden dieser in den Testmessungen nachgewiesenen Wirksamkeit entschieden worden, die Phasenmodulation auch im Standardnutzernetz am Speicherring Delta einzusetzen. Um hierbei die bei der direkten Erzeugung des phasenmodulierten Hochfrequenzsignals im Delta-Master-HF-Generator aufgetretenen Nachteile dauerhaft zu vermeiden, wird ein externes Phasenmodulationssystem entwickelt, das ausschließlich das Hochfrequenzsignal für die Nachbeschleunigung im Speicherring Delta moduliert. Die anderen an das Hochfrequenzsystem angeschlossenen Systeme erhalten weiterhin das unmodulierte Hochfrequenzsignal des Delta-Master-HF-Generators.

Zur externen Phasenmodulation (siehe Kapitel 3.6.4) des Hochfrequenzsignals stehen zwei realisierbare Verfahren zur Verfügung:

1. Komponentenzerlegung des Eingangssignals in zwei rechtwinklig zueinander stehende Signale, die einzeln amplitudenmoduliert und anschließend kombiniert werden (eingesetzt in [11]).
2. Elektronische Phasenschieber, die meistens auf der Anwendung von Kapazitätsdioden basieren.

Das erste Verfahren (Komposition des phasenmodulierten Signals aus rechtwinklig zueinander stehenden Hochfrequenzsignalen mit komplexem Mischer (Abbildung 3.8 Mitte)) kommt mit einfachen Hochfrequenzkomponenten aus (Mischer und Summierer), benötigt allerdings eine aufwändige Modulationssignalerzeugung (z. B. mit digitalem Signalprozessor).

Das zweite Verfahren (externe Phasenmodulation mit elektronischem Phasenschieber (Abbildung 3.8 unten)) hat gegenüber dem Verfahren mit komplexem Mischer insbesondere den Vorteil, dass ein einzelnes sinusförmiges Modulationssignal ausreicht, das mit einem handelsüblichen Signalgenerator erzeugt und über eine einzelne Koaxialleitung übertragen werden kann, wodurch die Komplexität und Fehleranfälligkeit der Modulationssignalerzeugung entscheidend reduziert ist. Ein elektronischer Phasenschieber bildet daher den Kern des im Rahmen der vorliegenden Arbeit entwickelten Phasenmodulators.

5.1.2 Entwicklung eines externen Modulators

Während bei BESSY [39], bei ANKA [37] und zunächst auch hier (Kapitel 5.1.1) nur der Master-HF-Generator moduliert wurde, wird für den Standardbetrieb im Rahmen der vorliegenden Arbeit ein Aufbau mit eigenständigem Phasenmodulator entwickelt (Abbildung 5.1). Durch den Einsatz dieses Aufbaus werden phasenstabile Streakkammermessungen möglich, da für die Synchronisierung der Streakkamera das unmodulierte Referenzsignal verwendet werden kann. Auch die Injektionskette wird mit Ausnahme der Phase des Einschusses in den Speicherring nicht mehr durch die Modulation beeinflusst, die Anzahl möglicher Fehler bei Injektion mit laufender Phasenmodulation wird dadurch reduziert.

Der für den Testbetrieb verwendete Signalgenerator hat im Bereich der Modulationsfrequenz lediglich eine Auflösung von 100 Hz, ebenso wie die Untersuchungen in [11]. Der für den Dauerbetrieb eingesetzte Modulationsfrequenzgenerator kann millihertzgenau eingestellt werden (5 Größenordnungen höhere Einstellaufösung). Er kann über

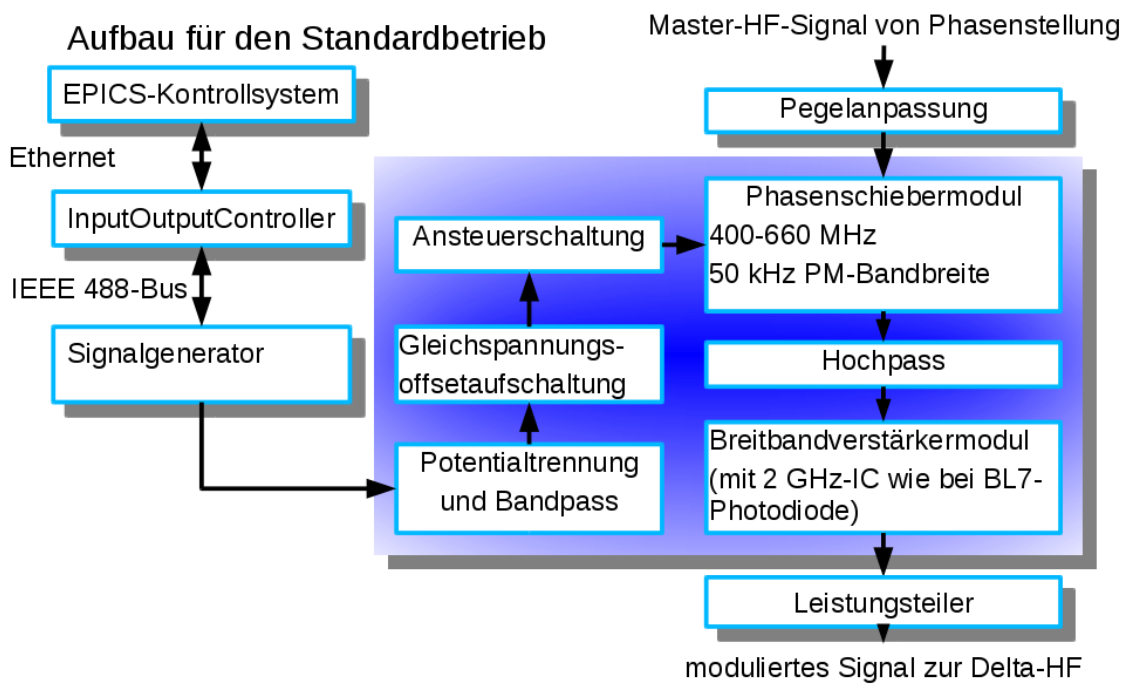
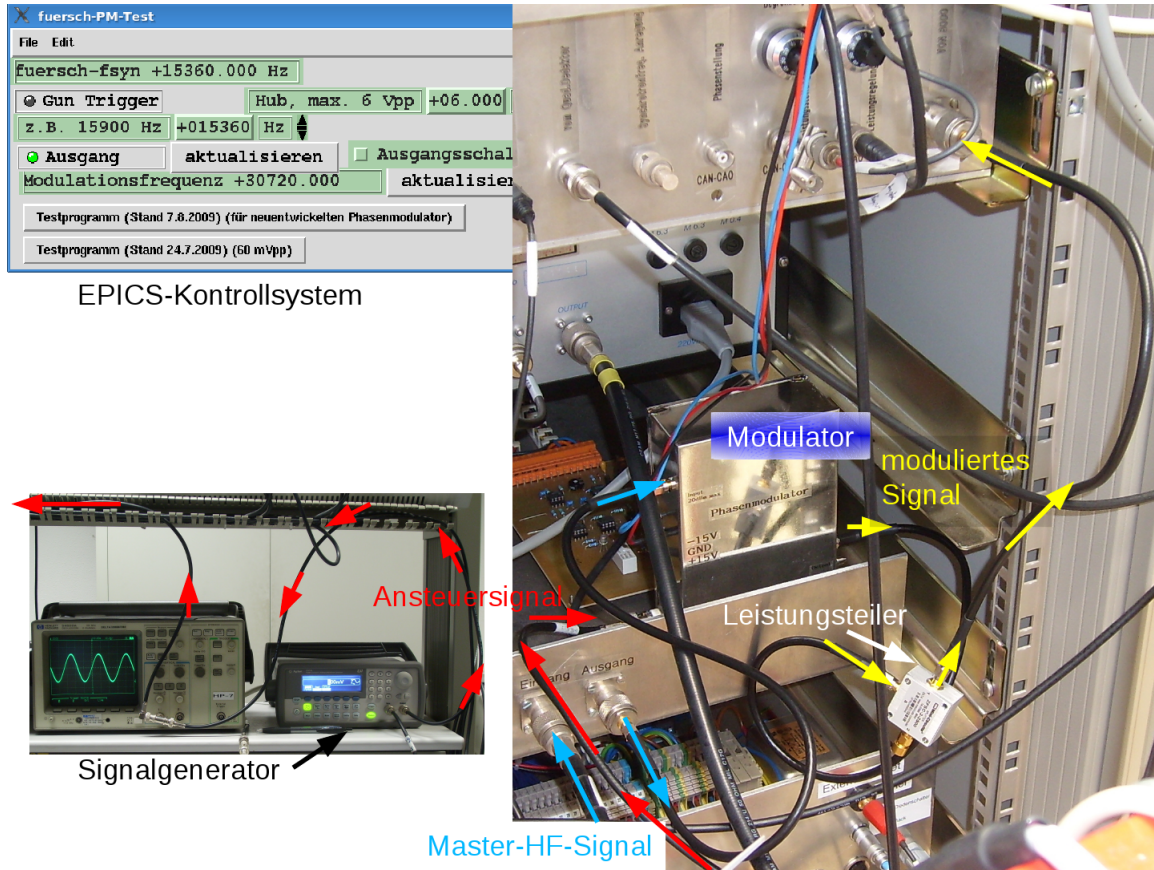


Abbildung 5.1: Aufbau für den Standardbetrieb

das EPICS-Kontrollsystem ferngesteuert werden (Abbildung 5.1 links), was automatisierte Messprogramme und Programme zur einfacheren und/oder fehlbedienungs geschützteren Bedienung des Phasenmodulationssystems ermöglicht, die im Rahmen der vorliegenden Arbeit entwickelt worden sind (Kapitel 5.1.3).

Abbildung 5.1 zeigt oben rechts den im Rahmen dieser Arbeit entwickelten externen Phasenmodulator im eingebauten Zustand zwischen dem mechanischen Phasenschieber (Phasenstellung) und der Leistungsstellung der Hochfrequenzanlage des Speicherrings Delta.

Bei dem im Phasenmodulator verwendeten Phasenschiebermodul handelt es sich um einen „JSPHS-661+“-Baustein [92] des Herstellers „Mini-Circuits“. Abhängig von der Steuerspannung ändert sich die Phasenlage des Ausgangssignals, was in Abbildung 5.3 grafisch dargestellt ist. Für optimale Hochfrequenzeigenschaften wird zur elektrischen Anbindung der vom selben Hersteller speziell für diesen Baustein vorgesehene Entwicklungsaufbau „TB-122B“ [93] eingesetzt (Abbildung 5.2 oben links).

Um die Leistungsstellung nicht zu beeinflussen, wird der Signalpegel mit Dämpfungsgliedern („Pegelanpassung“) und einem Breitbandverstärkermodul [95] so eingestellt, dass der Pegel am Eingang der Leistungsstellung weiterhin so groß ist, wie am Ausgang der Phasenstellung vor dem Phasenmodulator, was messtechnisch nachgewiesen wurde. Als Verstärker kommt ein THS3202-IC [94] zum Einsatz. Das IC enthält zwei 2 GHz-Operationsverstärker (Strom-Feedback-Verstärker), von denen im Phasenmodulator einer (auf dem Foto in Abbildung 5.2 die linke Seite) verwendet wird. Seit 2007 ist ein solches Breitbandverstärkermodul erfolgreich an der Diagnosestrahllinie (Beamline 7) zur Verstärkung eines Photodiodensignals in Betrieb. Die dabei gewonnene Erfahrung konnte beim Phasenmodulator ebenfalls erfolgreich verwendet werden.

In Abbildung 5.2 ist die Innenansicht und der Schaltplan des im Rahmen dieser Arbeit entwickelten externen Phasenmodulators dargestellt. Der Schaltplan umfasst die Eingangsfiler, die Potentialtrennung, die Gleichspannungsüberlagerung, die Phasenschiebermodulansteuerschaltung und die Stromversorgung für das Breitbandverstärkermodul. Der im Schaltplan nicht dargestellte Hochpass (siehe Abbildung 5.1) wurde unter Ausnutzung des Eingangswiderstandes des Breitbandverstärkers (ca. 50 Ohm, wesentlich bestimmt durch den SMD-Widerstand „R3“ auf der kleinen grünen Platine) durch den im verwendeten Eingang-Signalweg eingefügten SMD-Kondensator (330 pF) realisiert. Er ist über eine hierfür vorgenommene Leiterbahnunterbrechung gelötet. Die Grenzfrequenz ergibt sich zu

$$f_{Grenz} = \frac{1}{2\pi RC} \approx \frac{1}{2\pi \cdot 50\Omega \cdot 330\text{pF}} \approx 10\text{MHz}, \quad (5.1)$$

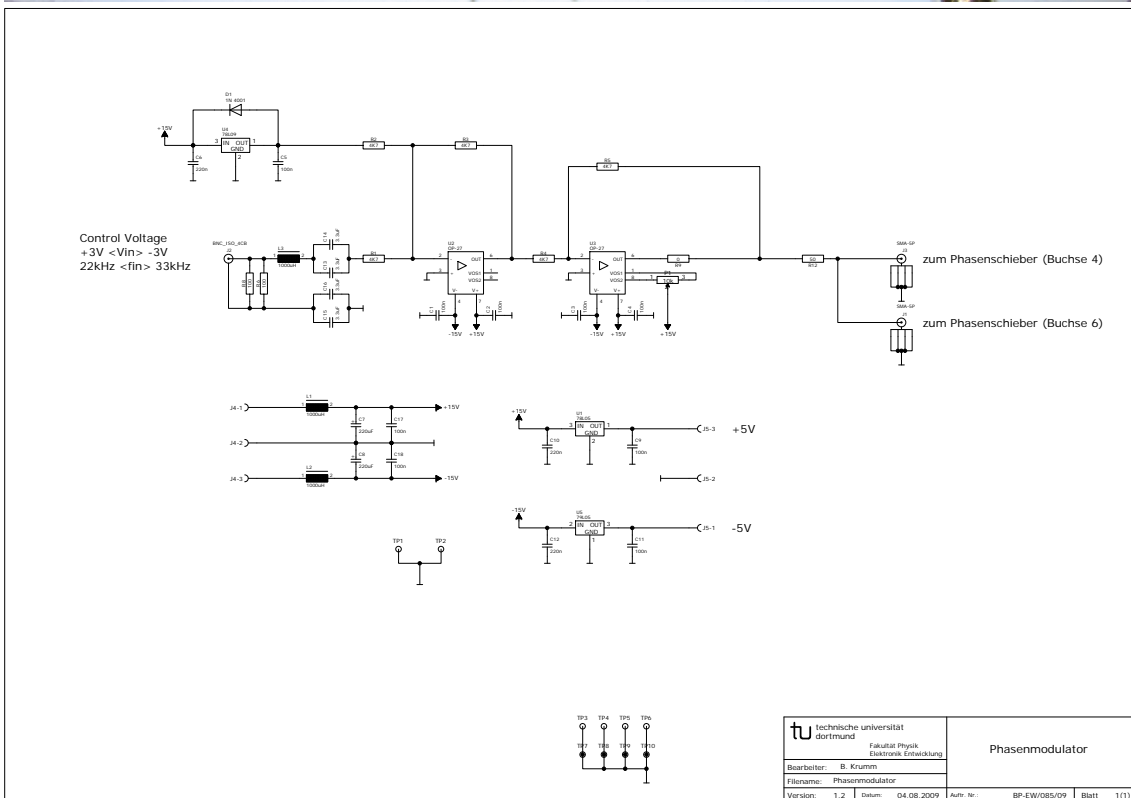
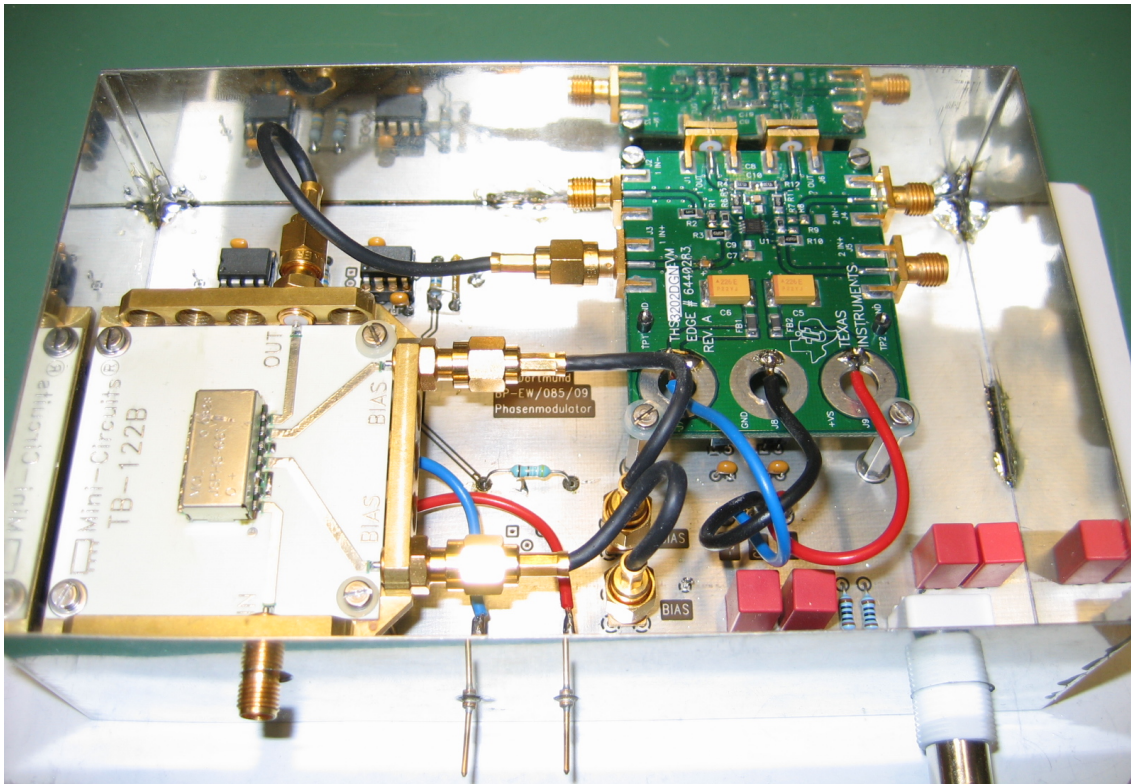


Abbildung 5.2: Innenansicht und Schaltplan des Phasenmodulators mit integrierten Eingangsfiltren, Potentialtrennung, Gleichspannungsüberlagerung und Phasenschiebermodulansteuerschaltung – Der Einfluss von eingestreuten und leitungsgebundenen Störungen wird minimiert und eine konstante Ruhephase sichergestellt.

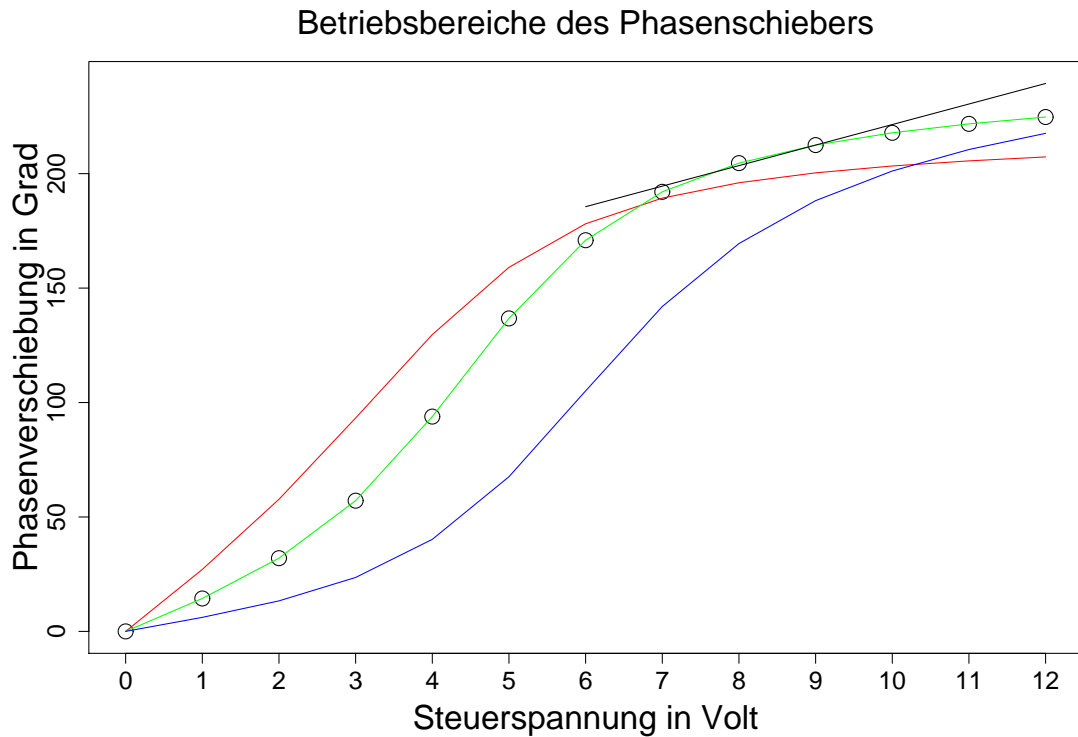


Abbildung 5.3: Betriebsbereiche des Phasenschiebermoduls „JSPHS-661+“ [92] – Nach Herstellerangaben: rote Kurve: 400 MHz, grüne Kurve: 510 MHz, blaue Kurve: 660 MHz; Schwarz dargestellt ist näherungsweise der Bereich, in dem das Phasenschiebermodul hier betrieben wird. Zu diesem Zweck wird in dem Phasenmodulator die Summe aus einer Gleichspannung von 9 Volt und dem bandpassgefilterten Ansteuersignal (maximale Amplitude: 3 Volt) als Steuerspannung verwendet. Der Gleichanteil der Phasenverschiebung aller neuen Einbauten wird durch die vorhandene Phasenstellung kompensiert.

so dass das modulierte Hochfrequenzsignal (ca. 500 MHz) durchgelassen wird, Gleichanteil und Basisbandanteile (ca. 28–31 kHz, bei kleiner Strahlenergie ca. 50 kHz) jedoch unterdrückt werden.

Zwischen dem Ausgang des Phasenmodulators und dem Eingang der Leistungsstellung wurde ein Leistungsteiler eingebaut, um bei Bedarf das modulierte Signal für Messzwecke abgreifen zu können, ohne den Aufbau (insbesondere phasenbestimmende Leitungslängen) verändern zu müssen. Die durch den Leistungsteiler bedingte Pegelabsenkung wird bei der Pegelanpassung berücksichtigt.

5.1.3 Die Ansteuerung

Im DELTA-Standardbetrieb erfolgt die Steuerung und Rücklese nahezu aller Betriebsparameter über das EPICS-Kontrollsystem (siehe Kapitel A.3). Um das im Rahmen der vorliegenden Arbeit entwickelte Phasenmodulationssystem optimal in den DELTA-Standardbetrieb integrieren zu können, wird daher auch für dieses eine Ansteuerungsmöglichkeit über das EPICS-Kontrollsystem realisiert (Abbildung 5.1 links).

Für die Parameter des Phasenmodulationssystems (Signalform, Amplitude und Frequenz des Ansteuersignals, Modulationssignalgeneratorausgangsschalterzustand) und für die Synchrotronfrequenz werden sogenannte EPICS-Records angelegt und einer IOC (Input Output Controller) zugewiesen. EPICS-Records sind im Kontrollsystem geräteübergreifend verfügbare Variablen. Beim Booten der IOC werden alle ihr zugewiesenen Records auf deren jeweilige Standardwerte gesetzt, das Record für die Synchrotronfrequenz „fuersch-fsyn“ beispielsweise auf 15900 Hz. Danach können die Werte innerhalb bei der Record-Definition (z. B. bei „fuersch-fsyn“) und/oder in der Benutzeroberfläche (z. B. bei der Modulationssignalspannung „de-33210A-v:set“ (doppelte Ansteuersignalamplitude (U_{SS} bzw. „Hub“), 0,01 bis 6 Volt)) vorgegebener Grenzen verändert werden. Dies ist prinzipiell von jedem Computer im Kontrollsystem aus möglich, sowohl von Hand (Kommandozeile oder grafische Benutzeroberfläche), als auch aus einem Tcl/Tk-Programm heraus. Die Grenzen verhindern versehentliche Überschreitungen des zulässigen Betriebsbereiches.

Tcl/Tk-Programme werden in der vorliegenden Arbeit hauptsächlich zur automatisierten Durchführung von Messreihen genutzt (siehe Kapitel 5.2.11). Eine Ausnahme stellt das „Testprogramm“ dar, das zur Initialisierung des Modulationssignalgenerators im DELTA-Standardbetrieb verwendet werden kann. Es ist von der in Abbildung 5.1 im Ausschnitt oben links dargestellten grafischen Benutzeroberfläche „fuersch-PM-Test“ aufrufbar. Die untere Version (60 mVpp) ist für die Ansteuerung des Master-HF-Generator-Modulationseingangs vorgesehen. Die obere Version ist für den Betrieb mit

dem neuentwickelten Phasenmodulator (siehe Abbildung 5.2) ausgelegt, der mit einem um zwei Größenordnungen höheren Signalpegel angesteuert werden kann (maximaler „Hub“ 6 Vpp). Bei der Initialisierung wird der „Hub“, also die doppelte Ansteuersignalamplitude, allerdings zunächst auf nur 100 mV gesetzt. Dies entspricht einer Modulationstiefe von 0,42 Grad und ist damit so niedrig gewählt, dass die Strahlstabilität auch bei zuvor versehentlich falsch gewählten Synchrotronfrequenzeinstellungen nicht beeinträchtigt wird. Neben der Amplitude des Ansteuersignals wird bei der Initialisierung auch dessen Signalform auf „Sinus“ und die Modulationsfrequenz auf den doppelten Wert der Synchrotronfrequenz eingestellt, der aus dem EPICS-Record „fuersch-fsyn“ gelesen wird. Nach der Initialisierung kann der Hub dann entsprechend dem Einsatzzweck eingestellt werden, beispielsweise etwa 500 mV bis 700 mV für Lebensdaueroptimierung.

Das Ansteuersignal selbst wird von dem Modulationssignalgenerator (33210 A) mit den von der zugeordneten IOC („de-diagnose“) über einen Parallelbus empfangenen Parametern erzeugt und über eine doppelt abgeschirmte Signalleitung (RG 223) zu dem Phasenmodulator übertragen.

Um Phasenfehler durch Erdpotentialunterschiede zwischen Signalgenerator (im Kontrollraum) und Phasenmodulator (im westlichen Delta-Innenraum) zu vermeiden, wird der Gleichanteil des Ansteuersignals durch eine Potentialtrennung am Phasenmodulatoreingang abgeblockt (siehe Kapitel A.1). Die Entstehung rücklaufender Wellen auf der Signalleitung wird durch Abschluss mit dem Wellenwiderstand ($50\ \Omega$) vermieden. Da über elektromagnetische Störfelder auch höherfrequente Störungen auf die Signalleitung eingekoppelt werden, wird mit einem Bandpass der für die Modulationsfrequenz in Frage kommende Frequenzbereich des Ansteuersignals ausgewählt, höherfrequente und sehr niederfrequente Anteile, bei denen es sich nur um Störungen handeln kann, werden unterdrückt. Der herausgefilterte Gleichanteil wird über eine nachgeschaltete Gleichspannungsoffsetaufschaltung (mit dem linken Operationsverstärker (U2) in Abbildung 5.2 unten) so ersetzt (hier: 9 Volt), dass sich das Phasenschiebermodul beim Nulldurchgang des Modulationssignals in einer geeigneten Mittelstellung (hier: zwischen 6 Volt und 12 Volt) befindet. Der Bereich von 6 Volt bis 12 Volt ist der linearste Bereich der Phasenschiebermodul-Kennlinie, in dem 25 Grad Phasenhub möglich sind, da die Phasendifferenz bei 12 Volt um etwas mehr als 50 Grad größer ist als bei 6 Volt (siehe auch Abbildung 5.3). Die eigentliche Ansteuerschaltung (mit dem Operationsverstärker U3, rechts neben U2) treibt mit dem überlagerten Signal das Phasenschiebermodul.

5.2 Aufbau der Messsysteme

Zum Nachweis der Wirksamkeit des Phasenmodulationssystems werden im Rahmen der vorliegenden Arbeit verschiedene Messsysteme eingesetzt. Mit diesen kann gemessen werden, wie sich die Lebensdauer und die longitudinale Verteilung der gespeicherten Elektronen unter dem Einfluss der Phasenmodulation verändert. Für die Messung der Lebensdauer ist die Messung der Zeit und des Strahlstroms erforderlich. Für die Bestimmung des Anteils der Touschek-Lebensdauer an dieser Gesamtlebensdauer (siehe Kapitel 3.3.4) werden zusätzlich die Scaperpositionen variiert und zusammen mit der im Bereich der Scaper gemessenen Strahlage erfasst. Für die Messung der longitudinalen Verteilung der gespeicherten Elektronen gibt es zwei verschiedene Ansätze. Der erste Ansatz nutzt die elektrische Ladung der Elektronen, der zweite die Abstrahlung von Photonen (Synchrotronstrahlung). Im Folgenden werden die wichtigsten der eingesetzten Messsysteme und deren Einsatzbereiche vorgestellt.

5.2.1 Zeitmessung

Grundlage der Lebensdauerbestimmung und anderer Messungen im Zeitbereich ist eine geeignete Zeitmessung. Aus der gemessenen Zeit wird insbesondere zusammen mit dem gemessenen Strahlstrom die Lebensdauer bestimmt. Aus der Lebensdauer in Abhängigkeit von der Scaperposition und Strahlpositionsmessungen können einzelne Lebensdaueranteile bestimmt werden.

Für absolute Zeiten und Zeitspannen von mindestens einer Sekunde Dauer wird die Rechner-Systemzeit verwendet, die bei den meisten Rechnern im DELTA-Kontrollsystem über NTP¹ mit der Zeit von einem normalen Funkuhrempfänger² synchronisiert wird.

5.2.2 Synchronisation

Die Bedeutung einer geeigneten Referenzfrequenz wird insbesondere deutlich bei der Ermittlung der Synchrotronfrequenz mittels Spektrumanalysator. Da eine schmalbandige Bestimmung der Synchrotronfrequenz bei der Grundmode³ nicht möglich ist (siehe Abbildung 6.11), wird dies bei der 54. Umlaufharmonischen⁴ durchgeführt, deren

¹Network Time Protocol

²empfängt die gesetzliche Zeit von der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt vom Zeitzeichensender DCF77

³499,819 MHz \pm Synchrotronfrequenz

⁴499,819 MHz*(1+ 54/192)

rechtes Seitenband⁵ bei angeregter CBM 54 schmalbandig aus dem Rauschboden herausragt und dadurch eine gute Frequenzauflösung erreichbar macht (siehe Abbildung 6.12). Die ohne Synchronisierung erzielbare Genauigkeit liegt hier bei etwa 5 kHz. Für die Bestimmung einer geeigneten Modulationsfrequenz ist jedoch die Ermittlung der Synchrotronfrequenz mit einer Genauigkeit von etwa 100-200 Hz erforderlich.

Durch die im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführten Synchronisierung mit einem 10 MHz-Rubidium-Frequenznormal [100] wird eine Systemgenauigkeit von etwa 1 Hz erreicht (siehe A.2), limitiert durch die Spektrumanalysatorauflösung. Das hier generierte, hochgenaue 10 MHz-Sinussignal wird über ein System von doppelt abgeschirmten Signalleitungen (RG 223 U) und einen speziellen Referenzsignalverteiler [101] einer Vielzahl von Geräten als externes Referenzsignal zur Verfügung gestellt. Diese Geräte verwenden das externe Referenzsignal anstelle ihrer, grundsätzlich weniger genauen, internen Oszillatoren. Es handelt sich hierbei insbesondere um die drei Spektrumanalysatoren im Kontrollraum, die Zeitgeber der Injektionskette, die „Libera“-Messrechner (über Signalumformer, weitere Verteiler und Lichtwellenleiter), und die Frequenzgeneratoren (Master-Hochfrequenz und Modulationsfrequenz).

5.2.3 Triggerung von Hochgeschwindigkeitsmessungen

Um die longitudinale Bunchstruktur zu untersuchen, werden Zeitauflösungen im Bereich von einigen Pikosekunden benötigt. Solche Hochgeschwindigkeitsmessungen erzeugen eine entsprechend hohe Datenrate. Um die absolute Datenmenge auf einen angemessenen Umfang zu beschränken, wird hier jeweils nur kurze Zeit gemessen, die einzelne Messung wird dabei jeweils durch ein Triggersignal ausgelöst. Daten vieler gleichartiger Ereignisse können überlagert werden, wenn das Triggersignal mit dem Auftreten der betrachteten Ereignisse synchronisiert ist. Bei den im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführten Messungen treten relevante Ereignisse insbesondere periodisch mit der Hochfrequenz, der Umlauffrequenz oder der Modulationsfrequenz auf. Für schnelle longitudinale Oszilloskopmessungen wird jeweils ein solches Signal als Triggersignal benötigt. Bei Messungen mit der Streackkamera können zwei voneinander unabhängige Signale verwendet werden, ein hochfrequentes Synchronisationssignal für die schnelle Ablenkeinheit und ein deutlich niederfrequenteres Triggersignal für die langsame Ablenkeinheit.

Am Speicherring Delta gibt es einen optischen Transportweg, der Synchrotronstrahlung aus einem Dipol zu einem optischen Tisch außerhalb der Abschirmmauer transportiert. Etwa ein Viertel des von der Spiegelkammer der Diagnosestrahllinie BL 7 ausgekoppelten Lichts steht dort für Messungen zur Verfügung. An diesem optischen Tisch, der sich

⁵ $499,819 \text{ MHz} \cdot (1 + 54/192) + \text{Synchrotronfrequenz}$

in der Nähe des Labyrintheingangs im Südosten des Speicherrings (siehe Abbildung 2.1) befindet, sind Messungen sowohl mit der Streakkamera, als auch mit einer Kombination aus einer Photodiode und einem Oszilloskop möglich. Der optische Tisch wurde hierfür im Rahmen der vorliegenden Arbeit mit einem neuen Patchfeld ausgestattet, das über einen neuverlegten Kabelbaum⁶ mit dem Kontrollraum verbunden ist. Hier können im Kontrollraum unter anderem Hochfrequenz, Umlauffrequenz und Modulationsfrequenz aufgelegt und dadurch an dem optischen Tisch am Labyrintheingang als Triggersignale verwendet werden. Dies ermöglicht vielfältige Anwendungen, insbesondere mehrdimensional getriggerte Streakkammermessungen, wie die in Abbildung 4.1 dargestellte, die auf die Modulationsfrequenzphase (langsame Zeitachse) und die Umlauffrequenzphase (schnelle Zeitachse) getriggert ist. Hierbei wird die schnelle Ablenkeinheit der Streakkamera mit der vierten Subharmonischen der Hochfrequenz⁷ getriggert, mit der sich der interne Oszillator der Streakkamera synchronisiert. Die Triggerung der langsamen Ablenkeinheit der Streakkamera erfolgt – anstelle des bisher üblichen Zeitgebersignals – durch das Synchronisierungssignal des Modulationssignalgenerators der Phasenmodulation. Die mit dieser zweidimensionalen Triggerung erstellten Streakkamerabilder zeigen daher sehr gut Zusammenhänge sowohl zur Hochfrequenz, als auch zur Modulationsfrequenz.

5.2.4 Schwellwerttrigger für schnelle Strahlausfallerkennung

Zur Untersuchung von Strahlverlusten, z.B. durch zu starke Phasenmodulation, ermöglicht eine schnelle Strahlausfallerkennung die Auswertung von während des Strahlverlustes erhobenen Messdaten, die bis zur Strahlausfallmeldung zyklisch überschrieben werden. Hierfür wurde ein Schwellwerttrigger entwickelt, aufgebaut und in Betrieb genommen, der den $\frac{di}{dt}$ -Ausgang der Auswerteelektronik des Strommesstransformators (siehe Kapitel 5.2.5) überwacht und Schwellwertüberschreitungen über ein kontrollnetzunabhängiges Leitungssystem an die „Libera“-Messrechner (siehe Kapitel 5.2.7) meldet. Die Gleichzeitigkeit dieser Meldezeitpunkte wird hierbei erreicht durch die Verwendung von Leitungen mit identischer Länge und von abgeglichenen Signalverteilern mit jeweils max. 1 ns Jitter und Verzögerungszeitdifferenz. Eine Schwellwertüberschreitung führt so zuverlässig innerhalb etwa einer Millisekunde zum Anhalten der zyklischen Aufzeichnung von Strahlpositionsinformationen in den „Libera“-Messrechnern. Deren Speicher fasst Daten von 2^{14} Umläufen je ca. 384 ns, also etwa 6,3 ms Speicherdauer, wodurch mit dem Schwellwerttriggersystem Daten von etwa 5 ms vor dem Strahlverlust ausgelesen werden können.

⁶ 2× RG 214 U und 1× RG 59 B/U zusätzlich zum Patchfeld am BL 7-Quellpunkt, 2× RG 214 U, 4× RG 223 U und 3× RG 59 B/U zum neuen Patchfeld am optischen Tisch am Labyrintheingang

⁷ $\frac{f_{\text{HF}}}{4} \approx 125 \text{ MHz}$

5.2.5 Strommesstransformator

Der Strommesstransformator[88] wird sowohl für die Lebensdauerermittlung, als auch für die Strahlausfallerkennung genutzt. Mit dem Strommesstransformator[88] wird der Strahlstrom im Delta-Speicherring gemessen. Die Messwerte werden über das EPICS-Kontrollsystem ausgelesen. Zusammen mit der gemessenen Zeit kann hieraus die Lebensdauer berechnet werden (siehe Kapitel 3.3). Die Vakuumkammerwand ist in der Strommesskammer von einer Keramikschiicht isolierend unterbrochen, Kammerströme werden durch einen Abschirmzylinder um den Strommesstransformator herum umgeleitet [38]. Das ungefilterte Ausgangssignal hat einen Frequenzbereich von Null bis 100 kHz [88].

Bei kurzfristig sehr kleinen Lebensdauern ((Teil-)Strahlverlust oder Strahlausfall) reicht die Geschwindigkeit des EPICS-Kontrollsystems für eine genaue Untersuchung nicht aus. Für schnelle Strahlausfallerkennung wird daher der $\frac{di}{dt}$ -Ausgang des Strommesstransformators mit einem Schwellwerttrigger überwacht. Durch Schwellwertüberschreitungen erkannte Strahlausfälle werden unter Umgehung des Kontrollsystems direkt an die „Libera“-Messrechner (siehe Kapitel 5.2.7) gemeldet. Die Strahlausfallerkennung ist mit diesem System innerhalb von etwa 1 ms möglich (siehe Kapitel 5.2.4), deutlich schneller als über das Kontrollsystem, das ein mit 4,2 kHz Bandbreite tiefpassgefiltertes Strahlstromsignal jeweils über eine Sekunde mittelt.

Neben diesem herstellerseitig als „PCT“ (Parametric Current Transformer) bezeichneten Strommesstransformator ist auch ein „ICT“ (Integrated Current Transformer) verbaut, der mit einer Anstiegszeit von etwa 30 ns und einer minimalen Ausgangspulslänge von 70 ns zur Schätzung der Füllstruktur und zur Untersuchung des Injektionsverhaltens von BoDo nach Delta verwendet wird.

5.2.6 Scapermessungen

Aperturabhängige Lebensdaueranteile lassen sich ermitteln, indem die Apertur des Speicherrings variiert und dabei die Veränderung der Gesamtlebensdauer bestimmt wird. Hierfür werden „Scaper“ eingesetzt, schrittmotorverfahrbare Edelstahlstangen in der Vakuumkammer des Speicherrings. Mit diesen kann das Kammerprofil an einer Stelle im Speicherring gezielt verengt werden, insbesondere, um gestreute Elektronen zur Untersuchung von Streuprozessen vom Strahl abzukratzen. Diese Elektronen werden von den Edelstahlstangen absorbiert oder derart stark gestreut, dass sie unmittelbar danach an der Kammerwand verloren gehen. Ihre Wirkung soll im herausgefahrenen Zustand verschwinden (Jedes Scaperende befindet sich dann in einer Ebene mit der umgebenden Kammerwand.), was nahezu vollständig geschieht. Theoretisch wird

von (sehr geringen) Rückwirkungen auf die Spiegelströme ausgegangen [20, S. 55–56], da ein elektrisch isolierender Spalt zwischen dem Scaperende und dem umgebenden Kammerwandmaterial auftritt [20, S. 55, Abbildung 5.20]. Diese Rückwirkungen im herausgefahrenen Zustand werden im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht berücksichtigt.

In der vorliegenden Arbeit wird mit Scapermessungen insbesondere die Touschek-Lebensdauer ermittelt. Durch Auswertung verknüpfter Reihen gleichzeitig gemessener Werte von Uhrzeit, Scaperpositionen, Strahllage und Strahlstrom wird der Einfluss der Apertur auf die Gesamtlebensdauer ermittelt, und daraus die aperturabhängigen Anteile der jeweiligen Gesamtlebensdauer. Sind die Gesamtlebensdauer und die Anteile der wichtigsten Einzellebensdauern bekannt, wird daraus die Touschek-Lebensdauer berechnet (siehe Kapitel 3.3).

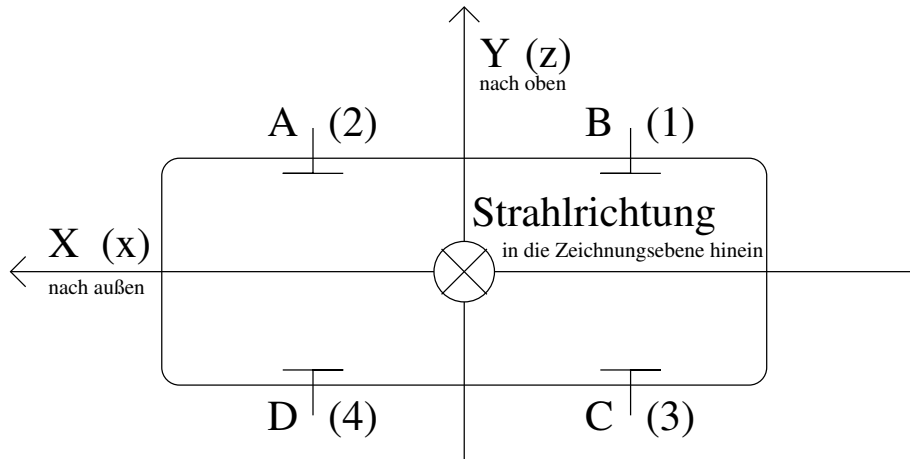
5.2.7 Strahllagemonitore

Um mit Oszilloskop oder Spektrumanalysator Ladungsverteilung bzw. Schwingungen der Elektronenpakete untersuchen zu können, wird ein geeignetes Messsignal benötigt, das hier mit Hilfe eines Strahllagemonitors bereitgestellt wird. Für Scapermessungen (siehe Kapitel 5.2.6) ist neben der Scaperposition ebenso die exakte transversale Strahlposition erforderlich, um den Abstand zwischen Scaper und Elektronenstrahl bestimmen zu können.

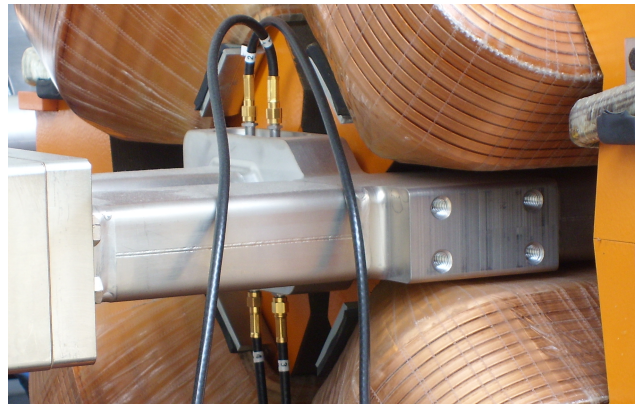
Der Speicherring Delta ist für diese Ermittlung der transversalen Strahlposition mit 54 Strahllagemonitoren (BPMs) ausgestattet. Mit Strahllagemonitoren wird die im Vakuum mit der Elektronenverteilung identische Ladungsverteilung gemessen. Der Kopf eines Strahllagemonitors ist jeweils eine Anordnung von 4 Elektrodenknöpfen in einer Ebene senkrecht zur Kammerwand, symmetrisch zur transversalen Nulllage. Idealerweise stimmt diese transversale Nulllage mit der lokalen Position des Nullorbits überein, einer Umlaufbahn durch die Mitte der Quadrupolmagnete. Die innere Oberfläche jeder Elektrode liegt in der umgebenden Kammerwandebene, um Kammerquerschnittsveränderungen zu vermeiden.

Das Signal entsteht in den (BPM-)Köpfen der Strahllagemonitore durch Wechselwirkung von elektrischen Schleppfeldern der Elektronen im Strahl mit den jeweils vier Strahllagemonitorelektroden (BPM-Knöpfe) in der Kammerwand. Eine solche Anordnung ist in Abbildung 5.4 dargestellt.

Zur Auswertung werden analoge BPM-Elektronik-Baugruppen (Typ „Multiplexed Beam Position Monitor“ der Firma „Bergoz Instrumentation“), Messrechner (Typ „Libe-



(a) Ausrichtung und Nummerierung. Die eingeklammerten Ziffern stellen die alte Elektrodennummerierung dar, die davorstehenden Buchstaben die dazugehörigen Eingänge der AuswertungsElektronikbaugruppen und Messrechner. Die Achsenausrichtung bildet in der Reihenfolge horizontal nach außen (x bzw. X), nach oben (z bzw. Y) und der Strahlrichtung des Elektronenstrahls (s) ein Rechtssystem.



(b) Foto des Strahllagemonitors BPM 45 in Strahlrichtung nach dem Undulator U55 im Delta-Speicherring

Abbildung 5.4: *Strahllagemonitor (BPM) zur Bestimmung der Strahlage an einer Stelle im Speicherring, bestehend aus jeweils vier BPM-Knöpfen*

ra Electron“ der Firma „Instrumentation Technologies“) und ein Spektrumanalysator (Typ „FSP“ der Firma „Rhode & Schwarz“) mit einem Tcl-Programm (Tool command language) über das EPICS-Kontrollsystem ausgelesen.

Die Messrechner verfügen über eingebaute Analogteile und können aus dem zeitlichen Verlauf der vier Knopfsignale eines Strahllageмонitorkopfes beispielsweise die Position des transversalen Ladungsschwerpunktes ermitteln.

Die analogen BPM-Elektronik-Baugruppen liefern ab einem Strahlstrom von 1 mA zuverlässige Strahllageauswertungen [28, S. 50]. Ab 2 mA Strahlstrom weichen die Ergebnisse der „Libera“-Messrechner (im „slow acquisition“-Modus) weniger als 10 μm davon ab [26].

In den „Libera“-Messrechnern werden die vier analogen Einzelsignale zu den vier Zahlenwerten V_A , V_B , V_C und V_D digitalisiert. Die transversalen Ablagen ergeben sich daraus linear genähert mit den Koeffizienten K_X und K_Y unter Berücksichtigung der Nullpunktverschiebungen X_{Offset} und Y_{Offset} zu:

$$X = K_X \frac{(V_A + V_D) - (V_B + V_C)}{V_A + V_B + V_C + V_D} + X_{Offset} \quad (5.2)$$

$$Y = K_Y \frac{(V_A + V_B) - (V_C + V_D)}{V_A + V_B + V_C + V_D} + Y_{Offset} \quad (5.3)$$

Verwendet werden hier die in [33] berechneten Koeffizienten $K_X = 15,9 * 10^3 \mu\text{m}$ und $K_Y = 19,6 * 10^3 \mu\text{m}$.

Bei Strahlverlusten, die über Absenkung der HF-Leistung im Nachbeschleunigungssystem verursacht werden, kommt es zu einer starken transversalen Strahlausdehnung und -Verlagerung. Dabei wird deutlich, dass die lineare Betrachtung der Coulombkräfte in den Randbereichen der Apertur in diesen Fällen nicht mehr ausreichend ist. Elektronen, die sich sehr dicht an BPM-Knöpfen vorbei bewegen (kurz bevor sie seitlich verloren gehen), verursachen dort ein so großes Signal, dass das Summensignal während des Strahlverlustes nach anfänglichem Sinken kurz wieder ansteigt. Im Normalbetrieb ist der Abstand zwischen den Elektronen des Strahlstroms und den BPM-Knöpfen allerdings groß genug, um die lineare Näherung hinreichend genau sein zu lassen (bis $\pm 5 \text{ mm}$ absoluter Ablage maximal 5% Fehler durch die lineare Näherung [28, S. 50]).

Die Auswertung von Signalen, die mit Strahllagemonitoren gewonnen werden, wird in der vorliegenden Arbeit auch zur Untersuchung schneller longitudinaler Schwingungen eingesetzt.

Um das Summensignal (für longitudinale Untersuchungen mit Spektrumanalysator oder Oszilloskop) und Differenzsignale (entsprechend für transversale Spektralanalyse) als analoges Messsignal nutzen zu können, wird ein Aufbau aus 180°-Hybriden[96], ähnlich dem in [1] und [18] verwendet. Darin wird die mit Leistungsteilern[90] ausgekoppelte Hälfte der Signalleistung jedes der vier BPM-Knöpfe von BPM 44 entsprechend dem in den Gleichungen 5.2 und 5.3 dargestellten Prinzip analog verarbeitet. Die Signalübertragung in den Kontrollraum erfolgt über eine in [18] für den Frequenzbereich von 50 MHz bis 13,5 GHz (vermessen mit [106]) dokumentierte dämpfungsarme Leitung.

Die Untersuchungen des Summensignals stellen eine wichtige Ergänzung zu Messungen mit der Streackkamera ([98], siehe Kapitel 5.2.9) dar. Durch die hohe Flankensteilheit des Summensignals kann dieses sehr gut sowohl zur Triggerung und für Messungen der Bunchabstände genutzt werden. Die im Rahmen der vorliegenden Arbeit gemessene Flankensteilheit liegt im Bereich von $5 \cdot 10^8 \frac{V}{s}$ an dem mit 50 Ohm Wellenwiderstand abgeschlossenen Oszilloskopeingang, der über eine ausreichend hohe Eingangsempfindlichkeit verfügt, um ohne Vorverstärkung des Signals auszukommen. Die Signale (Summe und Differenz) lassen sich im Kontrollraum vollelektronisch mit Spektrumanalysator oder Oszilloskop nutzen, wobei im Vergleich zur optischen Strahldiagnose (siehe Kapitel 5.2.9) optische Fehlerquellen entfallen. Ein weiterer Vorteil ist die ständige Verfügbarkeit der Signale im Kontrollraum, wodurch im Rahmen der vorliegenden Arbeit mehrtägige automatisierte Dauermessungen durchgeführt werden konnten.

5.2.8 Oszilloskop

Das Summensignal von BPM 44 wird mit einem Oszilloskop im Zeitbereich untersucht. Zur Triggerung wird insbesondere das Umlauftriggersignal von Delta verwendet.

Aufgrund der großen Abtastrate des verwendeten Oszilloskops ([102]: 20 GS/s) können mehrere Abtastpunkte innerhalb eines Bunchs während desselben Durchgangs durch den Strahllagemonitor aufgenommen werden. Hierdurch ist eine Untersuchung der bunchinternen Ladungsverteilung möglich. Dies ist besonders wichtig, um eine Veränderung der Ladungsdichte innerhalb eines gefüllten Bunches und damit Bunchverlängerung und/oder Bunchaufteilung unter dem Einfluss von Phasenmodulation eindeutig nachzuweisen. Für den Nachweis einer Veränderung der Bunchstruktur reicht bereits die Zeitinvarianz des Übertragungs- und Messsystems, von der hier ausgegangen

wird. Kann weiterhin Stetigkeit dahingehend angenommen werden, dass mehr Ladung einen stärkeren Ausschlag des Signals verursacht, kann auch die Richtung der Veränderung der Ladungsdichte nachgewiesen werden. Auf breitbandige Linearität, die im Bereich von 500 bis 1000 MHz durch die verwendeten 180°-Hybride garantiert ist, kann hier hingegen verzichtet werden, da die absoluten Bunchlängen zuverlässig mit der Streackkamera[98] (siehe Kapitel 5.2.9) gemessen werden können.

Ändert sich die bunchinterne Ladungsverteilung nur langsam im Vergleich zur Umlauffrequenz, kann durch Überlagerung mehrerer Durchgänge eine noch höhere effektive Abtastrate (200 GS/s) erreicht werden. Wird auf die DELTA-Hochfrequenz anstelle des Umlauftriggersignals getriggert, können auf diese Weise auch die Ladungsverteilungen aller Bunche überlagert werden. Bei rechteckiger Füllstruktur ergibt dies im Wesentlichen zwei sich überlagernde Linien, eine als Signal von den Elektronen in den gefüllten Buckets und eine Nulllinie von der Austastlücke (siehe auch Abbildung 6.9).

5.2.9 Optische Strahldiagnose

Da im Speicherring Delta umlaufende Elektronen an Stellen mit transversalen Magnetfeldern (neben den Strahlungserzeugern (Wiggler und Undulatoren) insbesondere in Dipolmagneten) Synchrotronstrahlung aussenden, lassen sie sich dort auch optisch lokalisieren. Dazu befindet sich an einem Dipol im Südwesten des Speicherrings (Magnet Nr. D3MDM061) eine Diagnose-Strahllinie (Delta-Beamline 7), die einen Teil der dort entstehenden Synchrotronstrahlung für die optische Strahldiagnose auskoppelt. Der Aufbau ist in [24] beschrieben. Als Detektoren für die optische Strahldiagnose werden bei DELTA Photodioden, CCD-Kameras und eine Streackkamera eingesetzt. Die zeitliche Untersuchung der Synchrotronstrahlung mittels Streackkamera wird in der vorliegenden Arbeit zur Untersuchung schneller longitudinaler Schwingungen und um das Funktionsprinzip der Phasenmodulation nachzuweisen eingesetzt.

Eine Photodiode, mit der Untersuchungen der Füllstruktur und eine füllstrukturabhängige Triggerung von anderen Oszilloskopmessungen möglich sind, wurde anlässlich der im Rahmen von [6] durchgeführten Umbauten an der Blende im Strahlengang der Delta-Beamline 7 in die Blendenplatte integriert. Es handelt sich um eine Photodiode SFH 203, die nicht für die zuverlässige optische Strahldiagnose in Hinblick auf den Frequent-Injection-Mode von DELTA eingesetzt wird und auch elektrisch von den dafür verbauten Photodioden getrennt ist [6]. Eine Beeinträchtigung der Sicherheit durch diese Photodiode wird dadurch vermieden. Ihr Signal wird mit einem im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Breitbandverstärker im Bereich unterhalb der Auslasskammer ortsnah verstärkt und über eine RG214-Leitung dämpfungsarm in den Kontrollraum übertragen. Sowohl die Diode als auch der Breitbandverstärker befinden sich elektrisch

auf Kontrollraumpotential, durch das optische Eingangssignal entfällt die Notwendigkeit einer Masseanbindung. Durch diese vollständige elektrische Trennung entfallen leitungsgebundene Störungen, insbesondere solche durch Erdpotentialschwankungen (siehe Kapitel A.1). Die hierbei gewonnene Erfahrung mit dem Breitbandverstärker-IC THS 3202 (stromrückgekoppelter Operationsverstärker mit 2 GHz Bandbreite) wird auch bei der Entwicklung und dem Aufbau des externen Phasenmodulators (siehe Kapitel 5.1.2) angewendet, um mit diesem IC Signalpegelreduktionen innerhalb des Phasenmodulators auszugleichen und Störungen gering zu halten.

Die verwendete CCD-Kamera ist oberhalb der Auslasskammer der Delta-Beamline 7 angebracht [24] und erhält etwa die Hälfte der Strahlung, die durch die Blendenplatte austritt. Das Bildsignal wird auf einem Kontrollraumbildschirm betrachtet und kann mit einem digitalen Videorekorder aufgezeichnet werden. Die Bildwiederholrate beträgt 25 Bilder/Sekunde, die CCD-Kamera eignet sich damit insbesondere zur Betrachtung niederfrequenter transversaler Strahlschwingungen und Änderungen des transversalen Strahlquerschnitts.

Ein weiteres Viertel der Strahlung aus Delta-Beamline 7 wird in einem abdunkelnden Aluminiumkasten durch ein Blendensystem geleitet und mit einer elektrisch verfahrbaren Linse auf eine weitere CCD-Kamera fokussiert [7], die über das Kontrollnetz ausgelesen werden kann.

Für die schnelle optische Untersuchung von longitudinalen Strahlschwingungen kommt eine Streakkamera (siehe Abbildung 5.5) zum Einsatz. Gegenüber einer Photodiode (SFH 203 5 ns, PX-D7 7 ps) lässt sich mit der Streakkamera eine höhere Zeitauflösung realisieren (in unserem Fall bis zu 2 ps [98]). Die Streakkamerabilder werden auf einem Rechner (PC) mit einem Softwareprogramm des Streakkameraherstellers aufbereitet und können als pixelbasierte Bilddateien exportiert werden [98], was eine anschließende Auswertung (z. B. Invertierung und Vergleich mit Simulationsergebnissen, siehe Kapitel 4.2) mit Grafikprogrammen ermöglicht. Die Streakkamera [98] kann bei niedriger Strahlenergie an Delta-Beamline 4 betrieben werden [18], wobei Undulatorstrahlung des FEL-Undulators über einen Spiegel ausgekoppelt wird, was bei hoher Strahlenergie nicht möglich ist, da der Spiegel durch die dann auftretende entsprechend intensivere Strahlung thermisch überlastet würde. Bei hoher Strahlenergie wird daher ein gekühlter Spiegel benötigt. Ein gekühlter Spiegel zur Strahlauskopplung für Maschinenphysik ist ausschließlich an der Delta-Beamline 7 verfügbar. Um auch bei hoher Strahlenergie Messungen mit der Streakkamera durchführen zu können, wird das verbleibende Viertel der Strahlung aus Delta-Beamline 7, deren erster Spiegel wassergekühlt und damit auch bei hoher Strahlenergie zerstörungsfrei benutzbar ist [24], über ein im Rahmen von [1] aufgebautes und im Rahmen der vorliegenden Arbeit wieder in Betrieb genommenes System aus Rohren und Spiegeln auf den optischen Tisch am Labyrintheingang

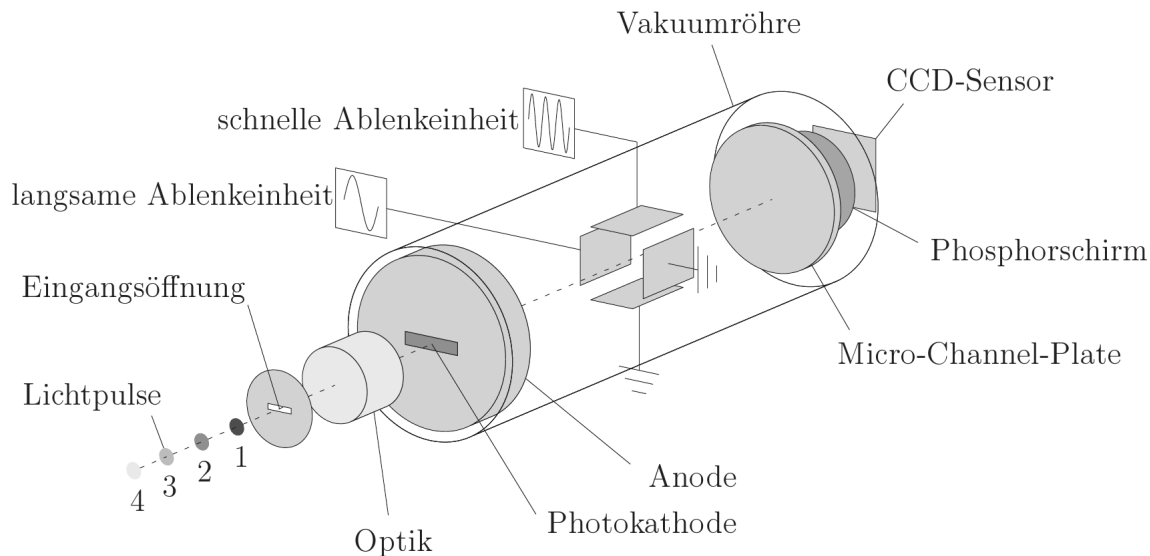


Abbildung 5.5: Prinzipieller Aufbau einer Streakkamera [44, S. 37] – Lichtpulse, die durch Eingangsöffnung und Optik auf die Photokathode treffen, lösen dort Photoelektronen aus, die von der zwischen Anode und Photokathode anliegenden Spannung beschleunigt werden. Anschließend werden sie horizontal und vertikal abgelenkt, jeweils in einem der Verstärkungskanäle der Micro-Channel-Plate vervielfacht und erzeugen dann in einer Phosphorschicht Photonen, die mit einem faseroptischen Anpassungselement auf einen CCD-Chip geleitet werden, wodurch dort ein elektronisches Bild entsteht. Die Ablenkungsspannungen sind zwei unterschiedliche Zeitfunktionen, wodurch das Auftreffen auf die Micro-Channel-Plate und damit auch das entsprechende beleuchtete Pixel zweidimensional zeitabhängig ist: Die horizontale Pixelposition ist von der horizontalen Ablenkspannung zum Zeitpunkt des Lichtpulses abhängig, die vertikale Pixelposition entsprechend von der vertikalen Ablenkspannung zum Zeitpunkt des Lichtpulses. Die zeitlichen Ableitungen der Ablenkspannungen skalieren so die beiden Zeitachsen des erzeugten elektronischen Bildes.

geleitet. Bei dem ersten Spiegel handelt es sich um einen wassergekühlten Kupferspiegel, der noch innerhalb des Ultrahochvakuum-Bereiches den hochenergetischen Anteil der Strahlung von dem sichtbaren Teil trennt. Um geeignete Trigger- und Synchronisationssignale nutzen zu können, war eine Erweiterung der Infrastruktur an dem optischen Tisch am Labyrintheingang erforderlich, die im Rahmen der vorliegenden Arbeit erfolgte und in Kapitel 5.2.3 beschrieben ist.

5.2.10 Spektrumanalysator

Ein Spektrumanalysator kann zur Messung longitudinaler Schwingungen eingesetzt werden. Das Summensignal eines Strahlagemonitors wird hierbei mit dem Spektrumanalysator direkt im Frequenzbereich dargestellt. Der Spektrumanalysator [86] ist in

das EPICS-Kontrollsystem (siehe Kapitel A.3) integriert und wird im Rahmen der vorliegenden Arbeit darüber zur automatisierten Messung von Modenanregungen ähnlich wie im Rahmen von [1] von einem Tcl/Tk-Programm ausgelesen (siehe Kapitel 5.2.11). In Verbindung mit Parametern und Messwerten aus weiteren Quellen, die ebenfalls über das EPICS-Kontrollsystem ausgelesen werden, ergeben sich synchronisierte Datensätze, mit denen zeitliche Zusammenhänge zwischen verschiedenen Messgrößen und Maschinenparametern untersucht werden (in Abbildung 2.4 dargestellt beispielsweise der zeitliche Verlauf von Modenanregung und Strahlstrom).

5.2.11 Automatisierung von Messung und Auswertung

Für die automatisierte Messung und Auswertung wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit ein Datenerfassungsprogramm für den Spektrumanalysator [86] erstellt, das über das Kontrollsystem (siehe Kapitel A.3) auf den Spektrumanalysator zugreift und gleichzeitig andere Records mitschreibt. Es ermöglicht das zeitgleiche⁸ Erfassen verschiedener Messdaten und ist im Vergleich zu Handmessung schneller (Datenpunkte in 1 bis 3 Sekunden Abstand) und genauer (maximale Auflösung, keine unerkannten Schreibfehler). Als Datenformat wird eine Textdatei verwendet (siehe Kapitel A.4).

Prinzipiell ist eine Auswertung der so gespeicherten Daten auch mit typischen Tabellenkalkulationsprogrammen nach der Verwendung der jeweiligen Importfunktion möglich. Bei der Datenauswertung umfangreicher Messreihen erwiesen sich Tabellenkalkulationsprogramme allerdings als ungeeignet, da die Tabellengröße stark eingeschränkt ist und die Bearbeitung großer Datenmengen nicht oder nur sehr ineffizient möglich sind. Als Alternative kommt das Statistikprogrammssystem R [77] zum Einsatz, das an der Technischen Universität Dortmund im Bereich der Fakultät Statistik erfolgreich verwendet wird. Neben der effizienten Bearbeitung großer Datenmengen ermöglicht es auch deren qualitativ hochwertige Darstellung, was insbesondere bei der Suche nach mehrdimensionalen Korrelationen zwischen verschiedenen Messwerten wichtig ist und entscheidend sein kann. Insbesondere ist die Verwendung der Farbe als dritte Dimension (z. B. in Abbildung 3.4 verwendet) möglich, was zum Auswahlzeitpunkt verfügbare andere Programme nur eingeschränkt zugelassen haben.

⁸Zeitabweichung typischerweise maximal eine Sekunde – zur Zeitmessung selbst siehe auch Kapitel 5.2.1

6 Messungen und Ergebnisse

In diesem Kapitel sind die Ergebnisse der Messungen und der Phasenmodulation im Vergleich mit numerischen Simulationen dargestellt. Zunächst werden die Ergebnisse der Simulation der longitudinalen Teilchendynamik aufgezeigt, gefolgt von der Darstellung der Betriebserfahrung mit der longitudinalen Phasenmodulation, sowie der durch die Phasenmodulation erzielten Strahlstabilisierung und Lebensdauerverbesserung.

6.1 Ergebnisse der Simulation der longitudinalen Teilchendynamik

Die Phasenmodulation führt nicht zu einer Vergrößerung des stabilen Bereichs im longitudinalen Phasenraum, sondern nutzt den stabilen Bereich besser aus. Die simulierten Teilchen erhalten bei Phasenmodulation einen zusätzlichen Beitrag zu ihrer jeweiligen Phase. Dieser Beitrag ist von dem Zeitpunkt der Nachbeschleunigung, also von der bisherigen Phase des Teilchens abhängig und entsprechend für Teilchen verschieden, deren Phase sich bereits unterscheidet. Bei Phasenmodulation mit der doppelten Synchrotronfrequenz bildet sich eine regelmäßige Struktur, die Phasenverteilung wird periodisch aufgeweitet (siehe Abbildung 4.1). Dadurch werden die Teilchen im longitudinalen Phasenraum weiter verteilt, was nach Gleichung 3.11 eine Verringerung des Touschek-Effektes zur Folge hat. Im zeitlichen Mittel ist die Bunchlänge σ_s und damit auch die Touschek-Lebensdauer τ_{Touschek} während dem Einsatz der Phasenmodulation mit 3° Phasenhub um etwa zwei Drittel vergrößert. Dies verbessert die Gesamtlebensdauer gemäß Gleichung 3.10.

6.2 Vergleich von Messungen und Simulationsergebnissen

In den folgenden Abbildungen sind Ergebnisse von Messungen und Simulationsrechnungen dargestellt, die im Rahmen der vorliegenden Arbeit erzielt worden sind. Sie verdeutlichen den Einfluss der longitudinalen Phasenmodulation auf die Verteilung von Zeit- und Energieablagen innerhalb der im Speicherring umlaufenden Elektronenpakete (Bunche).

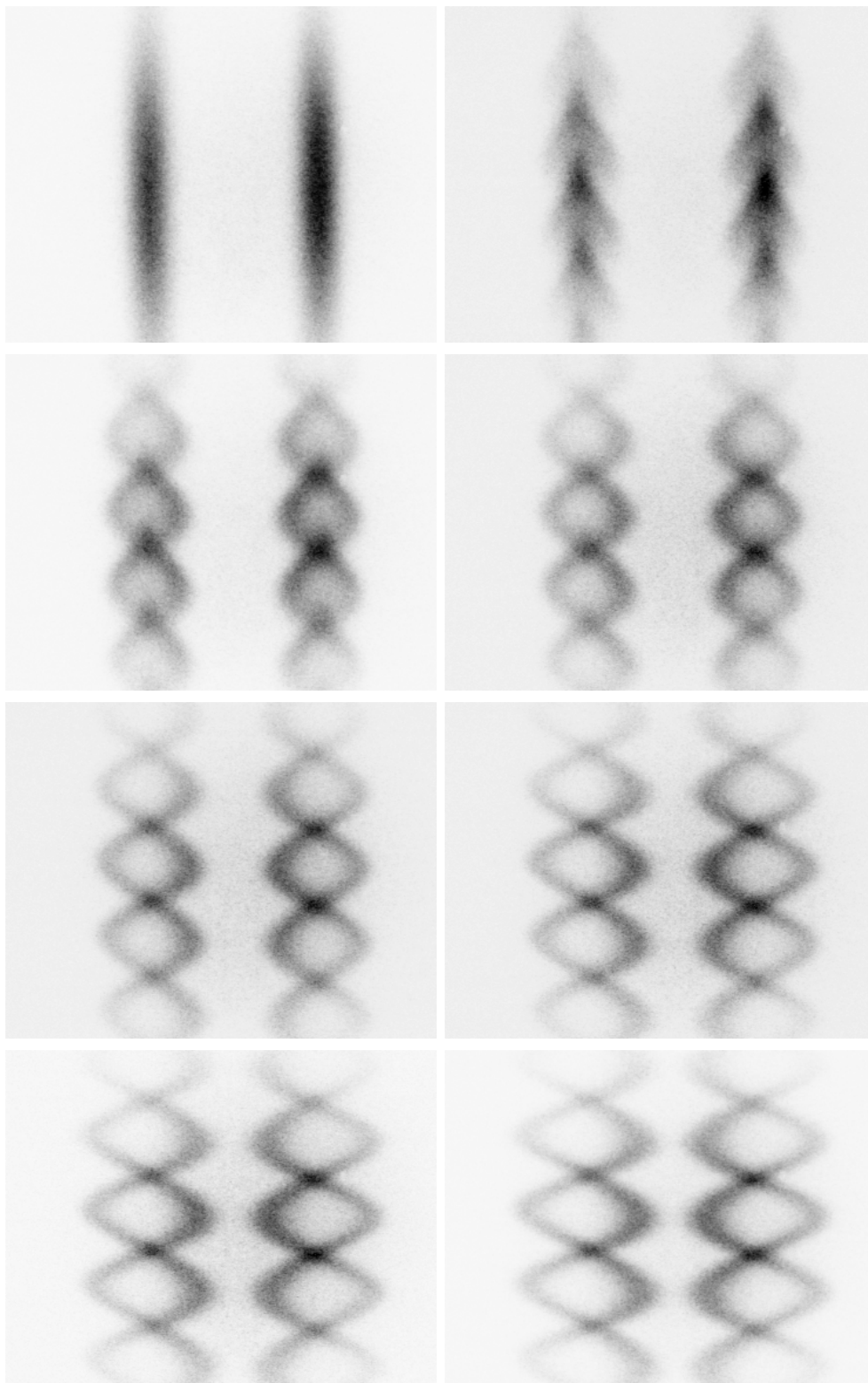


Abbildung 6.1: Strekkamerabilder (zeilenweise von links oben nach rechts unten: Steuerspannung: 0, 0,4, 0,7, 1, 2, 3, 4, 5 Volt, Phasenhub entsprechend 0, 1,7, 2,9, 4,2, 8,3, 13, 17, 21 Grad), Skalierung einheitlich zum qualitativen Vergleich, zur quantitativen Betrachtung siehe Abbildung 6.4 rechts.

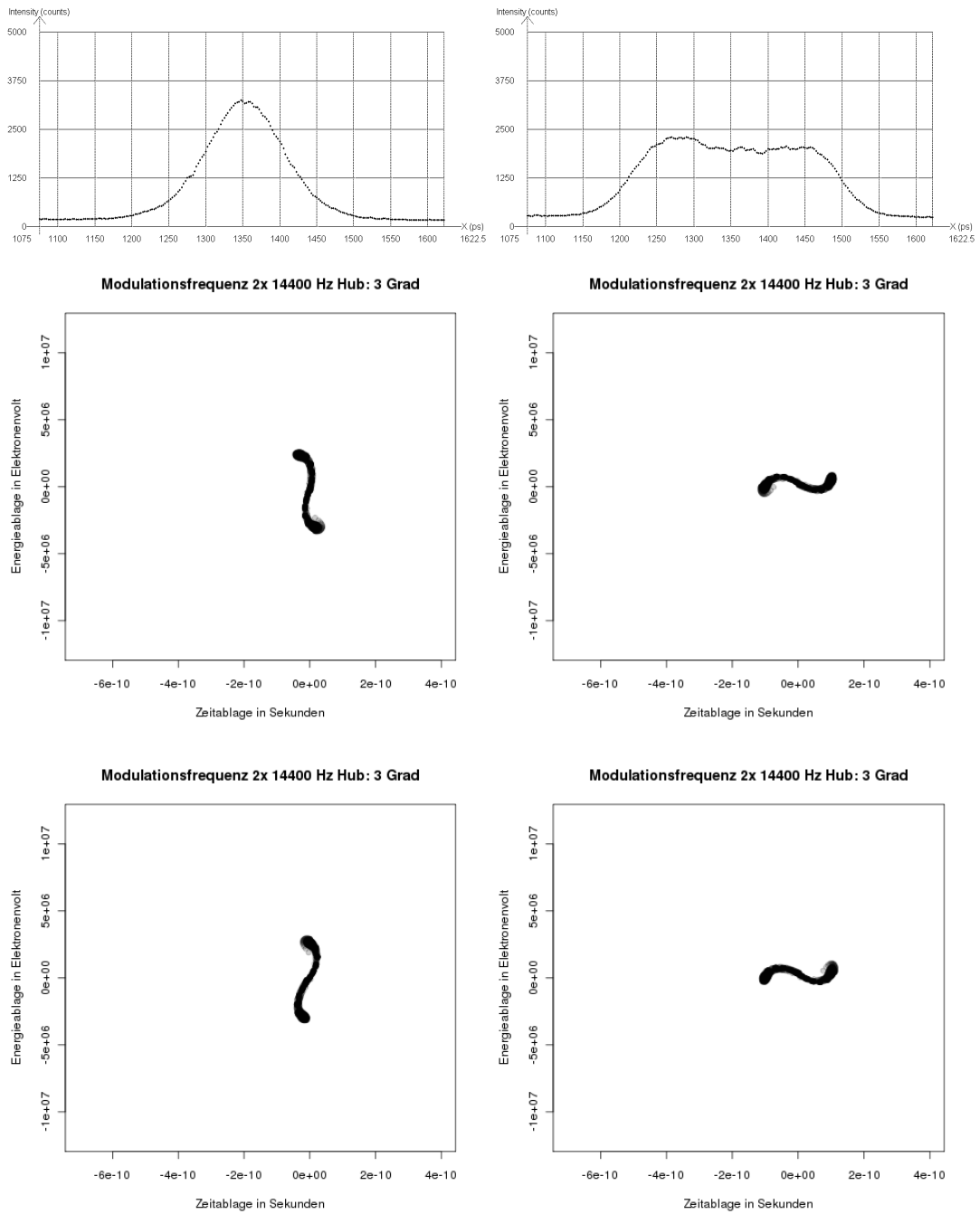


Abbildung 6.2: Bunchaufteilung - links Knoten, rechts Bauch; Modulation mit 3 Grad Phasenhub; Querschnitte durch ein Streackamerabild, darunter die Simulation der entsprechenden Zustände im longitudinalen Phasenraum

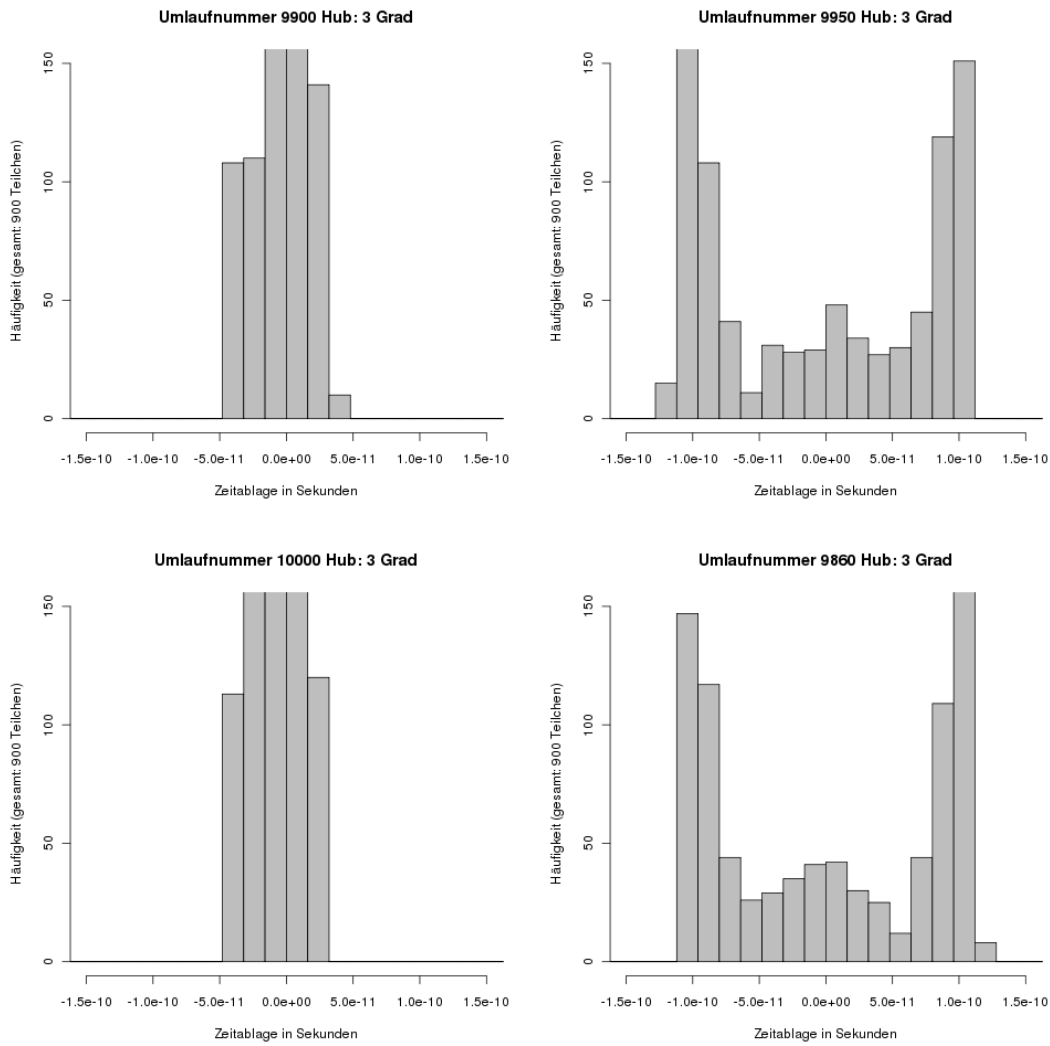


Abbildung 6.3: Bunchaufteilung - links Knoten, rechts Bauch; Modulation mit 3 Grad Phasenhub; Simulation mit 900 Teilchen

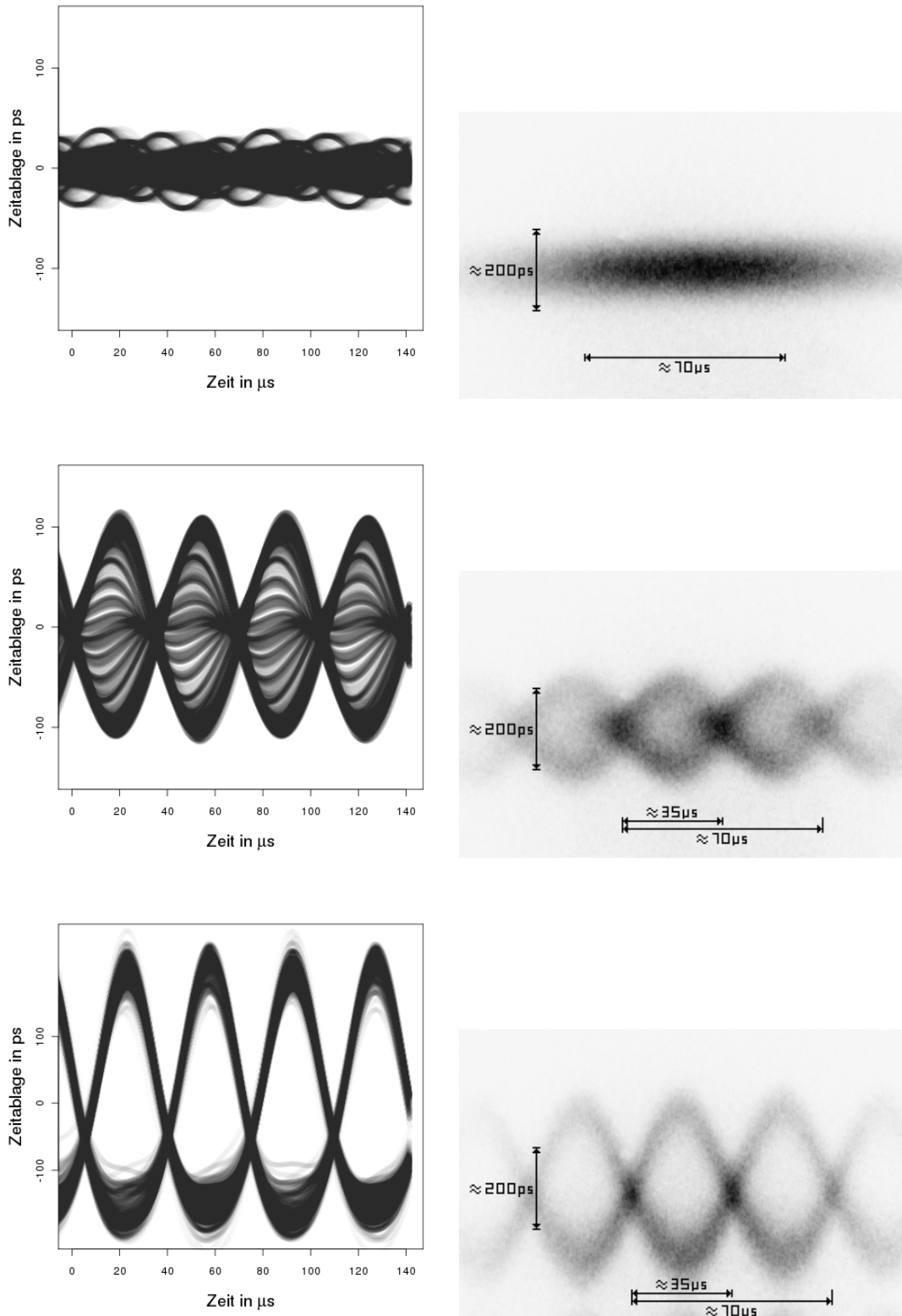


Abbildung 6.4: Einfluss des Phasenhubs auf die longitudinale Elektronenverteilung - links Simulationsergebnisse, rechts entsprechende Streackamerabildteile; oben: ohne Phasenmodulation (0 Grad Phasenhub); Mitte: 3 Grad Phasenhub; unten: 21 Grad Phasenhub; Die Bunchaufteilung wird mit zunehmendem Phasenhub stärker.

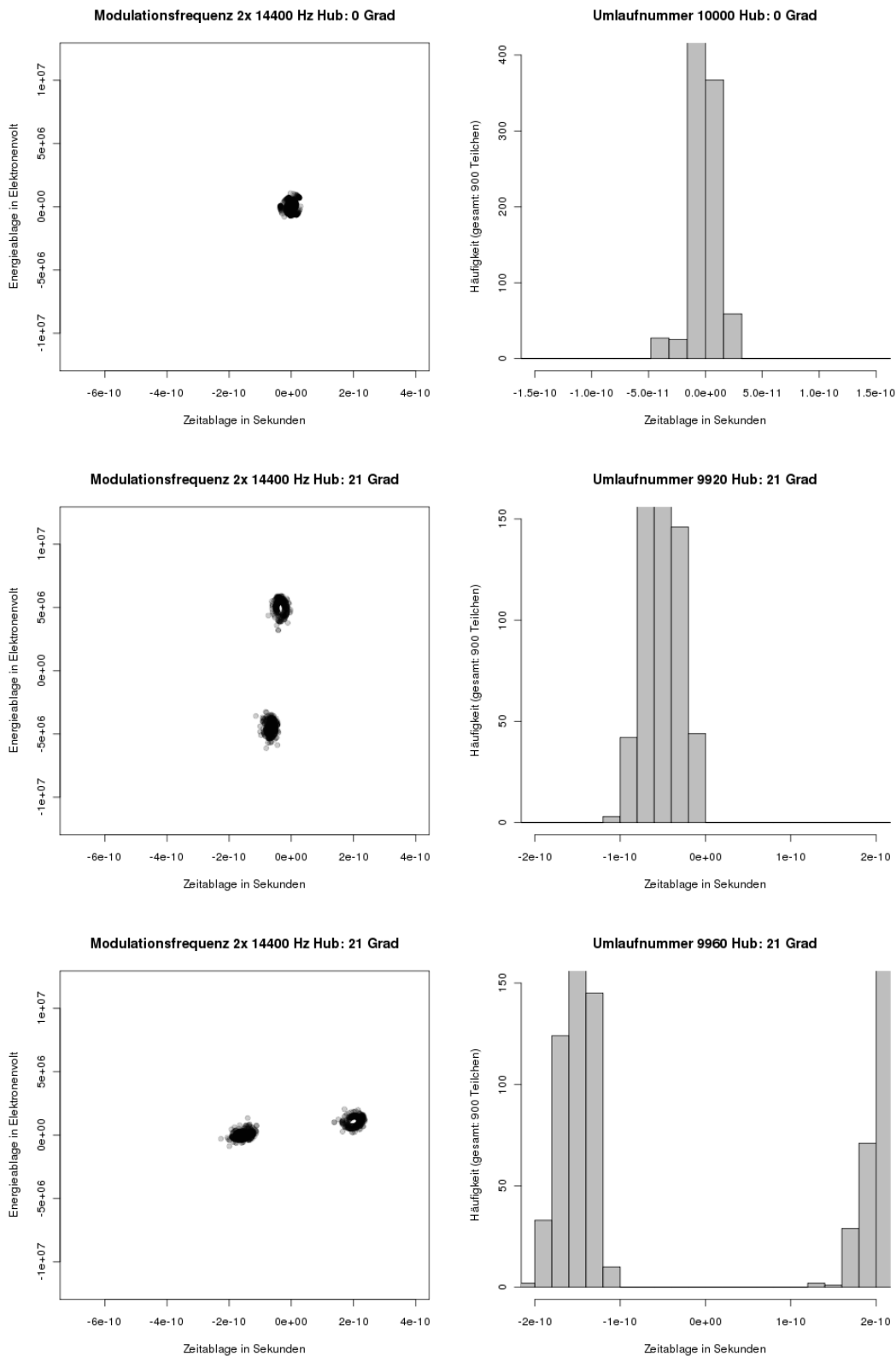


Abbildung 6.5: Bunchaufteilung - oben: ohne Phasenmodulation; Mitte und unten: 21 Grad Phasenhub; Bei großem Phasenhub stellt sich eine Bunchaufteilung ein. Beide Teilbunche rotieren im longitudinalen Phasenraum mit der Synchrotronfrequenz, die Bunchlänge schwingt mit der doppelt so hohen Modulationsfrequenz.

6.3 Ergebnisse der Phasenmodulation

Hier sind die Eigenschaften und Auswirkungen des im Rahmen der vorliegenden Arbeit aufgebauten Phasenmodulationssystems dargestellt. Die wichtigsten Ergebnisse der Phasenmodulation sind Lebensdauerverbesserung (siehe Kapitel 6.3.2 und 6.3.8) und longitudinale Strahlstabilisierung (siehe Kapitel 6.3.3).

Um die Frage nach der Eignung für den Einsatz bei DELTA zu klären, wird zunächst in Kapitel 6.3.1 untersucht, ob die verschiedenen in den Kapiteln 3.6.2 und 5.1 bereits erwähnten Anforderungen dafür erfüllt werden. Hierzu wird die für den Betrieb bei DELTA erforderliche Störungsfreiheit auf das Betriebsverhalten im Standardnutzerbetrieb und den FEL-Betrieb dargestellt. Die zur Untersuchung der Lebensdauerverbesserung durchgeführten Scrapermessungen folgen in Kapitel 6.3.2. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit im Betrieb beobachtete Nebeneffekte werden in Kapitel 6.3.4 bis 6.3.6 dargestellt, die bei großen Phasenhüben auftretende Bunchaufteilung anschließend in Kapitel 6.3.7. Abschließend werden in Kapitel 6.3.8 die für den Einsatz der Phasenmodulation zur Lebensdauerverbesserung und longitudinalen Strahlstabilisierung erforderlichen Betriebsparameter bestimmt.

6.3.1 Betriebsverhalten

Um das Phasenmodulationssystem betreiben zu können, dürfen von ihm keine entscheidenden Störungen ausgehen. Im Standardnutzerbetrieb wurden keine negativen Auswirkungen festgestellt, was zuvor bereits durch Testmessungen (abwechselnd mit und ohne Phasenmodulation) in einer Beschleunigerphysikwoche von Nutzerseite festgestellt wurde. Im Gegenteil haben die dabei bei Betrieb mit Phasenmodulation aufgetretenen Lebensdauerverbesserungen auf Nutzerseite den begeisterten Wunsch ausgelöst, das getestete Verfahren regelmäßig im Standardnutzerbetrieb einzusetzen.

Der Testaufbau (direkte Erzeugung eines phasenmodulierten Signals im Master-HF-Generator) hatte jedoch negative Wirkung auf den Betrieb der Vorbeschleuniger (Injektionskette), weshalb die Phasenmodulation während den Injektionen manuell durch Abschalten des Modulationssignals am Modulationssignalgenerator unterbrochen wurde. Bei Betrieb des externen Phasenmodulationssystems treten derartige Beeinflussungen nicht auf, da die Injektionskette auch bei Betrieb mit Phasenmodulation ein unmoduliertes Signal erhält. Dadurch wird durchgehender Betrieb der Phasenmodulation auch während der Injektion ermöglicht.

Im FEL-Betrieb ist eine hohe longitudinale Ladungsdichte erforderlich, ebenso die konstante Umlaufzeit. Eine Phasenmodulation ist daher im FEL-Betrieb unerwünscht. Bei

dem in der vorliegenden Arbeit entwickelten Phasenmodulationssystem wird der FEL-Betrieb jedoch nicht beeinflusst, wenn der Signaleingang des Phasenmodulators kein Signal erhält, das modulierte Signal also von dem Phasenmodulationssystem lediglich um einen konstanten Anteil (Ruhephase) verzögert wird. Pegel, Signalform und Frequenz bleiben bereits im Standardnutzertbetrieb erhalten, die Ruhephase wurde nach Einbau des Phasenmodulators durch Justierung der mechanischen Phasenstellung vor dem Phasenmodulator (250 Grad statt 350 Grad) so kompensiert, dass sie der Phasenlage vor dem Einbau entspricht. Da ein Signal durch Signalform, Frequenz, Pegel und Phasenlage eindeutig bestimmt ist und alle diese Größen erhalten werden, ist das Signal nach dem ausgeschaltetem Phasenmodulator identisch mit dem Signal an derselben Stelle vor Einbau des Phasenmodulationssystems. Eine negative Auswirkung auf den FEL-Betrieb kann also sicher ausgeschlossen werden.

6.3.2 Scapermessungen

Zur Bestimmung von Lebensdaueranteilen in Abhängigkeit von longitudinaler Phasenmodulation werden bei verschiedenen Phasenhüben Scapermessungen durchgeführt. Hierbei wird die Apertur stufenweise eingeschränkt und die Strahllebensdauer τ_{gesamt} bestimmt, deren aperturabhängiger Anteil entsprechend verringert ist. Es handelt sich dabei insbesondere um den durch elastische Streuung umlaufender Elektronen an Restgasteilchen bedingten Anteil $\tau_{\text{Coulombstreuung}}$, der in Kapitel 3.3.2 beschrieben ist. Dieser kann damit bestimmt und aus der Gesamtlebensdauer herausgerechnet werden.

Da die Strahllebensdauer von einer Vielzahl von Maschinenparametern abhängt, werden diese während einer Messreihe möglichst konstant gehalten. Aktiv verändert werden während der Messreihe ausschließlich der Phasenhub und die Scaperpositionen. Die Messreihe wird in Gruppen von Intervallen aufgeteilt und die mittlere Lebensdauer während jedes Intervalls bestimmt. Zwischen den Intervallen wird jeweils eine Scaperposition und/oder der Phasenhub geändert. Für eine größtmögliche Übereinstimmung der Maschinenparameter werden die Intervalle mit derselben Scaperposition und verschiedenen Phasenhüben unmittelbar hintereinander aufgenommen. Hierdurch wird insbesondere sichergestellt, dass exakt dieselbe Scaperposition vorliegt. Das modulationsfreie Intervall wird jeweils am Ende einer Scaperposition aufgenommen, um nicht durch die Lebensdauerzunahme aufgrund der zeitlichen Abnahme des Strahlstroms den Anschein einer fälschlicherweise zu groß ermittelten Lebensdauerverbesserung zu erwecken. Dieses modulationsfreie Intervall ist also von den drei bei einer Scaperposition aufgenommenen Intervallen jeweils das mit dem niedrigsten Strahlstrom. Die absoluten Strahlstromunterschiede werden dabei so gering wie möglich gehalten. Abbildung 6.6 zeigt den zeitlichen Verlauf einer solchen Scapermessung.

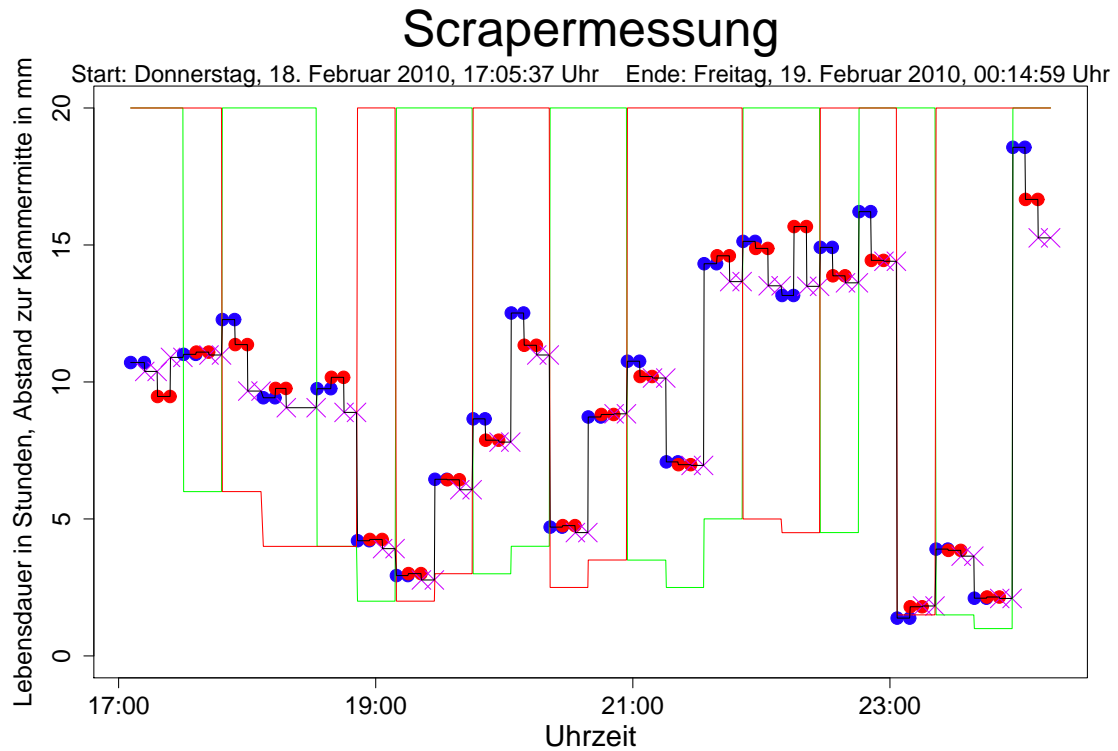


Abbildung 6.6: Durchführung einer Scrapermessung – Intervallweise wird die mittlere Lebensdauer bestimmt, zwischen den Intervallen wird jeweils eine andere Kombination aus Scraperposition und Phasenhub eingestellt. Violette X-Symbole markieren die Grenzen eines modulationsfreien Intervalls, blaue Kreisflächensymbole die Grenzen eines Intervalls mit 3 Grad Phasenhub und rote Kreisflächensymbole die Grenzen eines Intervalls mit 21 Grad Phasenhub. Die schwarze Linie gibt die mittlere Lebensdauer in Stunden an, die rote Linie den Abstand des unteren Scrapers zur Kammermitte in Millimetern und die grüne Linie den Abstand des oberen Scrapers zur Kammermitte in Millimetern. Die Delta-Vakuumkammer hat im Bereich des Elektronenstrahls 40 mm Innenhöhe, vertikale Scraper mit 20 mm Abstand zur Kammermitte sind also vollständig aus der Vakuumkammer herausgefahren. – Die Parameterermittlung aus den hier gewonnenen Ergebnissen ist in Abbildung 6.10 dargestellt.

6.3.3 Veränderung der longitudinalen Strahleigenschaften

Bei Phasenmodulation mit einer Modulationsfrequenz, die doppelt so groß ist, wie der Abstand der 54. Umlaufharmonischen zu deren rechten Synchrotronseitenband (Synchrotronfrequenz), tritt bei größer werdendem Modulationsindex zunächst eine Pegelveränderung beider Seitenbänder auf, dann verschwinden die Seitenbänder im Rauschboden. Dies ist beispielhaft in Abbildung 6.7 dargestellt. Durch abwechselndes Ein- und Ausschalten der Modulation kann ein direkter Zusammenhang zwischen dem Auftreten der Synchrotronseitenbänder und der Phasenmodulation beobachtet werden. Erstmals ist damit eine Möglichkeit vorhanden, das Auftreten der CBM 54-Anregung ohne Strahlstromverringering zu verhindern. Auch die Synchrotronseitenbänder der anderen Umlaufharmonischen verschwinden im Rauschboden, die Phasenmodulation führt also nicht zu einer reinen Verschiebung zu einer anderen Mode hin.

Ebenso wie die Simulationsergebnisse in Kapitel 6.1 zeigen auch longitudinale Strahluntersuchungen eine periodische Aufweitung der Phasenverteilung (Abbildungen 6.9 und 4.1). Eine Übersicht vergleichbarer Ergebnisse ist in Kapitel 6.2 dargestellt.

Die beschriebene Wirkung der Phasenmodulation tritt abgeschwächt auch bei Modulationsfrequenzen ein, die um einige 10 Hz (bis maximal etwa ± 200 Hz) von der doppelten Synchrotronfrequenz abweichen. Mit Modulationsfrequenzen, die mehr als etwa 200–400 Hz von der doppelten Synchrotronfrequenz abweichen, war keine Beeinflussung der CBM 54-Anregung erkennbar.

6.3.4 Veränderung der transversalen Strahleigenschaften

Für den Standardnutzerbetrieb negative Veränderungen der transversalen Strahleigenschaften durch die longitudinale Phasenmodulation wurden nicht festgestellt. Allerdings ist es mit ihr möglich, unerwünschte transversale Strahlschwingungen zu reduzieren. Insbesondere können starke vertikale Strahlschwingungen, die gelegentlich im Speicherring Delta auftreten, sowie transversale Strahlbildverbreiterungen durch schnelle transversale Strahlschwingungen (bananenförmiger Strahlfleck), unter die Wahrnehmungsschwelle reduziert werden. Hierbei ist eine Veränderung des CCD-Kamerabildes im Kontrollraum (siehe Kapitel 5.2.9) sofort beim Ein- oder Ausschalten der Phasenmodulation sichtbar. Hierbei wird der Strahlfleck beim Einschalten der Phasenmodulation unmittelbar kleiner (siehe Abbildung 6.8), die Brillanz also größer.

Der Phasenhub, der zum Bedämpfen transversaler Schwingungen erforderlich ist, ist allerdings erfahrungsgemäß deutlich (mindestens 50%–100%) höher, als der zum Bedämpfen longitudinaler Multibunchmoden erforderliche. Noch höhere Phasenhübe kön-

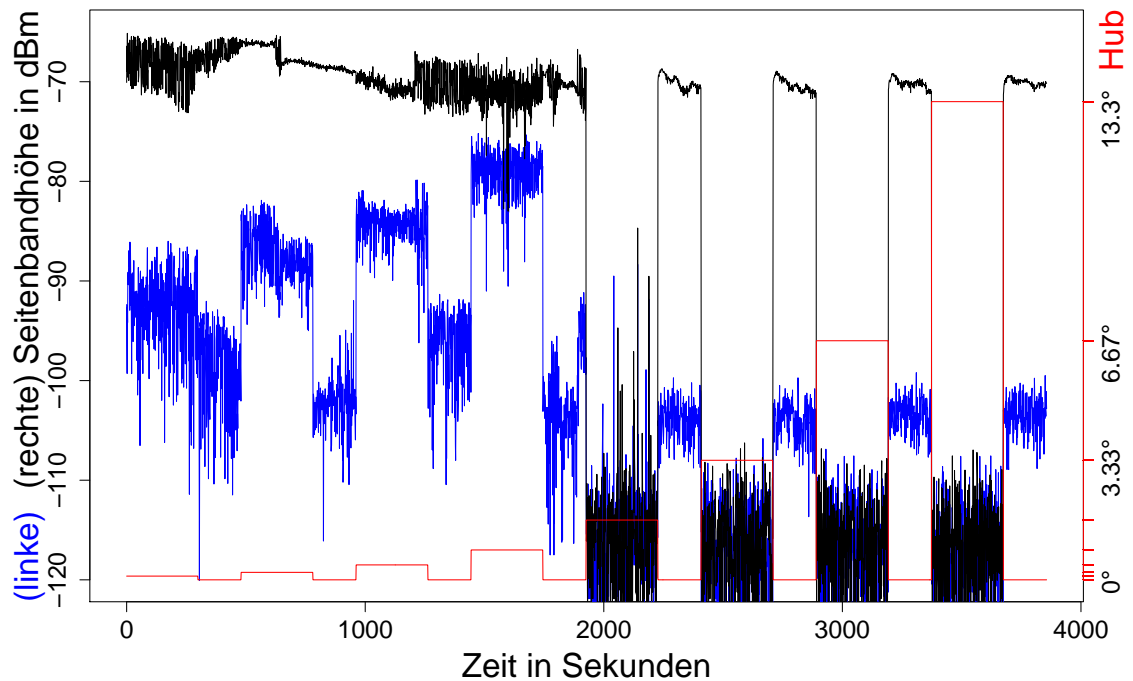


Abbildung 6.7: Höhe der Seitenbänder der 54. Umlaufharmonischen (rechtes schwarz, linkes blau) unter dem Einfluss longitudinaler Phasenmodulation der Nachbeschleunigungs-Hochfrequenz mit doppelter Synchrotronfrequenz. Der Phasenhub (rot) wird, bei sonst unveränderten Maschinenparametern, jeweils nach 5 min Modulation und einer modulationsfreien Pause von 3 min verdoppelt. Die unerwünschte Anregung des rechten Seitenbandes, das bei einer zu der CBM 54 korrespondierenden Frequenz liegt, verschwindet ab einem Phasenhub von etwa 2° – 3° sofort beim Einschalten der Phasenmodulation und tritt bei deren Ausschalten sofort wieder auf.

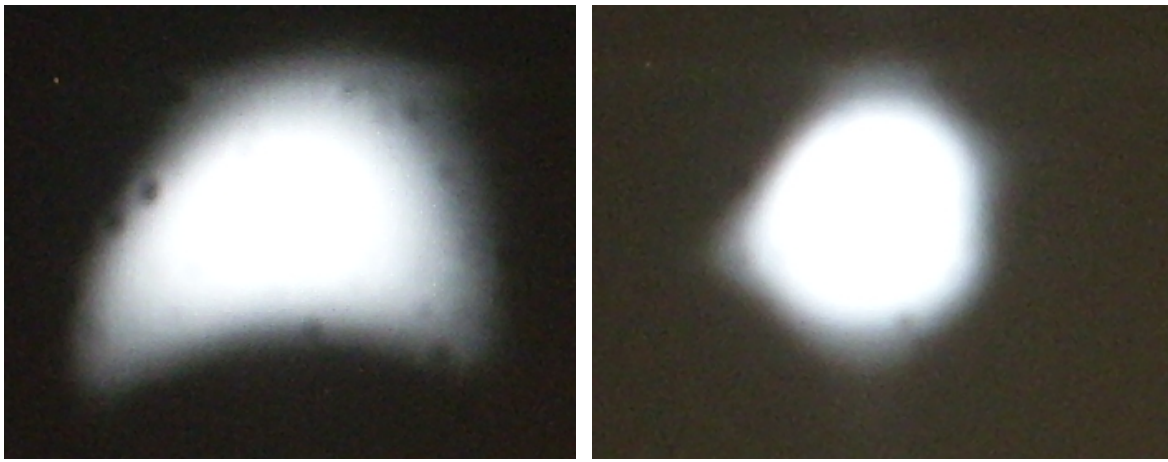


Abbildung 6.8: Veränderung transversaler Strahleigenschaften durch longitudinale Phasenmodulation: Das linke Bild zeigt die Synchrotronstrahlung aus der Diagnosestrahllinie BL 7 ohne Phasenmodulation, das rechte mit Phasenmodulation. Die unerwünschte bananenförmige Verformung des Synchrotronlichtfleckes verschwindet sofort beim Einschalten der Phasenmodulation und tritt bei deren Ausschalten sofort wieder auf.

nen zu so starker Dämpfung der durch den Diagonalkickermagneten der Arbeitspunkt-messung angeregten Schwingungen führen, dass dadurch die Arbeitspunktregelung beeinträchtigt wird (erstmalig beobachtet am 24.8.2009 bei 17 Grad Phasenhub, 220 V Kickerspannung (aufgrund des Standardnutzerbetriebs gegenüber 300 V Kickerspannung in der Vorwoche reduziert), 10 Hz Impulsrate und Mittelung über 20 Impulsantworten mit Berücksichtigung zuvor bekannter Dämpfungseffekte).

6.3.5 Reduzierung von Temperaturproblemen

Eine Verringerung transversaler Strahlschwingungen verringert auch die Kammertemperatur ausserhalb der mittleren horizontalen Strahlebene. Dadurch konnte insbesondere an Beamline 6 ein Temperaturrückgang sowohl am oberen, als auch am unteren Messsensor festgestellt werden (Differenz z. B. 25 K oben und 16 K unten bei ca. 100 mA Strahlstrom am 17.11.2010). Dies stellt einen qualitativen Unterschied zu Temperaturveränderungen durch Strahlagekorrektur dar, da durch reine Orbitveränderungen zwar eine der beiden Temperaturen abgesenkt werden kann, die jeweils andere Temperatur dabei jedoch ansteigt.

6.3.6 Verbesserung des Vakuumdruicks

Möglicherweise als Folge der niedrigeren Kammertemperaturen konnte bei geeigneter Phasenmodulation auch eine Verbesserung des Vakuumdruicks im Speicherring Delta beobachtet werden. Bereits innerhalb von Zeitintervallen mit Phasenmodulation von 5–7 Minuten Dauer ist dieser Effekt deutlich zu erkennen gewesen (15.5.2009). Der Vakuumdruick an der Messsonde „de-vak14 Bogen“ sank während dessen von $9 \cdot 10^{-7}$ Pa auf $7 \cdot 10^{-7}$ Pa und stieg dazwischen ohne Phasenmodulation im selben Maße an.

6.3.7 Bunchaufteilung

Entgegen Erklärungen, die die Auswirkungen von Phasenmodulation lediglich auf Dekohärenzeffekte oder Bunchverlängerung zurückführen (z. B. [69]), kann in der vorliegenden Arbeit die Aufteilung von Bunchen unter dem Einfluss von Phasenmodulation nachgewiesen werden, wenn der Phasenhub größer als etwa 3 Grad ist. Dazu wird das Summensignal eines BPMs mit einem Oszilloskop betrachtet, wobei auffällt, dass unter dem Einfluss von Phasenmodulation die erste Flanke des Signals eines Bunches nicht nur verbreitert wird, sondern eine Einbuchtung aufweist (Abbildung 6.9). Diese kann im Gegensatz zu einem entsprechenden Streakkamerabild (z.B. Abbildung 4.1) nicht als Überlagerung verschiedener Bunches unterschiedlicher longitudinaler Phasenlage (Jitter) gedeutet werden, da diese dieselbe Amplitude wie ohne Phasenmodulation aufweisen würden und ausserdem jeweils einen eigenen Nulldurchgang haben würden. Eine ausschließliche Bunchverlängerung würde sich hingegen weiterhin als gaußförmiger Kurvenverlauf ohne Einbuchtung zeigen und widerspräche darüberhinaus sogar den Streakkamerabildern, die Knoten im Abstand der halben Periodendauer der Modulationsfrequenz zeigen. Die in Kapitel 6.2 dargestellten Abbildungen verdeutlichen die Aufteilung von Bunchen unter dem Einfluss von Phasenmodulation. Die Ergebnisse der Streakkameramessungen zeigen gute Übereinstimmungen mit entsprechenden Simulationsrechnungen .

6.3.8 Betriebsparameteroptimierung für die Lebensdauerverbesserung

Lebensdauerverbesserungen sind bedeutsame Vorteile für den Standardnutzerbetrieb, da sie bei gleicher Injektionshäufigkeit zu einem höheren mittleren Strahlstrom und damit zu einer entsprechend höheren Photonennrate führen. Dadurch verbessert sich die Statistik der Messungen (mehr Photonen je Datenpunkt) und damit das Signal-/Rauschverhältnis. Alternativ werden kürzere Messintervalle je Datenpunkt gewählt und damit schnellere Messungen ermöglicht.

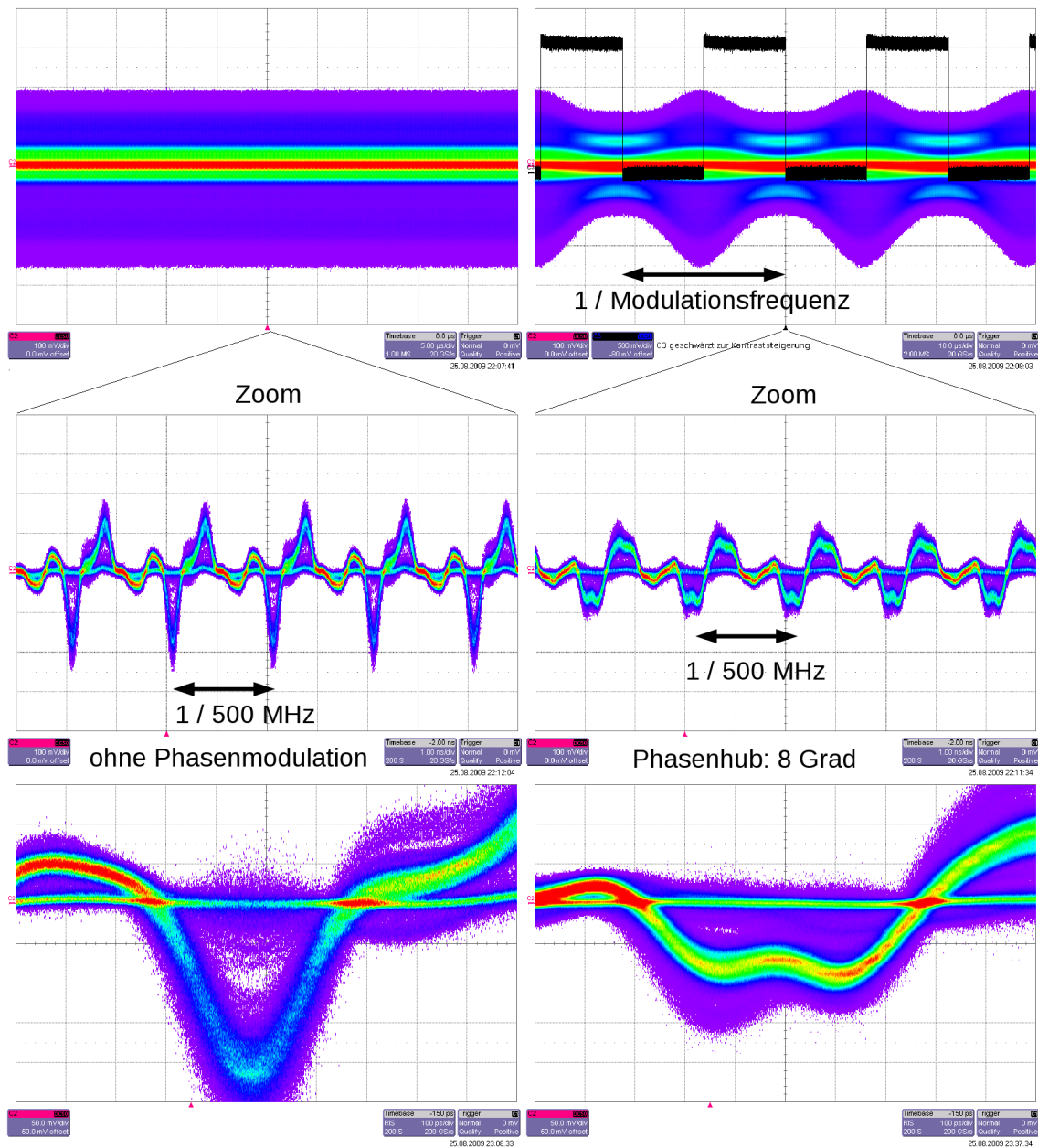


Abbildung 6.9: Bunchaufteilung unter dem Einfluss von Phasenmodulation – Die Einzelbilder zeigen jeweils die relative Häufigkeitsverteilung (weiß/transparent: nie, violett: selten, ..., rot: am häufigsten) von vielen BPM-Summensignalverläufen, gemessen und dargestellt mit einem Speicheroszilloskop. Getriggert wird jeweils bei gleicher HF-Phase auf das Synchronisationssignal des Phasenmodulationssignalgenerators (im Einzelbild oben rechts schwarz eingeblendet). Die beiden oberen Zeilen basieren auf Echtzeitmessungen mit 20 GS/s, die untere Zeile auf alternierenden Messungen mit einer Gesamtauflösung von 200 GS/s, die dargestellten Zeitbereiche werden von oben nach unten kleiner. Die drei linken Einzelbilder sind ohne Phasenmodulation aufgenommen, die rechten bei Phasenmodulation mit 8 Grad Phasenhub, wo bereits eine deutliche longitudinale Aufteilung der Elektronenpakete erkennbar ist. Die Austastlücke enthält nur wenige Elektronen und erscheint daher als horizontale Nulllinie.

Ein weiterer entscheidender Vorteil der höheren Photonenrate durch bessere Lebensdauer des Elektronenstrahls für die Synchrotronstrahlungsnutzer ist eine längere Nutzbarkeit der Anlage während der Nachtschicht. Durch die höhere Lebensdauer verschiebt sich der Zeitpunkt nach der letzten Injektion am Ende der Spätschicht (z. B. 23 Uhr), an dem der Strahlstrom soweit abgesunken ist (bei den Beamlines 8 und 9 beispielsweise etwa 60 mA), dass die für zeitlich vertretbare Messintervalllängen erforderliche Mindestphotonenrate unterschritten wird. Somit führt eine Lebensdauerverbesserung zu schnelleren und/oder weniger verrauschten Messungen und mehr nutzbaren Betriebsstunden in den Nachtschichten.

Wie bereits an anderen Synchrotronstrahlungsquellen beobachtet (z. B. [11] am LNS Elektronenspeicherring, [69] am KEK Photon Factory Elektronenspeicherring), ist auch am Speicherring Delta eine deutliche Lebensdauerverbesserung bei geeigneter Phasenmodulation der Beschleunigungsspannung im Hohlraumresonator nachweisbar. In Kapitel 6.3.2 werden bei verschiedenen Phasenhuben Scapermessungen durchgeführt, deren Ergebnisse zur Bestimmung der verschiedenen Anteile der Strahllebensdauer verwendet werden. Dies geschieht durch quadratische Optimierung von Parametersätzen (Abbildung 6.10), die anschließend in ein im Rahmen von [20] entwickeltes Skript eingespeist werden. Die so ermittelten Lebensdaueranteile sind in Tabelle 6.1 dargestellt.

In [11] und [69] wird als Modulationsfrequenz die doppelte Synchrotronfrequenz verwendet, die jedoch im Speicherring Delta aufgrund von Überlagerungen nicht einfach zu bestimmen ist (Abbildung 6.11).

Um dennoch geeignete Einstellungen zu verwenden, ist wird bei großem Strahlstrom der Synchrotron-Seitenbandabstand der 54. Umlaufharmonischen ermittelt und als Synchrotronfrequenz betrachtet. Das Zweifache dieser Synchrotronfrequenz hat als Modulationsfrequenz in vergleichenden Messungen den größten positiven Effekt auf die untersuchten Strahleigenschaften gezeigt. Bei niedrigem Strahlstrom verschwinden die Synchrotron-Seitenbänder allerdings im Rauschboden, so dass dort die Modulationsfrequenz schwieriger zu optimieren ist (Lebensdauermessungen statt Messung der Höhe der Synchrotron-Seitenbänder). Da die Synchrotronfrequenz bei konstanter Delta-Cavityleistung nicht oder kaum vom Strahlstrom abhängt, können diese Ergebnisse (z. B. Abbildung 6.12) jedoch auch bei kleineren Strahlströmen verwendet werden, wenn Delta-Cavityleistung, sowie Undulatoren- und Wigglerzustand, im Vergleich zum Bestimmungszustand der Synchrotronfrequenz unverändert bleiben.

Abbildung 6.13 zeigt die Lebensdauer in Abhängigkeit von der Phasenmodulation und der Delta-Cavityleistung. Als Modulationsfrequenz wird jeweils das Zweifache der Synchrotronfrequenz gewählt, da diese Modulationsfrequenz erfahrungsgemäß den größ-

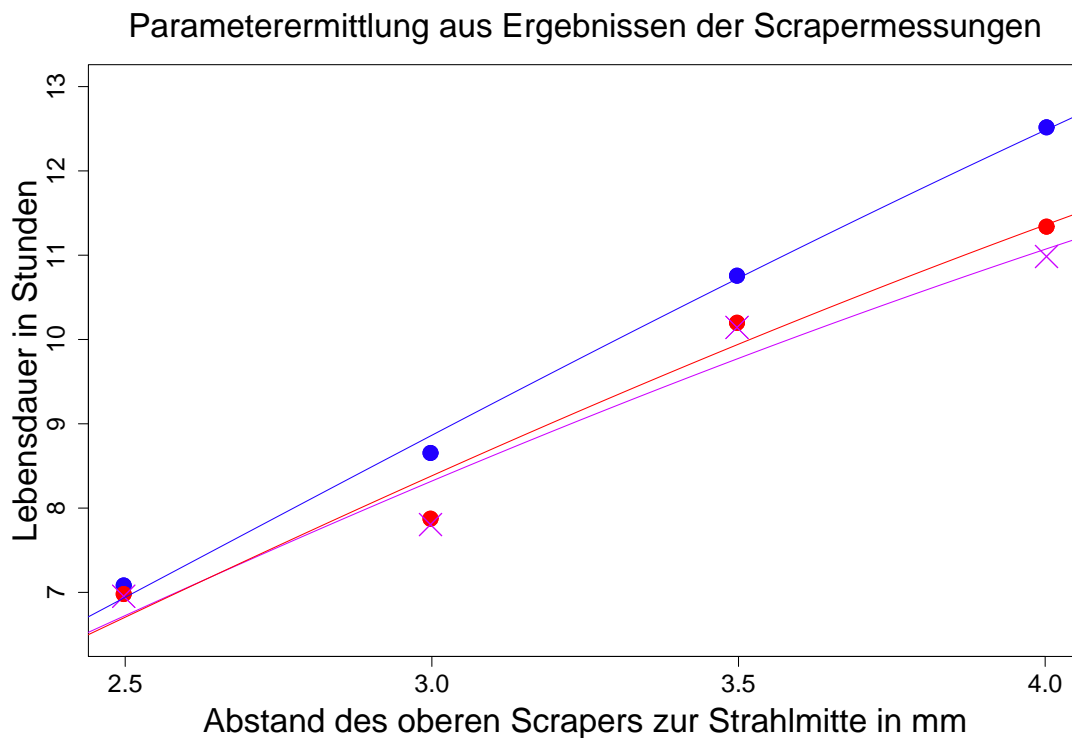


Abbildung 6.10: Parameterermittlung aus Ergebnissen der in Abbildung 6.6 dargestellten Scapermessungen - Violette X-Symbole markieren ohne Modulation ermittelte Werte, blaue Kreisflächensymbole die mit 3 Grad Phasenhub ermittelten Werte und rote Kreisflächensymbole die mit 21 Grad Phasenhub ermittelten Werte. Zur Lebensdauerkomponentenzerlegung (siehe Tabelle 6.1) wird ein im Rahmen von [20] entwickeltes Skript verwendet, dem die Funktion $\tau = \left(\frac{1}{c} + \frac{1}{db^2}\right)^{-1}$ zu Grunde liegt. τ ist die Gesamtlebensdauer bei einem Abstand b des oberen Scrapers zur Mitte des Elektronenstrahls. Die Mitte des Elektronenstrahls befindet sich in der hier ausgewerteten Messung vom 18.2.2010 0,25 mm unterhalb der Kammermitte. Festgestellt wird dies durch Vergleich der Ergebnisse von Intervallen mit hereingefahrenem oberem bzw. unterem Scaper (siehe Abbildung 6.6). Durch Ausgleichsrechnung nach der Methode der kleinsten Quadrate werden die für die Lebensdauerkomponentenzerlegung erforderlichen Parameter c und d ermittelt:

Größe	Einheit	- violett - ohne PM	- blau - 3° PM	- rot - 21° PM
Modulationssignalspannung U_{SS}	V	0,00	0,70	5,00
Gesamtlebensdauer ohne Scaper	h	13,06	14,32	12,71
c	h	20,70	29,36	22,70
d	$\frac{h}{\text{mm}^2}$	1,32	1,20	1,25

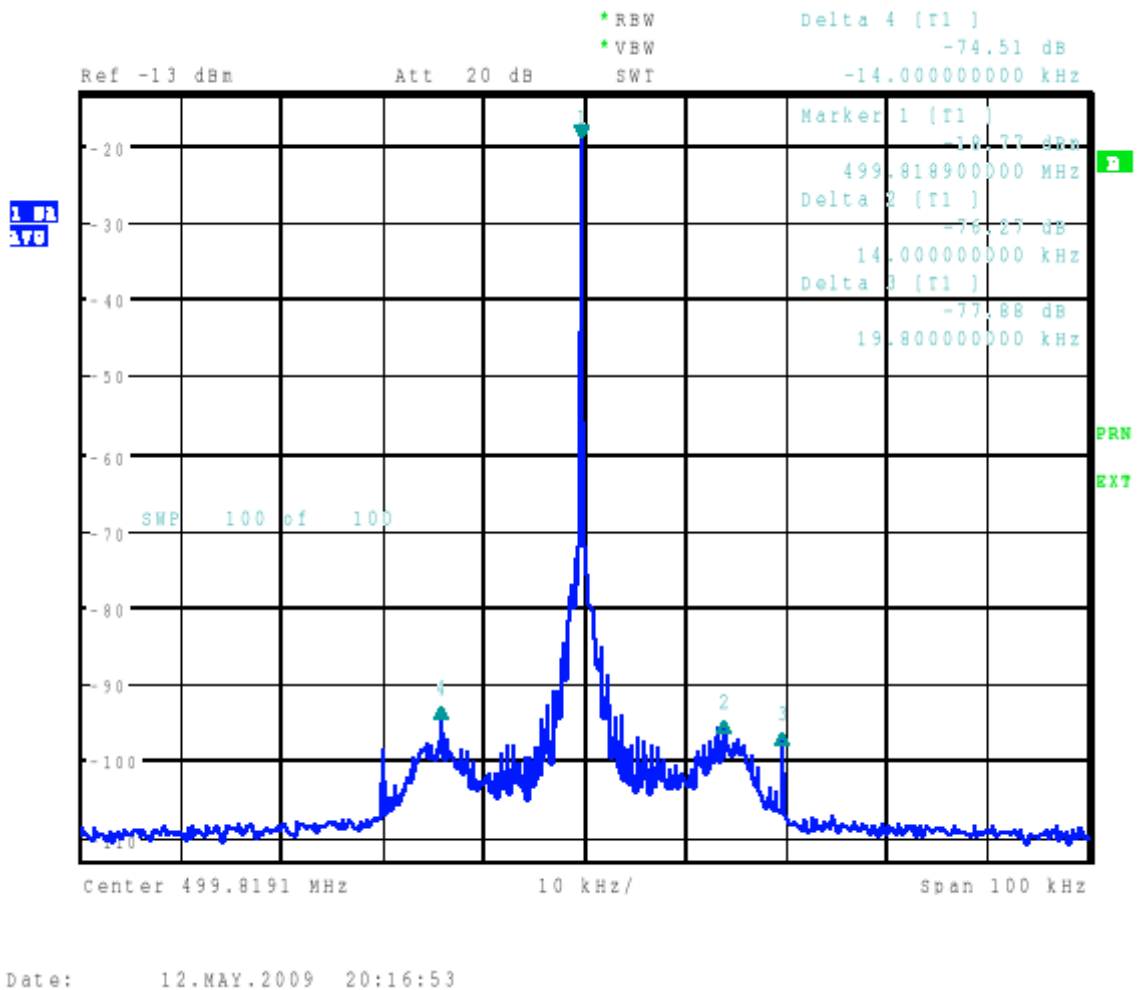


Abbildung 6.11: Synchrotronfrequenzspektrum im Speicherring Delta, gemessen im Standardnutzernbetrieb bei 103 mA Strahlstrom bei ausgeschalteter Phasenmodulation – Für die Wahl der geeigneten Modulationsfrequenz ist eine Ermittlung der Synchrotronfrequenz mit einer Genauigkeit/Auflösung von 100–200 Hz erforderlich. Im abgebildeten Frequenzbereich um die Grundmode herum ist dies offensichtlich nicht möglich, da die Seitenbänder hier nicht die dafür erforderliche Schmalbandigkeit aufweisen und darüber hinaus von schmalbandigen lokalen Maxima überlagert sind, die zu Fehlern bei den verfügbaren Maximalwertbestimmungsverfahren führen. Die Modulationsfrequenz wird daher bei der 54. Umlaufharmonischen ermittelt, wo die Synchrotronseitenbänder deutlich schmalbandiger sind. Deren Synchrotronseitenbandabstand beträgt hier 15 kHz, die gewählte Modulationsfrequenz entsprechend 30 kHz. Dass die Modulationsfrequenz damit unter diesen Strahlbedingungen richtig gewählt ist, zeigt die Strahllebensdauer, die während der Zeit, in der die Phasenmodulation ausgeschaltet ist, niedriger ist, als vorher und nachher bei eingeschalteter Phasenmodulation.

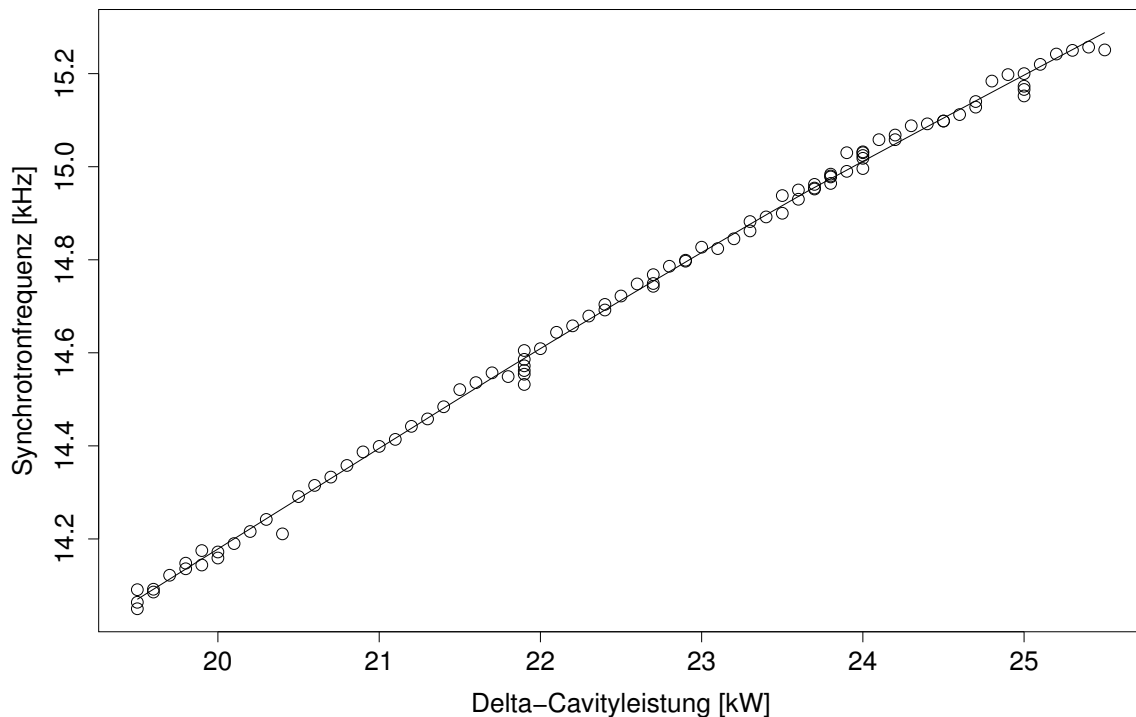


Abbildung 6.12: Synchrotronfrequenz (bzw. der Synchrotron-Seitenbandabstand der 54. Umlaufharmonischen) gegen die Delta-Cavityleistung, mit Glättungslinie (Gaußfilter)

ten positiven Effekt auf die untersuchten Strahleigenschaften ermöglicht. Wird die Modulationsfrequenz entsprechend der Veränderung der Synchrotronfrequenz durch die Änderung der Cavityleistung angepasst, läßt sich die Phasenmodulation auch bei schwankender Cavityleistung erfolgreich einsetzen. Die mittlere Lebensdauer liegt bei eingeschalteter Phasenmodulation mit 8,4 Stunden mehr als zwei Stunden über der ohne Phasenmodulation (6,1 Stunden).

Um optimale Einstellparameter für den Standardnutzerbetrieb zu ermitteln, sind zwei Messreihen bei eingeschaltetem SAW (supraleitender asynchroner Wiggler) durchgeführt worden. Als Werte für die Delta-Cavityleistung sind dabei die im Standardnutzerbetrieb bei Delta gebräuchlichsten Standardparameter, 24 kW und 25 kW, gewählt worden. Abbildung 6.14 zeigt die Lebensdauer bei Phasenmodulation mit unterschiedlichem Phasenhub und den zwei verschiedenen Delta-Cavityleistungen (24 kW im oberen und 25 kW im unteren Bildteil). Die Amplitude des Steuersignals und damit der Phasenhub verdoppelt sich jeweils von links nach rechts mit jedem Messintervall. Die Zeitgrundlage der Lebensdauerberechnung sind jeweils 300 Sekunden mit Phasenmodulation, danach folgen jeweils 180 Sekunden ohne Phasenmodulation, um kurzfristige Lebensdauerunterschiede zwischen Betrieb mit Phasenmodulation und Betrieb ohne Phasenmodulation berechnen zu können, die in beiden Messreihen Werte von etwa einer Stunde erreichen. Kürzere Lebensdauerberechnungsintervalle erscheinen hier, auch

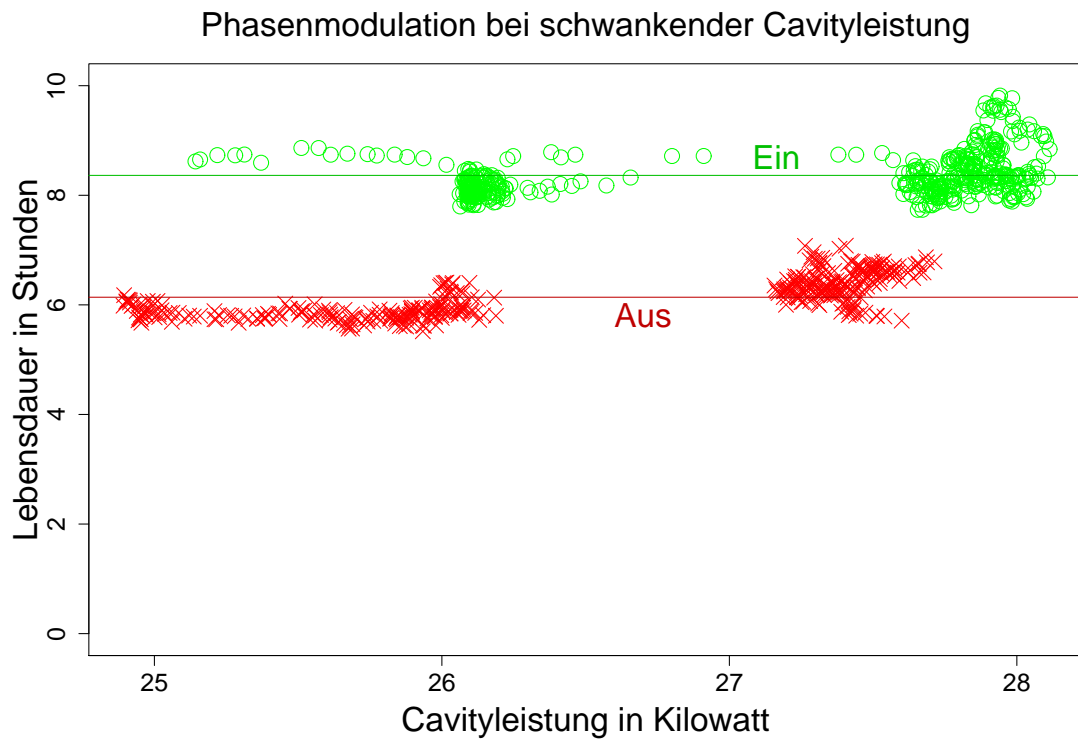


Abbildung 6.13: Lebensdauerverbesserung durch Phasenmodulation – Lebensdauer in Stunden gegen Cavityleistung, Messintervall der Lebensdauerberechnung 65 bis maximal 71 Sekunden, Strom $121 \text{ mA} \pm 3 \text{ mA}$; SAW aus; ohne Phasenmodulation: rote X-Symbole, 6,1 Stunden durchschnittliche Lebensdauer – mit Phasenmodulation: grüne Kreissymbole, 8,4 Stunden durchschnittliche Lebensdauer; Die Phasenmodulation hat einen größeren Einfluss auf die Lebensdauer als eine Veränderung der Cavityleistung zwischen 25 und 28 Kilowatt.

aufgrund von Einschwingvorgängen nach dem Ein- bzw. Ausschalten der Phasenmodulation, nicht sinnvoll, auch wenn im Standardbetrieb Intervalle von 60 bis 120 Sekunden üblich sind. Beide Messreihen sind nach Injektion mit eingestellter $\frac{3}{4}$ -Füllung bei einem Strahlstrom von jeweils 130,6 mA gestartet worden. Dadurch wird die Lebensdauerzunahme bei abnehmendem Strahlstrom berücksichtigt, die bei beiden Messreihen insgesamt etwa eine halbe Stunde beträgt.

In Übereinstimmung mit von den Simulationsrechnungen gestützten theoretischen Betrachtungen ist die Lebensdauerverbesserung bei etwa 3 Grad Phasenhub optimal. Basierend auf diesen Ergebnissen sind im Standardnutzerbetrieb, bei 25 kW Delta-Cavityleistung mit Steuersignalamplituden von 500 mV bis 700 mV (etwa 2–3 Grad Phasenhub), Lebensdauerverbesserungen von deutlich über einer Stunde erzielt worden.

Größe	Einheit	ohne PM	3° PM	21° PM
Modulationssignalspannung U_{SS}	V	0,00	0,70	5,00
Phasenhub	Grad	0,00	2,92	20,83
Gesamtlebensdauer	h	13,06	14,32	12,71
$\tau_{\text{Coulomb, vertikal}}$	h	29,72	27,12	28,39
$\tau_{\text{Coulomb, horizontal}}$	h	259,25	236,61	247,67
Z^2_n	$\frac{1}{\text{m}^3}$	$1,87 \cdot 10^{15}$	$2,05 \cdot 10^{15}$	$1,95 \cdot 10^{15}$
Z^2_p	Pa	$7,47 \cdot 10^{-6}$	$8,18 \cdot 10^{-6}$	$7,82 \cdot 10^{-6}$
p(total) bei 90% H ₂ und 10% CO	Pa	$6,33 \cdot 10^{-7}$	$6,93 \cdot 10^{-7}$	$6,62 \cdot 10^{-7}$
Lebensdauer durch Bremsstrahlung	h	78,00	71,18	74,51
gesamte Gaslebensdauer	h	19,87	18,13	18,98
Touschek-Lebensdauer	h	38,09	68,08	38,51
mittlerer Strahlstrom	mA	49,91	51,04	50,48
maximale Abweichung davon	mA	±5	±5	±5

Tabelle 6.1: Übersicht über die Lebensdauerverbesserung durch longitudinale Phasenmodulation - Während die Gaslebensdauer und die Lebensdauer durch Bremsstrahlung nahezu unverändert bleiben, steigt die Touschek-Lebensdauer bei geeigneter Phasenmodulation erheblich an. Sie stellt damit den wesentlichen Anteil an der Verbesserung der Gesamtlebensdauer dar. Den Tabellenwerten liegen am 18.2.2010 bei Scrappermessungen aufgenommene Messdaten zu Grunde (siehe Abbildung 6.6 und 6.10). Bei der Berechnung wurde, im Anschluss an die Vorauswertung, ein im Rahmen von [20] entwickeltes Skript eingesetzt.

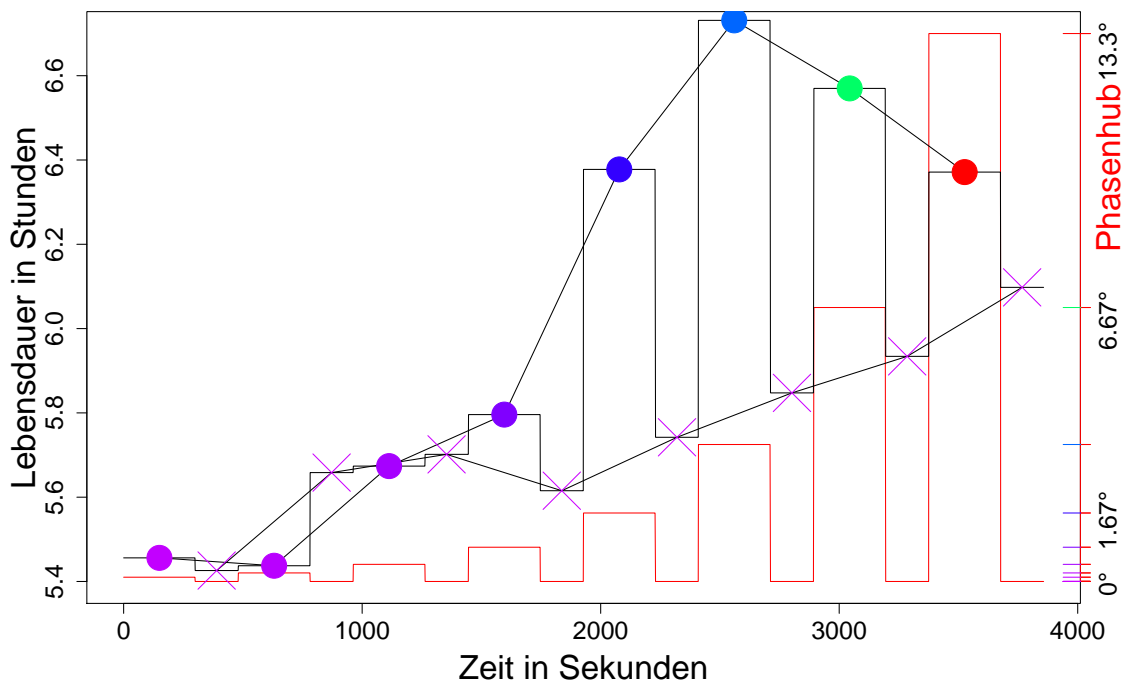
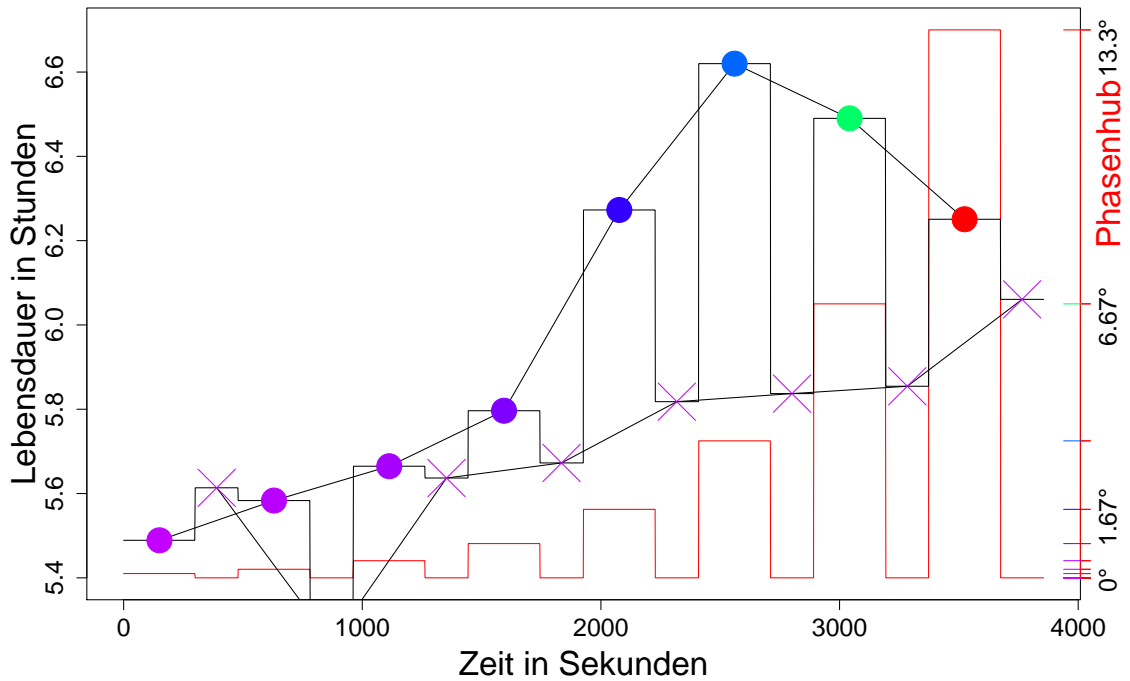


Abbildung 6.14: Lebensdauer mit (runde Punkte) und ohne (Kreuze) Phasenmodulation; Strom zu Messbeginn jeweils 130,6 mA; SAW an; Cavityleistung 24 kW (oben) und 25 kW (unten); Der Phasenhub (rote Linie und Symbolfarbe) verdoppelt sich, startend mit 0,104 Grad, von links nach rechts jeweils nach 300 Sekunden mit Phasenmodulation und einer darauffolgenden modulationsfreien Pause von 180 Sekunden.

7 Diskussion

In diesem Kapitel werden die Auswirkungen der Phasenmodulation und deren Vorteile diskutiert.

Die Phasenmodulation wirkt dem resonanten Verhalten des Strahls entgegen: Wird die longitudinale Struktur des Strahls durch die Phasenmodulation unregelmäßiger (siehe z. B. Abbildung 6.9), verschwindet das resonante Verhalten des Strahls und damit die Anregung der CBM 54 sowie die anderer longitudinaler Schwingungsmoden. Dieses Dämpfungsverhalten entspricht der Landaudämpfung, statt einer resonanten Schwingung teilt sich die Schwingungsenergie auf eine Vielzahl von Schwingern auf, die inkohärent zueinander sind.

Eine mögliche Erklärung für das Verschwinden unerwünschter transversaler Strahlschwingungen (siehe Abbildung 6.8) sowie die Beeinträchtigung transversaler Anregungskickerschwingungen ist die Kopplung zwischen den Strahlebenen. Schwingungsenergie koppelt aus den transversalen Ebenen in die longitudinale Ebene über, wo nur schwachresonantes Verhalten vorliegt. Eine durch die Verringerung der Elektrodendichte reduzierte Anzahl von Streuprozessen, die sich in den transversalen Ebenen auswirken, tragen möglicherweise zusätzlich zu den beobachteten Verbesserungen der transversalen Strahleigenschaften (kleinerer, runderer Strahlfleck) bei. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird die Unterdrückung transversaler Strahlschwingungen, ohne nähere Untersuchung der Wirkungskette, als kausale Folge der Phasenmodulation angenommen, weil der Effekt reproduzierbar zeitgleich mit dem Einschalten der Phasenmodulation auftritt und unmittelbar mit dem Ausschalten der Phasenmodulation endet. Auch die Abhängigkeit des Effektes von dem verwendeten Phasenhub spricht für einen solchen kausalen Zusammenhang.

Die Verringerung transversaler Strahlschwingungen erklärt auch die Auswirkungen der Phasenmodulation auf Beamlinetemperaturen (BL 6 wurde, wie in Kapitel 6.3.5 beschrieben, mit Phasenmodulation oben und unten kälter.) und Vakuumdrücke (Das Vakuum wurde stellenweise, wie in Kapitel 6.3.6 beschrieben, mit Phasenmodulation besser.). Wird die Auslenkung vertikaler Strahlschwingungen durch die Dämpfung geringer, wird die Kammerwand an der Ober- und Unterseite der Strahllinien weniger von Synchrotronstrahlung getroffen, heizt sich dadurch dort weniger auf, wodurch sich die Desorption von Restgasatomen entsprechend verringert.

Bei der Phasenmodulation läßt sich am Delta-Speicherring ausschließlich mit einer Modulationsfrequenz ein gewünschter Effekt erzielen, die doppelt so groß ist, wie der Abstand der 54. Umlaufharmonischen zu deren rechtem Synchrotronseitenband (hier als Synchrotronfrequenz bezeichnet). Andere Werte, auch die, die sich offenbar an anderen Speicherringen bewährt haben, erwiesen sich hier als nutzlos. Aufgrund der hohen Güte des Delta-Cavitys [16, 43] reicht dessen Bandbreite möglicherweise nicht aus, um erfolgreich höhere Modulationsfrequenzen einzusetzen. Der bei der doppelten Synchrotronfrequenz erzielbare Effekt ist allerdings ausreichend, um die Anregungsstärke aller longitudinaler Moden unter die Nachweisschwelle zu senken, die Lebensdauer erheblich (im Standardnutzerbetrieb je nach Strahlstrom ein bis zwei Stunden) zu erhöhen und mit etwas größerem Phasenhub sogar transversale Schwingungen zu reduzieren.

Da die mittlere Bunchlänge durch die Phasenmodulation erhöht wird, sinkt die mittlere Ladungsträgerdichte und damit die Wahrscheinlichkeit für gespeicherte Elektronen, aufgrund des Touschek-Effektes verloren zu gehen. Die dadurch (um etwa 60%) erhöhte Touschek-Lebensdauer hat einen wesentlichen Einfluss auf die Gesamtlebensdauer bei Delta, die dadurch deutlich verbessert wird, im Standardnutzerbetrieb typischerweise um etwa eine Stunde bei 100 bis 130 mA Strahlstrom.

Für den Einsatz von Landau-Cavitys zum selben Zweck wäre Temperaturstabilisierung erforderlich, um undefinierbare Zustände auch im verstimmten Bereich (Unterdrückung der Bunchverlängerung im FEL-Betrieb) zu vermeiden und höhere Moden der Landau-Cavitys selbst machen ebenfalls eine entsprechende Dämpfung erforderlich.

Eine negative Auswirkung auf den FEL-Betrieb durch das Phasenmodulationssystem kann hingegen sicher ausgeschlossen werden, da das Signal nach dem (im FEL-Betrieb) ausgeschalteten Phasenmodulator (das Einzige, was durch das Phasenmodulationssystem beeinflusst wird) identisch mit dem Signal an derselben Stelle vor Einbau des Phasenmodulationssystems ist (siehe Kapitel 6.3.1), was einen wesentlichen Vorteil gegenüber im Speicherring eingebauten Landau-Cavitys darstellt. Wird im Betrieb ein longitudinales Regelungssystem [27] eingesetzt, kann dessen Start mithilfe kurzzeitiger Phasenmodulation mit dem im Rahmen der vorliegenden Arbeit aufgebauten Phasenmodulationssystem auch unter Bedingungen ermöglicht werden, die ohne Phasenmodulation einen solchen Start nicht zulassen. Nachgewiesen wurde dies bei Delta bereits bei hoher Strahlenergie, ein entsprechender Effekt bei geringer Strahlenergie würde in entsprechenden Betriebszuständen sogar einen Vorteil für den FEL-Betrieb bringen.

Die größten Vorteile der Phasenmodulation ergeben sich im Standardnutzerbetrieb. Insbesondere im Bereich hoher Strahlströme ist die Lebensdauerverbesserung ein erheblicher Beitrag zur Nutzbarkeit von Delta als Synchrotronstrahlungsquelle (siehe Kapitel 2.2). Über die direkte Lebensdauerverbesserung hinaus ermöglicht die Phasen-

modulation durch die Strahlstabilisierung die Reduzierung von unerwünschten Schwingungszuständen und (Teil-)strahlverlusten, sowie bisher nicht erreichbare Betriebszustände, die weitere Vorteile (z. B. weitere Lebensdauerverbesserung) ermöglichen.

8 Zusammenfassung

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein System zur longitudinalen Phasenmodulation der Nachbeschleunigungsspannung im Hohlraumresonator des Speicherrings Delta konzipiert, entwickelt, aufgebaut, in Betrieb genommen und erprobt. Mit geeignet gewählten Betriebsparametern ermöglicht es jederzeit, die Anregung der longitudinalen Multibunchmoden unter die Nachweisschwelle zu senken. Dies gilt insbesondere auch für die bei hohen Strahlströmen in Delta besonders häufig stark angeregte longitudinale Multibunchmode CBM 54 (Coupled-Bunch-Mode 54). Erstmals existiert hiermit eine Lösung für das Problem der Anregung von Multibunchmoden bei hohen Strahlströmen im Speicherring Delta.

Die Phasenmodulation beeinflusst die longitudinale Elektronenverteilung innerhalb der Bunche. Optimale Ergebnisse konnten mit einer Modulationsfrequenz erzielt werden, die doppelt so groß ist, wie die Synchrotronfrequenz. Es wird ein sinusförmiges Modulationssignal verwendet, wodurch Dispersionseffekte in der Modulationssignalleitung entfallen. Die longitudinale Phasenlage der Nachbeschleunigungsspannung wird so moduliert, dass sich die Bunche synchron zu Modulations- und Synchrotronfrequenz periodisch aufweiten, was im Rahmen der vorliegenden Arbeit sowohl durch Simulationsrechnungen, als auch durch Messungen nachgewiesen wurde. Die maximale Aufweitung und maximale Strahllebensdauer stellt sich bei einem Phasenhub von etwa 3° ein. Bei größerem Phasenhub tritt eine Aufteilung der Bunche in zwei Teilbunche auf, die longitudinal mit der Synchrotronfrequenz gegenphasig zueinander schwingen. Um möglichst wenig Elektronen durch Verlassen der Separatrix bei zu starker Aufteilung zu verlieren, wird der Phasenhub nicht höher als 25° gewählt. Der ohne Phasenmodulation nur geringfügig variierende Abstand zwischen den Elektronen benachbarter Bunche unterliegt nun einer deutlich verbreiterten Verteilung, die sich darüber hinaus stetig zeitlich ändert. Dadurch wird die, für die Anregung longitudinaler Multibunchmoden erforderliche, resonante Wechselwirkung zwischen den Schwingungen verschiedener Bunche entscheidend reduziert. Ab einem Phasenhub von etwa 2° – 3° führt die Phasenmodulation zu einer Unterdrückung der longitudinalen Multibunchmoden.

Als Ursache der CBM 54-Anregung wurde bisher eine schmalbandige störende Resonanz im Speicherring außerhalb des zur Nachbeschleunigung verwendeten Hohlraumresonators angenommen. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde gezeigt, dass die CBM 54 durch die TE_{111} -Mode des Hohlraumresonators angeregt wird.

Neben der longitudinalen Strahlstabilisierung konnten mit der Phasenmodulation auch unerwünschte transversale Schwingungen unterdrückt werden, mit zusätzlichen positiven Nebeneffekten, insbesondere geringere Vakuumkammertemperatur und Vakuumdruckverbesserung. Bei Tests für ein Feedbacksystem, das die longitudinale Strahlstabilität regelungstechnisch verbessern soll, konnte gezeigt werden, dass das im Rahmen der vorliegenden Arbeit aufgebaute Phasenmodulationssystem geeignet ist, einen bereits injizierten Strahl soweit zu stabilisieren, dass das Feedbacksystem ohne vorherige Strahlstromreduzierung (neu) gestartet werden kann.

Der für den Standardnutzerbetrieb bedeutendste Effekt der Phasenmodulation ist die erzielte Verbesserung der Lebensdauer, wodurch gespeicherte Elektronen länger für die Erzeugung von Synchrotronstrahlung zur Verfügung stehen. Im Standardnutzerbetrieb mit SAW steigt die Lebensdauer mindestens um etwa eine Stunde, ohne SAW um etwa zwei bis drei Stunden an. Maßgeblich hierfür ist die Verringerung des Touschek-Effektes (Kapitel 3.3.1) durch die (aufgrund der im zeitlichen Mittel erhöhten Bunchlänge) verringerte effektive Elektronendichte innerhalb der Bunche. Untersuchungen im Rahmen der vorliegenden Arbeit zeigen eine Erhöhung der Touschek-Lebensdauer von 60% während dem Einsatz der Phasenmodulation. Ein Phasenmodulationssystem ist im Gegensatz zu einem Landau-Cavity-System mit ebenfalls bunchverlängernder Wirkung (an Delta bereits untersucht [20]) ohne Eingriff in das Vakuumsystem nachrüst- und abschaltbar, wohingegen Landau-Cavities zur Außerbetriebnahme gezielt verstimmt werden müssten, was möglicherweise Auswirkungen auf andere Effekte hätte (z. B. höhere Moden der Landau-Cavities selbst), und dadurch entsprechende Temperaturstabilisierung und Dämpfung erforderlich machen würde.

Der im Rahmen der vorliegenden Arbeit entwickelte und realisierte Aufbau ermöglicht seit 2009 erfolgreich den zuverlässigen Einsatz der Phasenmodulation im Standardnutzerbetrieb unter Vermeidung unerwünschter Auswirkungen auf Messsysteme und Injektionskette und lässt sich für Sonderbetriebsformen wie FEL-Betrieb (Hier ist ein kurzer Bunch mit hoher Elektronendichte erforderlich, jede Bunchverlängerung also zu vermeiden.) jederzeit nachwirkungsfrei ausschalten. Die Lebensdauerverbesserung erhöht die Nutzbarkeit von Delta als Synchrotronstrahlungsquelle erheblich, da der Strahlstrom nach der Injektion langsamer sinkt und dadurch mehr Synchrotronstrahlung für Experimente verfügbar ist.

A Anhang

A.1 Umgebungsbedingungen für Elektronik

Die Speicherringanlage DELTA befindet sich in einer Halle mit angeschlossenem Bürobereich, in dem sich auch der Kontrollraum befindet. Im Betrieb wird die Luft im Bereich innerhalb der Strahlenschutzmauer und im Kontrollraum gekühlt, Lufttemperaturen über 40 °C treten dadurch normalerweise nicht auf.

Elektronik sollte zur Vermeidung von Schäden durch ionisierende Strahlung so angeordnet werden, dass Bereiche mit hoher Ortsdosisleistung (z. B. der Bereich um die horizontale Ebene zwischen Strahlkammeraußenseite und Strahlenschutzmauer) vermieden werden [22]. Um Wasserschäden durch Kühl- und Regenwasser zu vermeiden, sollten allerdings einige Zentimeter Mindestabstand zum Fußboden eingehalten werden [22].

Die Stromversorgung von DELTA erfolgt über drei 800 kVA-Mittelspannungstransformatoren mit Sternpunktterdung. Einer davon dient der Versorgung der Verbraucher mit zeitlich stark schwankender Stromaufnahme, die anderen Verbraucher werden getrennt davon durch die anderen beiden versorgt, um Rückwirkungen durch die Injektionskette gering zu halten. Neben den sternförmigen Versorgungsleitungen sind Geräte im Speicherringbereich mit einem umlaufenden Erdseil verbunden, das punktweise mit der Sternpunktterdung verbunden ist. Aufgrund nicht unerheblicher Erdströme ist das Erdpotential nicht ortsunabhängig, wobei die hochfrequenten Komponenten der Erdströme zu einer starken Zeitabhängigkeit der Ortsabhängigkeit führen. Daher ist bei der Erdung von Abschirmungen stets darauf zu achten, welches Erdpotential anliegt bzw. wo geerdet wird. Werden Abschirmungen von Leitungen auf beiden Seiten geerdet, müssen Ausgleichströme auf der Abschirmung in Kauf genommen werden. Um dies zu vermeiden, werden in der vorliegenden Arbeit abhängig vom Einsatzzweck optische Signalübertragung oder Potentialtrennung verwendet.

A.2 Verbesserungen durch Synchronisation

Bei Messungen mit Spektrumanalysatoren ergeben sich durch die Synchronisierung auch bedeutende Verbesserungen bei der Untersuchung von longitudinalen Multibunchmoden (z. B. Abbildung 2.4). Unsynchronisiert lag die mit einem der Spektrumanalysatoren gemessene Frequenzlinie der 54. Umlaufharmonischen¹ bei einem betrachteten Frequenzbereich von $640,393 \text{ MHz} \pm 25 \text{ kHz}$ nicht in der Mitte, sondern wich um 5 kHz davon ab². Eine genaue Untersuchung von longitudinalen Multibunchmoden (z. B. Abbildung 2.4) war dadurch vor der Synchronisierung nur sehr eingeschränkt möglich. Beispielsweise konnte bei einer Umlaufharmonischen mit nur einem angeregten Synchrotronseitenband die Zuordnung der Frequenzlinien mehrdeutig sein. Bei den in diesem Fall dargestellten zwei Frequenzlinien im Abstand der Synchrotronfrequenz ist zunächst unklar, ob die Frequenzlinie bei der höheren Frequenz das rechte angeregte Synchrotronseitenband darstellt, oder möglicherweise die Umlaufharmonische selbst, was bedeuten würde, dass das linke Synchrotronseitenband angeregt ist, das rechte hingegen nicht. Auch war nicht entscheidbar, welche Anteile der Abweichung zwischen berechneten und gemessenen Frequenzen dem Master-Hochfrequenz-Generator, und welche dem Spektrumanalysator zuzuordnen waren, wodurch die Abweichungen auch nicht bei der Auswertung von Messergebnissen beispielsweise durch einen Korrekturfaktor kompensiert werden konnten. Spätere Vergleiche auf Basis des 10 MHz -Rubidium-Frequenznormals haben gezeigt, dass der standardmäßig verwendete Master-Hochfrequenz-Generator [85] im Gegensatz zu einem während einer Reparatur eingesetzten älteren Ersatzgerät und den internen Oszillatoren der Spektrumanalysatoren auch ohne Synchronisierung eine hinreichend gute Genauigkeit (kein sichtbarer Beitrag zu den beschriebenen Abweichungen) hatte. Die Frequenzgenauigkeit des 10 MHz -Rubidium-Frequenznormals[100]³ ist besser als die Darstellungsaufösung der Spektrumanalysatoren[86, 104, 105], wodurch die angezeigten Frequenzlinien nach der Synchronisierung exakt an den berechneten Positionen liegen. Dies ermöglicht die automatisierte Messung der Höhe von Synchrotronseitenbändern, auch bei wechselnden Werten der Delta-Hochfrequenz und damit ebenfalls wechselnden Positionen der jeweiligen Umlaufharmonischen. Hierzu wird die Delta-Hochfrequenz über das Kontrollsystem (Kapitel A.3) überwacht und bei Änderungen die neue Position der zu messenden Seitenbänder berechnet. Bereits die auf die Änderung folgende Messung erfolgt so an den neu berechneten Positionen und wird mit dem dazugehörigen aktualisierten Wert der Delta-Hochfrequenz in demselben Datensatz gespeichert. Hierdurch wird neben

¹ $f_{HF} \cdot 1 \frac{54}{192} = 499,819 \text{ MHz} \cdot 1 \frac{54}{192} \approx 640,393 \text{ MHz}$

² Genauigkeit: $\frac{5 \text{ kHz}}{640,393 \text{ MHz}} \approx 7,8 \cdot 10^{-6}$

³ $-0,6 \cdot 10^{-11} \pm 1 \cdot 10^{-11}$

Fehlmessungen an falschen Positionen auch eine Fehlzuordnung der Messwerte zu den verschiedenen Hochfrequenzeinstellungen verhindert.

A.3 Kontrollsystem

Zur Durchführung und Überwachung der meisten mit dem Betrieb der Speicherringanlage DELTA verbundenen Mess-, Steuer- und Regelfunktionen wird ein Kontrollsystem verwendet. Dieses DELTA-Kontrollsystem basiert auf dem Experimental Physics and Industrial Control System EPICS[75].

Zustandswerte wie z. B. Betriebsparameter werden dabei in kontrollsystemweit verfügbaren Variablen, sogenannten (EPICS-)Records bzw. Prozess-Variablen (PV) [30], auf Input-Output-Controllern (IOCs) abgelegt, wodurch eine verteilte Datenbank gebildet wird. Dadurch wird ein programm- und geräteunabhängiger Zugriff auf die Werte ermöglicht, was im Rahmen der vorliegenden Arbeit insbesondere zur Messdatensammlung und zur Ansteuerung der Phasenmodulation (Kapitel 5.1.3) verwendet wird.

Als Echtzeitkontrollsystem ermöglicht EPICS den gleichzeitigen Zugriff mehrerer Programme auf dieselben Records. Die Netzwerkzugriffe erfolgen über Ethernet im Channel-Access-Protokoll (CA) [30]. Dabei existieren verschiedene Zugriffsmethoden: einmaliger Zugriff (`caput/caget` bzw. `pvput/pvget`), Datenübertragung bei Änderung des beobachteten Wertes (`camon` bzw. `pvmon`) und datenbankinterne Zugriffe (CALC-Records).

A.4 Format der automatisiert gemessenen Datenreihen

Als Datenformat wird eine Textdatei verwendet, jeder Datensatz (Daten eines Zeitpunktes) wird in eine Zeile geschrieben. Neue Messwerte werden immer am Dateiende angehängt, versehentliches Überschreiben bereits gemessener Werte wird dadurch vermieden. Die Einzelwerte werden durch Leerzeichen getrennt, der Name der gemessenen Größe wird, ebenfalls durch Leerzeichen getrennt, dem Einzelwert vorangestellt. Dies ermöglicht sowohl eine Auswertung von Hand (Eine Textdatei mit Daten und deren Beschreibung ist mit einem Texteditor im Klartext lesbar, die Daten auch später besser zuzuordnen, die Übersicht über die Messdaten wird verbessert.), als auch die Auswertung mit unterschiedlichen Programmen. Die Verwendung eines proprietären Datenformates des Spektrumanalysators hätte die Flexibilität bei der Auswahl der zu speichernden Werte (z. B. die transversale Strahlposition an verschiedenen Stellen im Speicherring (Injektionsbeule, Cavity, Strommesskammer) bei der Suche nach CBM 54-Anregungsquellen) und der Auswertungsprogramme stark eingeschränkt.

Abbildungsverzeichnis

2.1	DELTA-Übersicht	5
2.2	Brillanzen an Delta-Strahllinien	8
2.3	CBM 54-Schwellstrom	11
2.4	Zeitliche Schwankung CBM 54	12
2.5	Abstimmstempel	15
2.6	TE_{111} -Mode des Delta-Hohlraumresonators	16
3.1	Envelope	20
3.2	Phasenraumellipse	21
3.3	Phasenfokussierung	23
3.4	longitudinaler Phasenraum ohne Phasenmodulation	24
3.5	Zur CBM 54 korrespondierende Frequenz	26
3.6	Longitudinale Impedanz	33
3.7	Ausschwingverhalten an BPM 44 (transversal)	34
3.8	Phasenmodulationsverfahren	42
4.1	Phasenverlauf	46
5.1	Aufbau für den Standardbetrieb	52
5.2	Phasenmodulator: Innenansicht und Schaltplan	54
5.3	Phasenschiebermodul	55
5.4	Strahllagemonitor (BPM)	63
5.5	Streakkamera	68
6.1	Streakkamerabilder	72
6.2	Bunchaufteilung	73
6.3	Bunchaufteilung	74
6.4	Einfluss des Phasenhubes	75
6.5	Bunchaufteilung	76
6.6	Scrapermessung	79
6.7	longitudinale Strahlstabilisierung	81
6.8	Sylibanane	82
6.9	Bunchaufteilung	84
6.10	Parameterermittlung aus Ergebnissen der Scrapermessungen	86
6.11	Synchrotronfrequenzspektrum im Speicherring Delta	87
6.12	Synchrotronfrequenz als Funktion der Delta-Cavityleistung	88
6.13	Lebensdauerverbesserung durch Phasenmodulation	89
6.14	Lebensdauer bei verschiedenen Phasenhüben und Cavityleistungen	91

Literaturverzeichnis

- [1] Robert Gerd Heine
Untersuchung der Wechselwirkung intensiver Elektronenstrahlen mit höheren Resonatormoden an Delta
Dissertation; Universität Dortmund 2006
- [2] Thomas Weis
Multibunch-Instabilitäten in Elektronenspeicherringen
Multibunch-Instabilitäten in Elektronenspeicherringen: Ursache und Maßnahmen zu ihrer Bekämpfung
Graduiertenkolleg „Physik und Technik von Beschleunigern“, Universität Mainz 2003
- [3] Thomas Weis
The Influence of Landau Damping on Multi Bunch Instabilities
A Basic Course on Landau Damping + A Few Implications
Vortrag; Winterseminar Universität Frankfurt, Institut für Angewandte Physik, Riezlern 2004
- [4] Thomas Weis
Einführung in die Beschleunigerphysik WS 2009/2010
Vorlesung; Technische Universität Dortmund, 2009–2010
- [5] Thomas Weis
persönliche Mitteilung
- [6] Florian Nolz
Zuverlässige optische Strahldiagnose in Hinblick auf den Frequent-Injection-Mode von DELTA
Diplomarbeit; Technische Universität Dortmund 2008
- [7] Sebastian Strecker
Kurzzeit-Emittanzmessung an DELTA mittels Synchrotronstrahlung
Diplomarbeit; Universität Dortmund 2003
- [8] John David Jackson
Klassische Elektrodynamik
Klassische Elektrodynamik / John David Jackson. Dt. Übers. und Bearb. Kurt Müller. - 3., überarb. Aufl. - Berlin ; New York : de Gruyter, 2002 Einheitssacht.: Classical electrodynamics <dt.>
ISBN 3-11-016502-3
- [9] K. Wille
Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen

- Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen : eine Einführung / von Klaus Wille. - 2., überarb. und erw. Aufl. - Stuttgart : B. G. Teubner, 1996
ISBN 3-519-13087-4
- [10] Peter J. Mohr, Barry N. Taylor, David B. Newell
CODATA 2006
Committee on Data for Science and Technology (CODATA), CODATA Task Group on Fundamental Constants.
Stichtag 31.12.2006, veröffentlicht Mitte 2008
- [11] N. P. Abreu, P. F. Tavares, R. H. A. Farias
Longitudinal dynamics with RF phase modulation in the LNLS electron storage ring
<http://arxiv.org/pdf/physics/0610083v1>
- [12] J. M. Byrd, W.-H. Cheng, F. Zimmermann
Nonlinear effects of phase modulation in an electron storage ring
Physical Review E: statistical, nonlinear and soft matter physics, Band 57, Seite 4706-4712, 1998
- [13] Uwe Ligges
Programmieren mit R
Programmieren mit R / Uwe Ligges - 2., überarbeitete und aktualisierte Auflage - Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2007
ISBN 3-540-36332-7
- [14] Marco Lonza
Multi-bunch Feedback Systems
CERN Accelerator School (CAS) „Beam Diagnostics“; Dourdan, Frankreich, 2008
<http://cas.web.cern.ch/cas/France-2008/Lectures/Lonza.pdf>
- [15] Lev Davidovich Landau
Das Dämpfungsproblem in der Wellenmechanik
Leningrad, Physikalisch-Technisches Röntgeninstitut.
Zeitschrift für Physik, Band 45, Seite 430-441, 1927
- [16] N. Lehnart, H. Petersen
Technische Notiz H2-77/12
Ferrit-Dämpfungsantennen gegen parasitäre Cavity-Modes in den DORIS-Hohlraum-Resonatoren
15. Februar 1977
- [17] M. Furman, J. Byrd und S. Chattopadhyad
Chapter 12: Beam Instabilities in Synchrotron Radiation Sources - A Primer
Center for Beam Physics, Accelerator and Fusion Research Division, Lawrence Berkeley Laboratory, University of California; Berkeley, CA 94720, USA
Synchrotron Radiation Sources - A Primer; Herausgeber Herman Winick; 1994
ISBN 9-810-21856-7

- [18] Robert Gerd Heine
Untersuchung der longitudinalen Strahldynamik am Speicherring Delta
Diplomarbeit; Universität Dortmund 2000
- [19] Robert Gerd Heine
persönliche Mitteilung
Darmstadt, 22.7.2008
- [20] Kai Dunkel
Monitoring der longitudinalen Speicherringimpedanz von DELTA, Einfluss auf Bunchlänge und Bunchlängenmanipulation
Dissertation; Technische Universität Dortmund 2008
- [21] Wolfgang Brembt
persönliche Mitteilung
- [22] Frank Rüdiger
persönliche Mitteilung
- [23] Ulf Berges
persönliche Mitteilung
- [24] Ulf Berges
Hochauflösende optische Strahldiagnose mittels Synchrotronstrahlung am Beispiel der Synchrotronstrahlungsquelle DELTA
Dissertation; Universität Dortmund 2000
- [25] P. Hartmann, J. Fürsch, R. Wagner, T. Weis, K. Wille
Kicker Based Tune Measurement for DELTA
Proceedings of DIPAC 2007, Venice, Italy WEPB21
Zentrum für Synchrotronstrahlung DELTA, Universität Dortmund, D-44221 Dortmund
Fachbereich Physik, Bergische Universität Wuppertal, D-42097 Wuppertal
- [26] P. Hartmann, J. Fürsch, D. Schirmer, T. Weis, K. Wille
Experience with Libera Beam Position Monitors at Delta
Proceedings of DIPAC 2007, Venice, Italy TUPB21
Zentrum für Synchrotronstrahlung DELTA, Universität Dortmund, D-44221 Dortmund
- [27] S. Khan, J. Fürsch, P. Hartmann, D. Teytelman, T. Weis
Studies and Control of Coupled-Bunch Instabilities at DELTA
Proceedings of IPAC 2010, Kyoto, Japan WEPEB032
Zentrum für Synchrotronstrahlung DELTA, Universität Dortmund, D-44221 Dortmund
Dimtel, Inc., San Jose, CA 95124, USA
- [28] Marc Grewe
SVD-basierte Orbitkorrektur am Speicherring Delta
Dissertation; Universität Dortmund 2005
- [29] C. Bernardini, G. F. Corazza, G. Di Giugno, G. Ghigo, J. Haissinski, P. Marin, R. Querzoli, B. Touschek

- Lifetime and Beam Size in a Storage Ring*
Phys. Rev. Lett., 10(9): Seite 407–409, Mai 1963
- [30] Ned Arnold, Elke Zimoch
Loslegen mit EPICS – Einleitung Teil 1
http://epics.web.psi.ch/training/lectures-series/deutsch_epics_intro_pt1.ppt
- [31] Gerald Schmidt
Beam Dynamic Studies in Cycling and Storage Mode on the ESRF Fast Cycling Booster Synchrotron
European Synchrotron Radiation Facility, Grenoble 1996
Dissertation; Universität Dortmund 7.2.1997
- [32] Holger Huck
Optimierung und Charakterisierung des Free Electron Lasers am Speicherring DELTA
Dissertation; Technische Universität Dortmund 2009
- [33] Andreas Jankowiak
Strahldiagnose und Closed-Orbit-Charakterisierung mit HF-Strahllagemonitoren am Beispiel der Synchrotronstrahlungsquelle DELTA
Dissertation; Universität Dortmund 1999
- [34] Helmut Wiedemann
Particle Accelerator Physics II
Nonlinear and Higher-Order Beam Dynamics
ISBN 3-540-57564-2
- [35] K. Matthias Gier
Kapitel O 1: Analoge Modulationsverfahren in Taschenbuch der Hochfrequenztechnik, Band 3
Taschenbuch der Hochfrequenztechnik; Herausgeber Klaus Lange und Karl-Heinz Löcherer - 4., völlig neubearbeitete Auflage - Springer-Verlag Berlin, 1986
ISBN 3-540-15396-9
- [36] Wolfgang Schaller
Kapitel Q 1.2: Empfängerkonzepte in Taschenbuch der Hochfrequenztechnik, Band 3
Taschenbuch der Hochfrequenztechnik; Herausgeber Klaus Lange und Karl-Heinz Löcherer - 4., völlig neubearbeitete Auflage - Springer-Verlag Berlin, 1986
ISBN 3-540-15396-9
- [37] Anke-Susanne Müller
Vortragsnachbesprechung
KIT (Forschungszentrum und Universität Karlsruhe), 4.9.2009
- [38] Bernhard Hippert
persönliche Mitteilung
- [39] Peter Kuske
persönliche Mitteilung

- [40] Peter Kuske
Emittance Manipulations at BESSY I
Proceedings of EPAC 1998, Stockholm, Schweden THP14G
- [41] D. Schirmer, U. Berges, J. Friedl, A. Gasper, M. Grewe, P. Hartmann, R.G. Heine, H. Huck, G. Schmidt, C. Sternemann, M. Tolan, T. Weis, C. Westphal, K. Wille
Status of the Synchrotron Light Source DELTA
Proceedings of EPAC 2004, Luzern, Schweiz THPKF017
- [42] Günter Söder, Klaus Eichin
Modulationsverfahren
Lerntutorial LNTwww, Buch Modulationsverfahren
<http://www.lntwww.de/downloads/Modulationsverfahren/Theorie/>
Lehrstuhl für Nachrichtentechnik, Technische Universität München, 2010
- [43] Thomas Hilger
Aufbau eines Meßstandes zur Untersuchung von elektrischen Feldern in Cavities
Diplomarbeit; Universität Dortmund, März 1992
- [44] Ralf Burek
Untersuchung der longitudinalen Strahldynamik für den FEL-Betrieb am Speicherring DELTA
Diplomarbeit; Technische Universität Dortmund, Januar 2008
- [45] John Kettler
Analyse und Steuerung der Füllstruktur in Delta
Diplomarbeit; Universität Dortmund, Juni 2005
- [46] Alan Aqrawi
Wakefelder, Impedanzen und Strahlinstabilitäten am Elektronenbeschleuniger ELSA
Diplomarbeit; Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Februar 2007
- [47] Georg C. Baldwin
Rensselaer Polytechnic Institute; Troy, New York
Origin of synchrotron radiation
Leserbrief in: Physics Today Januar 1975, Seite 9–10
- [48] Donald W. Kerst
University of Wisconsin; Madison
Antwort auf den Leserbrief *Origin of synchrotron radiation* [47]
in: Physics Today Januar 1975, Seite 10
- [49] J. M. Byrd, W.-H. Cheng, F. Zimmermann
Nonlinear effects of phase modulation in an electron storage ring
Phys. Rev. E, 57(4): Seite 4706–4712, April 1998
- [50] F. R. Elder, R. V. Langmuir, H. C. Pollock
Radiation from Electrons Accelerated in a Synchrotron
Phys. Rev., 74(1): Seite 52–56, Juli 1948

- [51] American Physical Society (Herausgeber)
Minutes of the Meeting of September 19-21, 1946 at New York
Phys. Rev., 70(9-10): Seite 784–800, November 1946
- [52] American Physical Society (Herausgeber)
Addendum to the Minutes of the Meeting of July 12-13, 1946, at Berkeley
Phys. Rev., 70(9-10): Seite 784, November 1946
- [53] Morton Hamermesh, Julian Schwinger
Neutron Scattering in Ortho- and Parahydrogen
Phys. Rev., 71(10): Seite 678–680, Mai 1947
- [54] F. Müller, B. Lengeler, Th. Schäpers, J. Appenzeller, A. Förster, Th. Klocke, H. Lüth
Electron-electron interaction in ballistic electron beams
Phys. Rev. B, 51(8): Seite 5099–5105, Februar 1995
- [55] Weh-Hao Cheng, Robert L. Gluckstern, Hiromi Okamoto
Synchrotron-coupling effects in alternating-phase-focusing linacs
Phys. Rev. E, 48(6): Seite 4689–4698, Dezember 1993
- [56] H. Huang, M. Ball, B. Brabson, J. Budnick, D. D. Caussyn, A. W. Chao, Collins, J. V. Derenchuk, S. Dutt, G. East, M. Ellison, D. Friesel, B. Hamilton, W. P. Jones, S. Y. Lee, D. Li, M. G. Minty, S. Nagaitsev, K. Y. Ng, X. Pei, A. Riabko, T. Sloan, M. Syphers, L. Teng, Y. Wang, Y. T. Yan, P. L. Zhang,
Experimental determination of the Hamiltonian for synchrotron motion with rf phase modulation
Phys. Rev. E, 48(6): Seite 4678–4688, Dezember 1993
- [57] F. Orsini, A. Mosnier
Effectiveness of rf phase modulation for increasing bunch length in electron storage rings
Phys. Rev. E, 61(4): Seite 4431–4440, April 2000
- [58] R. G. Sachs, Julian Schwinger
The Magnetic Moments of H^3 and He^3
Phys. Rev., 70(1-2): Seite 41–43, Juli 1946
- [59] Yujiro Ogawa, Tetsuo Shidara, Akira Asami
Direct observation of the multibunch instability caused by a transverse wake field
Phys. Rev. D, 43(1): Seite 258–260, Januar 1991
- [60] Julian Schwinger
On the Classical Radiation of Accelerated Electrons
Phys. Rev., 75(12): Seite 1912–1925, Juni 1949
- [61] S. A. Bogacz, K-Y Ng
Nonlinear saturation of the longitudinal modes of the coasting beam in a storage-ring
Phys. Rev. D, 36(5): Seite 1538–1542, September 1987
- [62] N. P. Abreu, R. H. A. Farias, P. F. Tavares
Longitudinal dynamics with rf phase modulation in the Brazilian electron storage

- ring*
Phys. Rev. ST Accel. Beams, 9(12): Seite 124401 ff, Dezember 2006
- [63] A. Burov
Two-beam instability in electron cooling
Phys. Rev. ST Accel. Beams, 9(12): Seite 120101 ff, Dezember 2006
- [64] David Alesini, Roberto Boni, Alessandro Gallo, Fabio Marcellini, Mikhail Zobov, Mauro Migliorati, Luigi Palumbo
Third harmonic cavity design and RF measurements for the Frascati DAΦNE collider
Phys. Rev. ST Accel. Beams, 7(9): Seite 092001 ff, September 2004
- [65] J. M. Byrd, S. De Santis, J. Jacob, V. Serriere
Transient beam loading effects in harmonic rf systems for light sources
Phys. Rev. ST Accel. Beams, 5(9): Seite 092001 ff, September 2002
- [66] David Alesini, Alessandro Gallo, Susanna Guiducci, Fabio Marcellini, Mikhail Zobov, Mauro Migliorati, Luigi Palumbo
Longitudinal beam dynamics in the Frascati DAΦNE $e+e-$ collider with a passive third harmonic cavity in the lengthening regime
Phys. Rev. ST Accel. Beams, 6(7): Seite 074401 ff, Juli 2003
- [67] R. A. Bosch, K. J. Kleman, J. J. Bisognano
Robinson instabilities with a higher-harmonic cavity
Phys. Rev. ST Accel. Beams, 4(7): Seite 074401 ff, Juli 2001
- [68] M. Borland
Simulation and analysis of using deflecting cavities to produce short x-ray pulses with the Advanced Photon Source
Phys. Rev. ST Accel. Beams, 8(7): Seite 074001 ff, Juli 2005
- [69] Shogo Sakanaka, Masaaki Izawa, Toshiyuki Mitsuhashi, Takeshi Takahashi
Improvement in the beam lifetime by means of an rf phase modulation at the KEK Photon Factory storage ring
Phys. Rev. ST Accel. Beams, 3(5): Seite 050701 ff, Mai 2000
- [70] Tae-Yeon Lee
Simple formulas for the beam lifetime analysis in an electron storage ring
Phys. Rev. E, 69(4): Seite 046501 ff, April 2004
- [71] Giuseppe Penco, Michele Svandrlik
Experimental studies on transient beam loading effects in the presence of a superconducting third harmonic cavity
Phys. Rev. ST Accel. Beams, 9(4): Seite 044401 ff, April 2006
- [72] R. Bartolini, G. Dattoli, L. Giannessi, L. Mezi, A. Renieri, M. Migliorati, C. Bruni, M. E. Couprie, D. Garzella, G. Orlandi
Saturation and electron-beam lifetime in a storage ring free-electron laser
Phys. Rev. E, 69(3): Seite 036501 ff, März 2004
- [73] J. Jacob, O. Naumann, W. Beinhauer
Effects of a Harmonic Cavity at the ESRF

Proceedings of the 1999 Particle Accelerator Conference, New York, 1999
<http://cern.ch/AccelConf/p99/PAPERS/TUP73.PDF>

Verwendete Software

- [74] **DELTA Kontrollsystem**
Zentrum für Synchrotronstrahlung
Technische Universität Dortmund
Maria-Goeppert-Mayer-Straße 2
44227 Dortmund
www.delta.tu-dortmund.de/index.php?id=126&L=0
Basis: EPICS[75]
- [75] **EPICS**
Experimental Physics and Industrial Control System
EPICS-Homepage: <http://aps.anl.gov/epics/>
- [76] **Linux**
www.debian.org
- [77] **R**
R: A Language and Environment for Statistical Computing
The R Foundation for Statistical Computing
c/o Institut für Statistik und Mathematik
Wirtschaftsuniversität Wien
Augasse 2-6
1090 Wien, Österreich
www.r-project.org
- [78] **Gerätespezifische Programme**
Geräteliste mit Herstellern siehe Quelle 79 und folgende

Verwendete Geräte

- [79] **Elektronenspeicherringanlage DELTA**
Universität Dortmund
www.delta.tu-dortmund.de
- [80] **Phasenmodulator**
Entwickelt im Rahmen der vorliegenden Arbeit.
Aufbau: Benjamin Krumm, Elektronikentwicklung der Fakultät Physik, Technische Universität Dortmund
- [81] **Abgegliche Signalverteiler**
Entwickelt im Rahmen der vorliegenden Arbeit.
Aufbau: Benjamin Krumm, Elektronikentwicklung der Fakultät Physik, Technische Universität Dortmund
- [82] **Schwellwerttrigger**
Entwickelt im Rahmen der vorliegenden Arbeit.
Aufbau: Norbert Koch, Elektronikentwicklung der Fakultät Physik, Technische Universität Dortmund
- [83] **Agilent 33210A 10-MHz-Funktions-/Arbiträrsignalgenerator**
Agilent Technologies, Inc.
www.agilent.com
Dieses Gerät ist über einen 10 MHz-Referenzeingang mit dem Rubidium-Frequenznormal FS725 [100] synchronisiert.
- [84] **Delta-Injektionskicker**
Puls-Plasmatechnik GmbH
Feldstr. 56
44141 Dortmund
Technische Daten der Delta-Injektionskicker (Herstellerangaben):
maximale Spannung: 22kV
Meßwert: am BNC-Ausgang: PPT-Sonde: $\frac{1V}{220A}$
Umrechnungsfaktor bezogen auf die einstellbare Spannung am Ladegerät:
175 A bei 1kV
Die Signale der Sonden können an den Ausgängen der jeweiligen Kondensatorladegeräte (BNC-Stecker Vorderseite; mit 50Ω abschließen!) abgenommen werden.
- [85] **SIGNAL GENERATOR 9 kHz ... 1,1 GHz SML01**
ROHDE & SCHWARZ GmbH & Co. KG
Mühlendorfstraße 15
81671 München

www.rohde-schwarz.de

Dieses Gerät ist über einen 10 MHz-Referenzeingang mit dem Rubidium-Frequenznormal FS725 [100] synchronisiert.

[86] **SPEKTRUMANALYSATOR 9 kHz ... 3 GHz FSP 3**

ROHDE & SCHWARZ GmbH & Co. KG

Mühlendorfstraße 15

81671 München

www.rohde-schwarz.de

Dieses Gerät ist über einen 10 MHz-Referenzeingang mit dem Rubidium-Frequenznormal FS725 [100] synchronisiert.

[87] **Multiplexed Beam Position Monitor**

Julien BERGOZ

01170 Crozet, Frankreich

Bergoz Instrumentation

Espace Allondon Ouest

156, rue du Mont Rond

01630 Saint Genis Pouilly, Frankreich

www.bergoz.com

[88] **Parametric Current Transformer**

Julien BERGOZ

01170 Crozet, Frankreich

Bergoz Instrumentation

Espace Allondon Ouest

156, rue du Mont Rond

01630 Saint Genis Pouilly, Frankreich

www.bergoz.com

[89] **Integrated Current Transformer**

Julien BERGOZ

01170 Crozet, Frankreich

Bergoz Instrumentation

Espace Allondon Ouest

156, rue du Mont Rond

01630 Saint Genis Pouilly, Frankreich

www.bergoz.com

[90] **Coaxial Power Splitter/Combiner ZFSC-2-11**

Mini-Circuits

www.minicircuits.com

[91] **Coaxial Power Splitter/Combiner ZFSC-2-2500+**

Mini-Circuits

www.minicircuits.com

[92] **Narrow Band Phase Shifter JSPHS-661+**

Mini-Circuits

www.minicircuits.com

- [93] **TB-122B**
 Entwicklungsaufbau für und mit JSPHS-661+ [92]
 Mini-Circuits
www.minicircuits.com
- [94] **THS 3202**
 2 GHz-Operationsverstärker (Strom-Feedback-Verstärker)
 Texas Instruments
www.ti.com
- [95] **THS 3202 EVM**
 Entwicklungsaufbau für und mit THS 3202 [94] (Breitbandverstärkermodul)
 Texas Instruments
www.ti.com
- [96] **180°-Hybride Typ „HC-B000-MS“**
 UMCC Universal Microwave Components Corporation
 Betriebsfrequenz: 0,5 - 1 GHz
 Maximaler Phasenfehler: $\pm 7^\circ$
- [97] **Photodiode SFH 203**
 SIEMENS
- [98] **Streakkamera OPTOSCOPE**
 Optronis GmbH (bis 1996 Photonetics GmbH)
 Honsellstr.8
 77694 Kehl
www.optronis.com
- [99] **Libera Electron Beam Position Processor**
 Instrumentation Technologies
 Velika pot 22
 SI-5250 Solkan, Slowenien
www.i-tech.si
- [100] **FS725 Rubidium Frequency Standard**
 SRS Stanford Research Systems
 1290-D Remwood Avenue
 Sunnyvale, California 94089, USA
www.thinksrs.com
 Kalibration FS725: Deutscher Kalibrierdienst
 15410-DKD-K-00201-2009-11
 => Frequenzgenauigkeit $-0,6 \cdot 10^{-11} \pm 1 \cdot 10^{-11}$ (vorher $45 \cdot 10^{-11} \pm 1 \cdot 10^{-11}$)
- [101] **FS710 Distribution Amplifier (7fach, schmalbandig 10 MHz)**
 SRS Stanford Research Systems
 1290-D Remwood Avenue
 Sunnyvale, California 94089, USA
www.thinksrs.com

[102] **Wavemaster 8620A 6 GHz Oszilloscope Quad 20 GS/s**

LeCroy Corporation

700 Chestnut Ridge Road

Chestnut Ridge, New York 10977, USA

www.lecroy.com

Zeitgenauigkeit: $\pm 1 \cdot 10^{-6}$, Alterung (bis 50 °C) $< 1 \cdot \frac{10^{-6}}{a}$

[103] **54600A Oszilloscope 100 MHz 2 Channel**

Hewlett Packard, seit 18.11.1999 Agilent Technologies

www.agilent.com

[104] **ESA-L1500A SPECTRUM ANALYZER 9 kHz – 1.5 GHz**

Hewlett Packard, seit 18.11.1999 Agilent Technologies

www.agilent.com

[105] **8591E SPECTRUM ANALYZER 9 kHz – 1.8 GHz**

Hewlett Packard, seit 18.11.1999 Agilent Technologies

www.agilent.com

[106] **8719C Network Analyzer 50 MHz-13.5 GHz**

Hewlett Packard, seit 18.11.1999 Agilent Technologies

www.agilent.com

Frequenzauflösung 100 kHz, Frequenzgenauigkeit $10 \cdot 10^{-6}$, Frequenzstabilität $\pm 3 \cdot \frac{10^{-6}}{a}$

Index

- Abstimmstempel, 15
- Ausschwingverhalten, 34
- Austastlücke, 17, 84

- Bunchaufteilung, 73–76, 84

- CBM, 25
- CBM 54, 11, 12, 16, 26

- Delta-Hochfrequenz, 24

- Kammerwandimpedanz, 33
- komplexer Mischer, 38

- Lebensdauer, 7, 89, 91
- Lebensdauerverbesserung, 89, 91
- longitudinaler Phasenraum, 24

- Mischer, 38

- Phasenmodulation, 81
- Phasenmodulationsverfahren, 42
- Phasenmodulator, 52, 54
- Phasenschiebermodul, 55
- Phasenverlauf, 46
- Photonenrate, 7

- Quantum-Lebensdauer, 29

- Restgas-Streuung, 28

- Scraper, 9, 61
- Scrapermessung, 79, 86
- Separatrix, 24
- Simulation, 46
- Sollteilchenposition, 24
- Strekkamera, 68
- Strekkamerabild, 46
- Strekkamerabilder, 72

- Syli-Banane, 82
- Synchrotronfrequenz, 87, 88
- Synchrotronfrequenzspektrum, 87

- Touschek-Lebensdauer, 28

Danksagung

Mein Dank gilt allen, die mich bei der Durchführung dieser Dissertation direkt oder indirekt unterstützt haben.

Herrn Prof. Dr. Thomas Weis danke ich für die Ermöglichung dieser Arbeit und die intensive Betreuung bei der Durchführung der Forschungsarbeiten.

Vor allem danke ich auch Herrn Dr. Peter Hartmann, der den Einsatz der Strahl Lagebestimmungselektronik koordiniert und mich mehrfach beraten und auf zwei Dienstreisen mitgenommen hat. Besonderer Dank gilt Herrn Wolfgang Brembt für das mir entgegengebrachte Vertrauen und die Unterstützung mit seiner Erfahrung. Bei Herrn Dr. Holger Huck bedanke ich mich hiermit für die Unterstützung bei den Streackkamermessungen, bei Herrn Dr. Gerald Schmidt für zahlreiche Korrekturvorschläge.

Ich danke außerdem allen weiteren DELTA-Mitarbeitern, die mich durch ihren Beitrag zum friedlichen Betriebsklima, ihre Hilfsbereitschaft, Geduld und/oder fachlichen Anregungen unterstützt haben, insbesondere Prof. Dr. Klaus Wille, Prof. Dr. Shaukat Khan, Dr. Detlev Schirmer, Dr. Ulf Berges, Jochem Friedl, Bernhard Hippert, Alexej Herdt, Bernard Riemann, Patryk Towalski und Gerrit Schünemann. Außerdem danke ich den Mitarbeitern der Elektronikentwicklung der Fakultät Physik für die Unterstützung bei der Erstellung von Einzelkomponenten, insbesondere bei Benjamin Krumm, der den im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Phasenmodulator aufgebaut hat.

Abschließend möchte ich meinen Eltern danken, deren Unterstützung wesentlich zur Schaffung der Voraussetzungen für mein Studium und diese Arbeit beigetragen hat, und selbstverständlich Gott, dem stets mein uneingeschränkter Dank gilt.