

Kontinuierliche zeitaufgelöste Messung der Elektronenenergieverteilung in KARA

(Continuous time-resolved measurement of
the electron energy distribution in KARA)

Masterarbeit
von

Christian Goffing

am Laboratorium für Applikationen
der Synchrotronstrahlung (LAS)

| | |
|--------------------------|-------------------------------|
| Referent: | Prof. Dr. Anke-Susanne Müller |
| Korreferent: | Prof. Dr. Günter Quast |
| Betreuender Mitarbeiter: | Dr. Johannes Steinmann |

Karlsruhe, 31.10.2023



Dieses Werk ist lizenziert unter einer Creative Commons Namensnennung 4.0 International Lizenz (CC BY 4.0): <https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/deed.de>

Inhaltsverzeichnis

| | |
|---|-----------|
| 1. Einleitung | 1 |
| 2. Physikalische Grundlagen der Beschleunigerphysik | 5 |
| 2.1. Grundlagen der Beschleunigerphysik | 5 |
| 2.2. Transversale Strahldynamik | 6 |
| 2.3. Momentum Compaction Faktor und Bunchlänge | 11 |
| 2.4. Synchrotronstrahlung | 16 |
| 2.5. Microbunching Instabilität | 19 |
| 3. Der KARlsruhe Research Accelerator (KARA) | 21 |
| 3.1. Der Karlsruher Forschungsbeschleuniger KARA | 21 |
| 3.2. Betriebsmodi des Beschleunigers | 22 |
| 3.2.1. Injektion | 22 |
| 3.2.2. Energierampe | 23 |
| 3.2.3. Nutzerbetrieb | 23 |
| 3.2.4. Kurzbunchbetrieb bei positivem Momentum Compaction Faktor | 24 |
| 3.2.5. Kurzbunchbetrieb bei negativem Momentum Compaction Faktor | 26 |
| 4. Aufbau zur Messung der emittierten Synchrotronstrahlung an KARA | 29 |
| 4.1. Versuchsaufbau zur horizontalen Bunchprofilmessung am Visible Light Diagnostic Port | 29 |
| 4.1.1. Optischer Aufbau | 29 |
| 4.1.2. KALYPSO | 31 |
| 4.2. Versuchsaufbau zur Intensitätsmessung im optischen und THz Bereich an der Infrarot2-Beamline | 31 |
| 4.2.1. Optischer Aufbau mit optischer Fotodiode und THz-Detektor | 32 |
| 4.2.2. KAPTURE | 33 |
| 5. Horizontale Strahldynamik bei der Injektion | 35 |
| 5.1. Erwarteter Energieverlust der Elektronen durch Abstrahlung von Synchrotronstrahlung | 35 |
| 5.2. Durchführung der Messung | 37 |
| 5.3. Messung der Position und Größe des Elektronenbunches | 37 |
| 6. Horizontale Strahldynamik bei der Energierampe | 45 |
| 6.1. Durchführung der Messung | 45 |
| 6.2. Messung der Position und der Größe des Elektronenbunches | 46 |
| 7. Microbunching Instabilität bei positivem und negativem Momentum Compaction Faktor | 53 |
| 7.1. Durchführung der Messung | 53 |
| 7.2. Energy Spread Messung | 56 |
| 7.3. Intensitätsmessung der THz Strahlung | 58 |

| | |
|---|-----------|
| 7.4. Synchrone Messung mit KALYPSO und KAPTURE bei positivem und negativem Momentum Compaction Faktor | 61 |
| 7.5. Unterschiede bei der Microbunching Instabilität bei positivem und negativem Momentum Compaction Faktor | 67 |
| 8. Zusammenfassung und Ausblick | 69 |
| Anhang | 73 |
| A. Berechnung der Magnetfeldstärken der Quadrupol und Sextupolmagnete auf Basis der gemessenen Ströme | 73 |
| B. Mit Betafunktion normierte Bunchgrößenmessung während der Energierampe | 75 |
| C. Ramping Table für Energierampe | 81 |
| Akronyme | 83 |
| Literaturverzeichnis | 85 |

Abbildungsverzeichnis

| | | |
|------|---|----|
| 2.1. | Skizze des verwendeten, mitbewegtem Koordinatensystem | 7 |
| 2.2. | Tunediagramm für fraktionellen Tune mit Resonanzen bis zur vierten Ordnung | 10 |
| 2.3. | Phasenfokussierung für positiven Momentum Compaction Faktor | 13 |
| 2.4. | Phasenfokussierung für negativen Momentum Compaction Faktor | 14 |
| 2.5. | Emittiertes Synchrotronstrahlungsspektrum für ein Elektron im Ablenkma- gneten | 17 |
| 3.1. | Simulierte optische Funktionen für die Magneto-optik während der Injektion | 23 |
| 3.2. | Simulierte optische Funktionen für die Magneto-optik während Nutzerbetrieb | 24 |
| 3.3. | Simulierte optische Funktionen für die Magneto-optik während Kurzbunchbe- trieb bei positivem Momentum Compaction Faktor | 25 |
| 3.4. | Simulierte optische Funktionen für die Magneto-optik während Kurzbunchbe- trieb bei negativem Momentum Compaction Faktor | 26 |
| 3.5. | Vergleich der Dispersionskurven von positivem und negativem Momentum Compaction Faktor für zwei Sektoren | 27 |
| 4.1. | Skizze des optischen Aufbaus am Visible Light Diagnostics Port | 30 |
| 4.2. | Skizze und Bild des optischen Aufbaus an der Infrarot 2 Beamline | 32 |
| 5.1. | Simulierte Position des Elektronenpakets für die ersten Umläufe nach der Injektion | 36 |
| 5.2. | Gemittelte Rohdaten für Untergrund und Signal | 38 |
| 5.3. | Signal über Untergrund nach Untergrundsubtraktion. | 39 |
| 5.4. | Signal mit gefitteter Normalverteilung über Untergrund nach Untergrund- subtraktion | 40 |
| 5.5. | Signal nach Untergrundsubtraktion im zeitlichen Verlauf | 41 |
| 5.6. | Bunch Position im zeitlichen Verlauf. | 42 |
| 5.7. | Bunchgröße im zeitlichen Verlauf. | 43 |
| 6.1. | Positions- und Größenmessung des Bunches mit KALYPSO | 47 |
| 6.2. | Strahlgrößen- und Strahllagemessung mit dem Synchrotron Light Monitor | 48 |
| 6.3. | Tunediagramm auf der Energierampe. | 49 |
| 6.4. | Energieabhängigkeit der Tunes bei der Energierampe | 50 |
| 7.1. | Einzelmessung mit KALYPSO in Farbkodierung und als Plot | 54 |
| 7.2. | Heatmap und Plot der horizontalen Bunchposition einer KALYPSO Messung über 1000 Umläufe | 55 |
| 7.3. | Heatmap und Plot der horizontalen Bunchposition einer KALYPSO Messung über 10 000 Umläufe | 56 |
| 7.4. | Messung der horizontalen Bunchgröße bei negativem Momentum Compaction Faktor | 59 |
| 7.5. | Stromabhängigkeit der THz Emission bei positivem und negativem Momen- tum Compaction Faktor | 60 |

| | |
|--|----|
| 7.6. Spektrogramm für positiven und negativen Momentum Compaction Faktor | 62 |
| 7.7. Überprüfung der Synchronisation von KALYPSO und KAPTURE | 63 |
| 7.8. Parallele Messung von KALYPSO und KAPTURE | 65 |
| 7.9. Parallele Messung bei positivem Momentum Compaction Faktor | 66 |
| 7.10. Spektrogramm für Energy Spread und THz Daten bei positivem Momentum Compaction Faktor | 67 |
| B.1. Positions- und normierte Größenmessung des Bunches mit KALYPSO | 76 |
| B.2. Normierte Strahlgrößen- und Strahllagemessung mit dem Synchrotron Light Monitor | 77 |
| B.3. Simuliertes Tunediagramm auf der Energierampe. | 78 |
| B.4. Diagramm mit der Differenz zwischen gemessenen und simulierten Tune . . | 79 |
| B.5. Energieabhängigkeit der Differenz zwischen simulierten und gemessenen Tunes bei der Energierampe | 80 |

Tabellenverzeichnis

| | |
|--|----|
| 3.1. Relevante Parameter von KARA | 22 |
| 7.1. Werte der horizontalen optischen Funktionen am Quellpunkt des VLD Ports. 57 | |
| A.1. Parameter für die Berechnung der Magnetstärken | 73 |
| A.2. Parameter für die Berechnung der Magnetstärken | 74 |
| A.3. Parameter für die Berechnung der Elektronenenergie. | 74 |
| C.4. Verwendetes Ramping Table für die Energierampe | 81 |

1. Einleitung

Für Teilchenbeschleuniger gibt es ein breites Anwendungsspektrum im Bereich der Industrie, Medizin und Forschung mit stark differierenden Anforderungen [Kri22]. Folglich gibt es zahlreiche Beschleunigertypen, die den jeweiligen Anforderungen gerecht werden [Wil96, Wie15]. Grundsätzlich ist eine elektrische Ladung für die Beschleunigung und Strahlführung mittels elektromagnetischer Feldern notwendig [Wil96]. Beispiele für geladene Teilchen, die in Beschleunigern verwendet werden, sind Protonen, Elektronen, Positronen und Ionen [Wie15]. Darüber hinaus können Beschleuniger auch hochenergetische, neutrale Teilchenströme erzeugen. Dazu zählen Photonen der Synchrotron- und Bremsstrahlung oder Neutronenströme, die in Spallationsquellen erzeugt werden [Rub16, Dan11, Abe23]. Zusätzlich können auch die beschleunigten Teilchenstrahlen verwendet oder zur Kollision gebracht werden. Letzteres dient vornehmlich der Erzeugung von Schwerionen und Experimenten der Elementarteilchenphysik [Dul10, Van23]. Dabei werden im Rahmen der Kollision kurzlebige Teilchen oder Schwerionen erzeugt. Andere Anwendungen der Teilchenstrahlen liegen im Bereich der Materialbearbeitung und der Bestrahlung im Bereich der Medizin [Kri22].

Unabhängig vom jeweiligen Verwendungszweck ist für alle Beschleunigertypen die Strahlqualität und die Kontrolle dieser relevant. Dabei spielt die Strahldynamik eine wesentliche Rolle [Wil96]. Die geladenen Teilchen bewegen sich zwar in der Regel im Vakuum, jedoch nicht isoliert. Dadurch ist eine Beeinflussung der Umgebung, als auch durch die Umgebung möglich [Hof17]. Dazu zählt neben der Wechselwirkung mit der Vakuumkammer und den in Strahlnähe befindlichen Bauteilen des Beschleunigers und den für die Strahlführung und Beschleunigung verwendeten elektromagnetischen Feldern auch die Wechselwirkung zwischen den Teilchen. Gerade bei der Beschleunigung mit hochfrequenten elektromagnetischen Feldern werden die Teilchen in Paketen, sogenannten Bunchen, beschleunigt. Dabei umfasst jeder Bunch mehrere hundert Milliarden Teilchen, die untereinander wechselwirken [Her17]. Zusätzlich können auch nachfolgende Bunche beeinflusst werden. Die Beeinflussung benachbarter Teilchen kann direkt durch elektrostatische Abstoßung der gleich geladenen Teilchen erfolgen. Alternativ können elektromagnetische Felder in der Vakuumkammer angeregt werden, die auf folgende Elektronen im gleichen oder in folgenden Bunchen wirken [Doh17]. Auch elektromagnetische Strahlung kann bei der Wechselwirkung zwischen verschiedenen Teilchen involviert sein [Bro20]. Ein Beispiel hierfür ist die Microbunching Instabilität, bei der sich durch Selbstwechselwirkung von einem Bunch mit der von ihm emittierten kohärenten Synchrotronstrahlung die Strahlparameter verändern [Bro21]. Für diese Instabilität gibt es eine Schwelle für die Ladungsdichte im Bunch oberhalb derer die Instabilität auftritt [Bro17]. Relevant ist diese Instabilität insbesondere für Anwendungen, bei denen mit hohen Ladungsdichten gearbeitet wird, wie zum Beispiel beim Betrieb mit kurzen Bunchen [Bro16].

Diese Instabilität begrenzt dadurch den Strahlstrom, bei dem ein stabiler Betrieb möglich ist. Die Strahlstabilität ist insbesondere für Synchrotronstrahlungsquellen wichtig, sowohl für existierende beim Betrieb mit kurzen Bunchen als auch zukünftige Strahlungsquellen

[Hil13]. Für neue Synchrotronstrahlungsquellen ist ein geringer Strahldurchmesser wichtig, zusätzlich ist durch die gewählten Einstellungen der Magnetoptik auch die Bunchlänge gering. In Kombination führen diese beiden Parameter zu einer hohen Ladungsdichte im Bunch. Gleichzeitig sollen, ohne Auftreten der Microbunching Instabilität, möglichst hohe Strahlströme und damit verbundene hohe Intensität der Synchrotronstrahlung erreicht werden. An Beschleunigern werden Feedback-Systeme eingesetzt, um verschiedene Resonanzen und Instabilitäten zu unterdrücken, jedoch ist das noch nicht für die Microbunching Instabilität möglich [Bol19].

Für die Experimente im Rahmen dieser Masterarbeit wird der Karlsruhe Research Accelerator (KARA) verwendet. Dabei handelt es sich um den am Karlsruher Institut für Technologie (KIT) befindlichen Elektronenspeicherring, der für die Erzeugung von Synchrotronstrahlung optimiert ist und als Beschleunigertestanlage verwendet wird. Dadurch sind Experimente im Bereich der Beschleunigerphysik zum besseren Verständnis der Strahldynamik, als auch der Entwicklung von Bauteilen und Technologien für zukünftige Beschleuniger möglich. Neben dem Betrieb bei positivem Momentum Compaction Faktor, der üblicherweise bei Elektronenspeicherringen verwendet wird, wurde zusätzlich die Möglichkeit des Betriebs bei negativem Momentum Compaction Faktor durch Veränderungen der Magnetoptik realisiert [Sch19]. Eine andere Instabilität, die sogenannte Head-Tail Instabilität, hängt von der Chromatizität ab. Bei positivem Momentum Compaction Faktor kann durch eine positive Chromatizität die Head-Tail Dämpfung erreicht werden, bei negativen Werten tritt die Instabilität auf [Cha17]. Ohne korrigierende Sextupolmagnete ist die Chromatizität negativ und nimmt betragsmäßig mit dem Umfang des Speicherrings zu [Wie15]. Dies erfordert bei großen Speicherringen starke Sextupolmagnete, die die Apertur einschränken. Eine mögliche Lösung stellt an dieser Stelle der Betrieb bei negativem Momentum Compaction Faktor dar, da hier ein stabiler Betrieb bei negativer Chromatizität möglich ist. Dadurch sind geringere Stärken der Sextupolfelder ausreichend [Sch22]. Vor der Verwendung des negativen Momentum Compaction Faktors für zukünftige Synchrotronstrahlungsquellen ist ein besseres Verständnis der übrigen auftretenden Instabilitäten und Resonanzen notwendig und die Untersuchung von möglichen Unterschieden im Vergleich zum bekannten Betrieb bei positivem Momentum Compaction Faktor. Aus vorangegangenen Messungen und Simulationen ist bekannt, dass sich die Microbunching Instabilität bei positivem und negativem Momentum Compaction Faktor unterscheidet [Sch22].

Dies führt zu den Zielen dieser Arbeit, bei der ein wesentlicher Bestandteil der Vergleich der Microbunching Instabilität bei positivem und negativem Momentum Compaction Faktor ist. Hierzu wird die Intensität der emittierten Synchrotronstrahlung gemessen, dafür wird das Karlsruhe Pulse Taking Ultra-fast Readout Electronics (KAPTURE) System genutzt [Cas14]. Zusätzlich kommt ein am KIT entwickelte Prototyp der Zeilenkamera namens Karlsruhe Linear array detector for MHz repetition rate Spectroscopy (KALYPSO) auf Basis eines Trench-Isolated Low Gain Avalanche Diode (TI-LGAD) Sensors zum Einsatz [Pat19, Pat20]. Dieser Prototyp besitzt eine gesteigerte Sensitivität gegenüber vorherigen Versionen, die ebenfalls zur Untersuchung der horizontalen Strahldynamik und der Microbunching Instabilität genutzt wurden [Bro19, Keh19b, Keh19a]. Durch die Steigerung der Sensitivität kann bei geringeren Strahlströmen gemessen werden. Dadurch wird die Untersuchung dieser Instabilität im Bereich der Schwelle, oberhalb derer diese auftritt, möglich. Ziel ist die synchrone Messung mit beiden Detektorsystemen bei positivem und negativem Momentum Compaction Faktor. Bei höheren Bunchladungen wurde dies bereits durchgeführt [Keh17, Bro19]. Mit dem bisherigen System konnte allerdings nicht bei negativem Momentum Compaction Faktor gemessen werden, da bei diesem Betriebsmodus im Vergleich zu positivem Momentum Compaction Faktor nur deutlich geringere Strahlströme erreichbar sind. In der Folge ist die Lichtintensität deutlich reduziert und mit dem bisherigen System nicht detektierbar. Dies soll mit dem neuen Sensor getestet werden. Durch

die Nutzung der in einer dispersiven Region des Speicherrings emittierten Synchrotronstrahlung sind über die Messung des Bunchprofils Aussagen zu Veränderungen des Energy Spreads möglich [Keh19b]. Dieser wird durch die Microbunching Instabilität beeinflusst, das sich in Form von messbaren Fluktuationen zeigt. Die gewonnenen Ergebnisse sollen zum besseren Verständnis der Microbunching Instabilität beitragen und perspektivisch für die Entwicklung von Feedback-Systemen zur Unterdrückung dieser Instabilität dienen [Bol19].

Zusätzlich soll der Prototyp auch in anderen Betriebsmodi während Singlebunchbetrieb getestet werden. Dazu wird zum einen während der Erhöhung der Elektronenenergie das horizontale Strahlprofil gemessen. Zum anderen soll untersucht werden, ob es durch den neuen Sensor möglich wird die Strahldynamik eines einzelnen Bunches während der Injektion in den Speicherring zu untersuchen. Üblicherweise wird über mehrere einzelne Injektionen die Bunchladung akkumuliert, bis die für das Experiment benötigte Ladung im Elektronenpaket erreicht ist. Dadurch werden hohe Bunchströme erreicht, die gut mit KALYPSO gemessen werden können. Anders verhält es sich bei der Untersuchung der Dynamik unmittelbar nach der Injektion. Hierfür wird ein einzelnes Elektronenpaket in den Speicherring injiziert und geht aufgrund der fehlenden Beschleunigung und des fortwährenden Energieverlusts durch die Emission von Synchrotronstrahlung vor der folgenden Injektion verloren. Hierbei soll getestet werden, ob mit KALYPSO die Dynamik während des Injektionsprozesses untersucht werden kann. Voraussetzung dafür ist, dass die Ladung eines einzelnen, injizierten Elektronenpakets ausreichend Synchrotronstrahlung emittiert, sodass sich das Signal vom Detektorrauschen der Zeilenkamera abhebt und somit messbar ist.

2. Physikalische Grundlagen der Beschleunigerphysik

Dieses Kapitel widmet sich den allgemeinen Grundlagen der Beschleunigerphysik, sowie den relevanten Aspekten der transversalen und longitudinalen Strahldynamik. Zusätzlich werden die Erzeugung der Synchrotronstrahlung und die durch Selbstwechselwirkung mit der emittierten, kohärenten Synchrotronstrahlung verursachte Instabilität, die sogenannte Microbunching Instabilität, betrachtet.

2.1. Grundlagen der Beschleunigerphysik

In diesem Abschnitt werden die Grundlagen der Beschleunigung von geladenen Teilchen diskutiert. Durch die Ladung können elektromagnetische Felder für die Beschleunigung und Strahlführung verwendet werden. Die Kraft, die ein geladenes Teilchen im elektromagnetischen Feld erfährt, heißt Lorentzkraft F_L , für die folgender Zusammenhang gilt:

$$F_L = q \left(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} \right) \quad [\text{Dem17}]. \quad (2.1)$$

Dabei bezeichnet \vec{v} die Geschwindigkeit des Teilchens der Ladung q , \vec{E} das elektrische und \vec{B} das magnetische Feld. Diese Formel gilt auch im relativistischen Bereich, bei Geschwindigkeiten oberhalb von etwa 15% der Vakuumlichtgeschwindigkeit, die bei der Beschleunigung von leichten Teilchen wie zum Beispiel Elektronen schnell erreicht werden. Anhand des Kreuzproduktes im zweiten Summanden der Lorentzkraft ist zu erkennen, dass die durch Magnetfelder ausgeübte Kraft auf ein bewegtes, geladenes Teilchen orthogonal zur Bewegungsrichtung wirkt. Damit sind Magnetfelder gut geeignet für die Strahlführung, jedoch nicht für die Erhöhung der Energie. Für die longitudinale Beschleunigung sind elektrische Felder notwendig, bei denen die Kraft parallel zum elektrischen Feld wirkt. Die Kraft ist dabei unabhängig von der Bewegungsrichtung. Daher können elektrische Felder sowohl für die Beschleunigung, als auch für die Fokussierung verwendet werden. Der Energiegewinn eines Teilchens beim Durchlaufen eines elektrischen Feldes von einem Punkt zu einem anderen Punkt ist über die folgende Formel gegeben:

$$\Delta E = q \int_{\vec{r}_1}^{\vec{r}_2} \vec{E} \, d\vec{r} = q \cdot U \quad [\text{Kri22}]. \quad (2.2)$$

Dabei werden die beiden Orte durch ihre Ortsvektoren \vec{r}_1 und \vec{r}_2 beschrieben, U bezeichnet die durchlaufene Potentialdifferenz, die einer Spannung entspricht.

Die Energie setzt sich bei relativistischen Geschwindigkeiten aus zwei Beiträgen zusammen:

$$E = \sqrt{E_0^2 + E_{\text{kin}}^2} = \sqrt{m_0^2 c^4 + p^2 c^2} \quad [\text{Eck17}]. \quad (2.3)$$

Gerade bei Elektronen mit einer Ruhemasse von 511 keV sind Energien gut realisierbar, bei denen die kinetische Energie deutlich größer als die Ruheenergie, also $E_{\text{kin}} \gg E_0$, ist. In diesem Fall ist die ultra-relativistische Näherung

$$E = \sqrt{m_0^2 c^4 + p^2 c^2} \approx pc \quad (2.4)$$

gerechtfertigt [Ede16, Fli16]. Beim verwendeten Speicherring KARA beträgt die Injektionsenergie bereits 500 MeV. Bei dieser Elektronenenergie beträgt der Lorentzfaktor

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad [\text{Dem15}] \quad (2.5)$$

bereits 978,5 und nimmt mit der weiteren Beschleunigung weiter zu. Bei diesen Geschwindigkeiten bietet sich die Näherung $v \approx c$ an, da sich die Elektronengeschwindigkeit nur noch um wenige Meter pro Sekunde von der Vakuumlichtgeschwindigkeit unterscheidet.

Um die Elektronen auf der Ringbahn des Speicherrings zu halten, werden Magnetfelder verwendet. Für den Ablenkradius gilt:

$$R = \frac{E}{ecB} \quad [\text{San69}]. \quad (2.6)$$

Hierbei ist die allgemeine Ladung q durch die Elementarladung e ersetzt.

Beim Synchrotron wird der Ablenkradius konstant gehalten, dafür wird das Magnetfeld mit der Elektronenenergie synchron erhöht. Dieser Zusammenhang von Magnetfeldstärke und Elektronenenergie ist namensgebend für das Synchrotron.

Bei den Experimenten wird meistens ein einzelnes Elektronenpaket verwendet. Über den folgenden Zusammenhang ist die Ladung des Elektronenpakets mit dem Strahlstrom verknüpft:

$$I_{\text{Bunch}} = f_{\text{rev}} \cdot Q_{\text{Bunch}}. \quad (2.7)$$

Hier bezeichnet I die Stromstärke, Q die Ladung und f_{rev} die Umlauffrequenz der Elektronen im Speicherring, für diese gilt:

$$f_{\text{rev}} = \frac{c}{L_0}. \quad (2.8)$$

Dabei bezeichnet c die Vakuumlichtgeschwindigkeit und L_0 den Umfang des Speicherrings. Während der Messung wird der Strahlstrom gemessen. Da ein einzelnes Elektronenpaket im Speicherring zirkuliert, entspricht der Strahlstrom dem Bunchstrom. Aus dem Bunchstrom kann mit der gegebenen Formel die Ladung des Bunches berechnet werden.

2.2. Transversale Strahldynamik

Zur Beschreibung der Strahldynamik wird in der Beschleunigerphysik üblicherweise ein mitbewegtes Koordinatensystem verwendet. Bei diesem, in Abbildung 2.1 dargestellten, Koordinatensystem handelt es sich um ein orthogonales, rechtshändiges Frenet-Sarret Koordinatensystem [Mar17, Glu20]. Der Ursprung bewegt sich auf der Sollbahn, der auch als Referenzorbit bezeichnet wird. Als longitudinale Achse wird in der Literatur manchmal die z -Achse verwendet, diese Wahl bietet sich insbesondere für die Beschreibung der longitudinalen Dynamik im Bunch an [Ste19a]. Alternativ wird die Sollbahn als krummlinige Achse verwendet [Di 22]. Die Abweichung der Teilchenposition in transversaler Richtung von der Sollbahn wird über die x - und y -Koordinaten ausgedrückt.

Für die Führung des Elektronenstrahls bieten sich die im vorherigen Abschnitt beschriebenen Magnetfelder an. Der Zusammenhang zwischen dem Ablenkradius und der Magnetfeldstärke

$$\frac{1}{R} = \frac{ec}{E} B \quad (2.9)$$

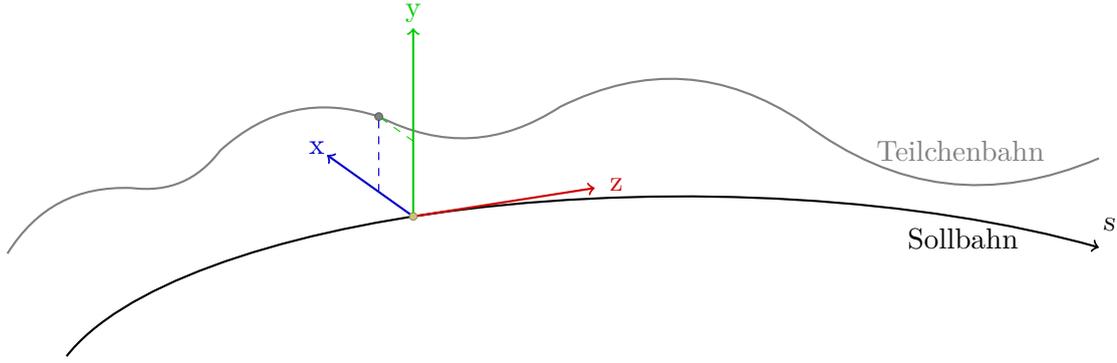


Abbildung 2.1.: Skizze des verwendeten, mitbewegtem Koordinatensystem.

Skizziert ist das in der Beschleunigerphysik üblicherweise verwendete Koordinatensystem. Es handelt sich um ein orthogonales, rechtshändiges Koordinatensystem, das sich mit dem Teilchen mitbewegt. Der Ursprung bleibt auf der Sollbahn, die Position wird mit s bezeichnet. Die Abweichung der Teilchenposition von der Sollbahn wird in der transversalen Ebene bestimmt, also über die x - und y -Koordinaten.

wird im Folgenden verwendet [Wie15]. Durch eine Taylorentwicklung wird die vertikale Magnetfeldkomponente entwickelt [Wil96]:

$$\frac{ec}{E}B = \frac{ec}{E}B_{y0} + \frac{ec}{E} \frac{dB_y}{dx} x + \frac{ec}{2E} \frac{d^2B_y}{dx^2} x^2 + \dots \quad (2.10)$$

$$= \underbrace{\frac{1}{R}}_{\text{Dipole}} + \underbrace{kx}_{\text{Quadrupole}} + \underbrace{\frac{1}{2!}mx^2}_{\text{Sextupole}} + \dots \quad (2.11)$$

Hierbei zeigen sich die Multipolmomente des Magnetfeldes, die mit den unterschiedlichen Magneten assoziiert werden können. Der erste Term ist der Dipolterm, der ein homogenes vertikales Magnetfeld beschreibt, das zur horizontalen Ablenkung des Elektronenstrahls führt. Die Energieabhängigkeit des Ablenkradius ist auch in Gleichung 2.6 zu erkennen. Bei Abweichungen der Elektronenenergie $\Delta p/p_0 \neq 0$ führt die Energieabhängigkeit der Ablenkradien zu Positionsabweichungen der Teilchenbahn, wenn $1/R \neq 0$ ist. Für die Bewegungsgleichung ergibt sich damit

$$x'' + \frac{1}{R^2}x = \frac{1}{R} \frac{\Delta p}{p} \quad [\text{Wil96}]. \quad (2.12)$$

An dieser Stelle ist es zweckmäßig eine sogenannte Dispersionsbahn $D(s)$ mit $\Delta p/p = 1$ zu verwenden. Damit folgt:

$$D''(s) + \frac{1}{R^2}D(s) = \frac{1}{R}. \quad (2.13)$$

Mit Randbedingungen ergeben sich die folgenden Lösungen für $D(s)$ und $D'(s)$ [Wil96]:

$$D(s) = D_0 \cos \frac{s}{R} + D'_0 R \sin \frac{s}{R} + R \left(1 - \cos \frac{s}{R}\right), \quad (2.14)$$

$$D'(s) = -\frac{D_0}{R} \sin \frac{s}{R} + D'_0 \cos \frac{s}{R} + \sin \frac{s}{R}. \quad (2.15)$$

Die Lösung der Differentialgleichung und die erste Ableitung dieser Lösung lassen sich in Matrixschreibweise darstellen:

$$\begin{pmatrix} D(s) \\ D'(s) \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \frac{s}{R} & R \sin \frac{s}{R} & R \left(1 - \cos \frac{s}{R}\right) \\ -\frac{1}{R} \sin \frac{s}{R} & \cos \frac{s}{R} & \sin \frac{s}{R} \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} D_0 \\ D'_0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad [\text{Wil96}]. \quad (2.16)$$

Als Maß für die Abhängigkeit von der Position und der Elektronenenergie dient die Dispersion. Dabei ist die Dispersion eine Funktion der Länge der Magnetstruktur $D(s)$. Für die Gesamtablage des Strahls folgt:

$$x_g(s) = x(s) + x_D(s) = x(s) + D(s) \frac{\Delta p}{p} \quad [\text{Wil96}]. \quad (2.17)$$

Der nächsthöhere Term in Gleichung 2.11 entspricht dem Quadrupolterm mit dem Parameter k für die Quadrupolstärke. Die Quadrupolfelder werden für die Fokussierung des Elektronenstrahls eingesetzt. Auch diese Felder haben Auswirkungen auf den Teilchenstrahl, dabei ist die Quadrupolstärke in der Magnetstruktur positionsabhängig. Für die Bewegungsgleichung gilt:

$$x''(s) - k(s)x(s) = 0 \quad [\text{Wie15}]. \quad (2.18)$$

Die Lösung dieser Hill'schen Differenzialgleichung ist eine transversale Schwingung

$$x(s) = Au(s) \cos(\Psi(s) + \phi), \quad (2.19)$$

die als Betatronoszillation bezeichnet wird [Wil96]. Sowohl die konstante Amplitude A , als auch die Phase ϕ sind Integrationskonstanten und werden über die Anfangsbedingungen festgelegt. Der Ansatz, sowie die zweite Ableitung von Gleichung 2.19 werden in Gleichung 2.18 eingesetzt, mit $u = u(s)$ und $\Psi = \Psi(s)$:

$$A(u'' - u\Psi'^2 - k(s)u) \cos(\Psi + \phi) - A(2u'\Psi' + u\Psi'') \sin(\Psi + \phi) = 0. \quad (2.20)$$

Die Phase $\Psi(s)$ ist ortsabhängig, ansonsten ist die triviale Lösung $A = 0$ ebenfalls möglich. Für die nicht-triviale Lösung $A \neq 0$ müssen die beiden Terme in den Klammern verschwinden, also

$$u'' - u\Psi'^2 - k(s)u = 0, \quad (2.21)$$

$$2u'\Psi' + u\Psi'' = 0, \quad (2.22)$$

gelten [Wil96]. Aus der Gleichung 2.22 folgt:

$$2\frac{u'}{u} + \frac{\Psi''}{\Psi'}. \quad (2.23)$$

Nach der Integration ergibt sich für Ψ :

$$\Psi(s) = \int_0^s \frac{d\sigma}{u^2(\sigma)} \quad [\text{Wil96}]. \quad (2.24)$$

An dieser Stelle wird die Betafunktion $\beta(s) := u^2(s)$ eingeführt und der Amplitudenfaktor A durch $\sqrt{\epsilon}$ ersetzt. Für die transversale Schwingung folgt:

$$x(s) = \sqrt{\epsilon\beta(s)} \cos(\Psi(s) + \phi) \quad [\text{Wie15}]. \quad (2.25)$$

Dabei ist der Kosinus für reelle Argumente betragsmäßig kleiner oder gleich eins. Der Vorfaktor gibt damit die maximale Amplitude vor und ist eine Einhüllende und für die Strahlgröße relevant. In Regionen mit verschwindender Dispersion im Speicherring gilt für die Strahlgröße σ am Ort s der Sollbahn:

$$\sigma = \sqrt{\epsilon\beta(s)} \quad [\text{Min03}]. \quad (2.26)$$

In Bereichen mit einer nicht verschwindenden Dispersion, existieren für die Teilchen mit Impulsabweichungen ein anderer Orbit, der sogenannte Dispersionsorbit, die Position ist damit impuls- bzw. energieabhängig. Dies führt zu einem weiteren Beitrag zur Strahlgröße:

$$\sigma = \sqrt{\epsilon\beta(s) + D^2(s)\sigma_\delta^2} \quad [\text{Wie15}]. \quad (2.27)$$

Mit der Dispersion $D(s)$ und dem Energy Spread σ_δ , der die Energie- bzw. Impulsabweichungen widerspiegelt. Damit sind alle drei optischen Funktionen bekannt, die horizontale und vertikale Betafunktion, sowie die Dispersion. Für eine Magnetstruktur werden diese optischen Funktionen berechnet und werden für die Betrachtung der Betriebsmodi des Beschleunigers in Abschnitt 3.2 verwendet.

Für die Betatronschwingung gilt nach dem Ersetzen von $u(s)$:

$$\Psi(s) = \int_0^s \frac{d\sigma}{\beta(\sigma)} \quad [\text{Wil96}]. \quad (2.28)$$

Im Folgenden wird für ein Teilchen mit Sollimpuls $\Delta p/p = 0$ die Bahn in einem Ringbeschleuniger betrachtet. Wie diskutiert, ist die Bewegung durch die Hill'sche Differenzialgleichung beschrieben, mit der fokussierenden Funktion

$$K(s) = \frac{1}{R(s)} - k(s), \quad (2.29)$$

die periodisch mit dem Umlauf

$$K(s + L) = K(s) \quad (2.30)$$

ist [Wil96]. Es ergibt sich wieder die bekannte Lösung aus Gleichung 2.25, dabei weist die periodische Funktion β die gleiche Periodizität wie $K(s)$. Für das Resonanzverhalten der Schwingung ist der Phasenvorschub auf einem Umlauf im Beschleuniger relevant [Wil96]:

$$\Delta\Psi = \Psi(s + L) - \Psi(s). \quad (2.31)$$

Für den Arbeitspunkt wird die Anzahl der Betatronoszillationen pro Umlauf berechnet:

$$Q := \frac{\Delta\Psi}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \int_0^L \frac{ds}{\beta(s)} = \frac{1}{2\pi} \oint \frac{ds}{\beta(s)} \quad [\text{Hin08}]. \quad (2.32)$$

Wegen der Periodizität der Funktion $\beta(s)$ ist die Anzahl der Oszillationen pro Umlauf unabhängig von s , diese Zahl wird als Tune bezeichnet. Die transversalen Betatronoszillationen treten sowohl in der horizontalen, als auch in der vertikalen Ebene auf, daher gibt es einen horizontalen und vertikalen Tune. Durch höhere Multipolmomente der Magnete ist eine Kopplung der Schwingung in den beiden Ebenen möglich. Bei passendem Tune sind Resonanzen möglich, dabei werden Resonanzen, die durch die Kopplung verursacht werden, Koppelresonanzen genannt. Für die Resonanzen gilt die Bedingung:

$$mQ_x + nQ_y = p, \quad m, n, p \in \mathbb{Z} \quad [\text{Min03}]. \quad (2.33)$$

Die Summe $|m| + |n|$ wird als die Ordnung der Resonanz bezeichnet [Wil96]. Zur grafischen Darstellung werden sogenannte Tunediagramme verwendet. Der horizontale Tune wird auf der x -Achse und der vertikale Tune wird auf der y -Achse aufgetragen. Hierbei ist die Anzahl der kompletten Betatronoszillationen pro Umlauf irrelevant, relevant sind die Nachkommastellen für die Resonanzen. Daher wird der sogenannte fraktionelle Tune aufgetragen. Dargestellt ist ein solches Tunediagramm in Abbildung 2.2, in dem die Resonanzen der ersten vier Ordnungen eingezeichnet sind. Zusätzlich ist der Arbeitspunkt

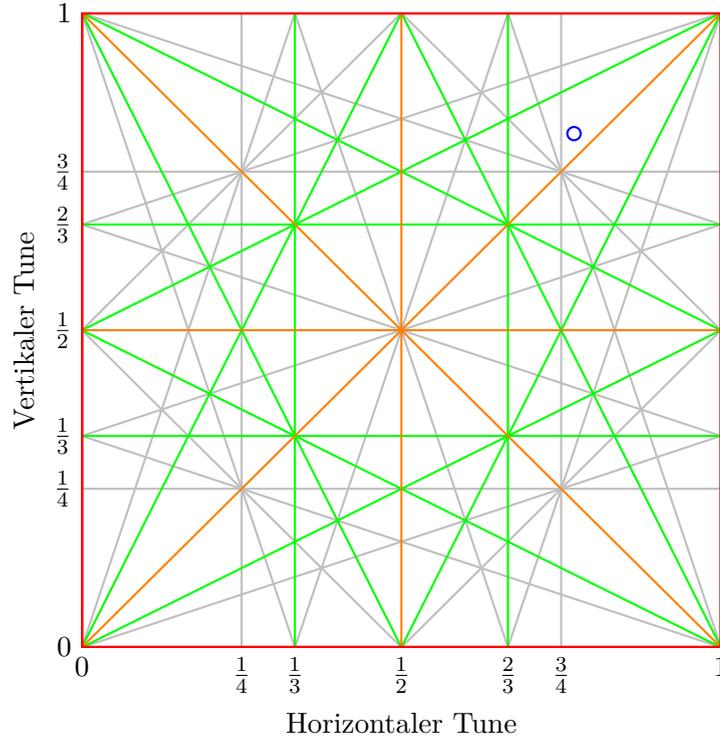


Abbildung 2.2.: Fraktionelles Tunediagramm mit Resonanzen bis zur vierten Ordnung. Eingezeichnet sind die Betatronresonanzen für den fraktionellen horizontalen und vertikalen Tune bis zur vierten Ordnung. Die roten Linien markieren die Resonanzen erster Ordnung, die der zweiten Ordnung sind in Orange, die der dritten Ordnung in Grün, sowie die der vierten Ordnung in Grau eingezeichnet. Zusätzlich ist als blauer Kreis der Arbeitspunkt von KARA eingezeichnet.

von KARA eingezeichnet. Dieser Arbeitspunkt ist so gewählt, dass ausreichend Abstand zu den Resonanzen eingehalten wird. Bei den Resonanzen nimmt die Auswirkung der Resonanz auf den Teilchenstrahl mit zunehmender Ordnung ab. Resonanzen niedriger Ordnungen führen zu Strahlverlusten, Resonanzen höherer Ordnungen können ohne vollständigen Strahlverlust überquert werden. Auswirkungen von höheren Ordnungen können ebenfalls von Feedbacksystemen unterdrückt werden.

Abgesehen vom Absatz zur Dispersion wurde bisher nur ein Teilchen mit seinem Sollimpuls betrachtet. Im Beschleuniger treten jedoch gewisse Impulsabweichungen $\Delta p/p \approx 1 \cdot 10^{-3}$ auf [Wil96]. In Gleichung 2.11 ist nicht nur bei der Ablenkung im Dipolmagnet, sondern auch für die Fokussierung eine Energie- bzw. Impulsabhängigkeit vorhanden. Somit ist die Fokussierung durch die Quadrupole, ausgedrückt durch die Quadrupolstärke k energieabhängig. Dadurch ist die Stärke der Ablenkung durch das Quadrupolfeld sowohl positionals als auch energieabhängig. Bei Energieabweichungen der Elektronen im Speicherring führen diese energieabhängigen Brennweiten der magnetischen Linsen zu unterschiedlicher Fokussierung. Für die Quadrupolstärke gilt für Teilchen mit abweichender Energie [Wil96]:

$$k(p) = k_0 - \Delta k, \quad \text{mit} \quad (2.34)$$

$$\Delta k = \frac{\Delta p}{p} k_0. \quad (2.35)$$

Diese Abweichungen führen zu Änderungen des Tunes für Teilchen mit abweichendem Impuls. Für die infinitesimale Tuneverschiebung dQ ergibt sich:

$$dQ = \frac{\Delta p}{p} \frac{1}{4\pi} k_0 \beta(s) ds \quad [\text{Hin08}]. \quad (2.36)$$

Die Impulsabweichungen der Teilchen bleiben über mehrere Umläufe vorhanden, daher verursacht die Impulsabweichung nicht nur in einem Quadrupolmagneten Tuneänderungen, sondern in allen Quadrupolen des Beschleunigerrings. Daher wird die Tuneänderung über den gesamten Umlauf integriert:

$$\xi := \frac{\Delta Q}{\frac{\Delta p}{p}} = \frac{1}{4\pi} \oint k(s)\beta(s) ds \quad [\text{Wil96}]. \quad (2.37)$$

Der Parameter ξ heißt Chromatizität und hat Einfluss auf die Stabilität des Teilchenstrahls, bei negativen Werten tritt die sogenannte Head-Tail Instabilität auf. Um diese Instabilität zu vermeiden, muss die Chromatizität verschwinden. Erreicht wird dies durch den Einsatz von Sextupolfeldern bzw. gleichnamigen Magneten, die in dispersiven Regionen¹ des Speicherrings platziert werden. Die Namensgebung der Magnete im Speicherring erfolgt nach ihren niedrigsten Multipolmomenten. Hierbei sind die Magnete nicht perfekt und weisen zusätzlich Beiträge höherer Multipole auf. In den dispersiven Regionen sind die Teilchen nach ihrem Impuls sortiert, dies erlaubt die Kompensation der Linsenfehler der Quadrupole durch Sextupolmagnete. Auf Teilchen mit einem zu geringen Impuls wirken die Quadrupole zu stark, bei zu hohem Impuls ist die Fokussierung durch die Quadrupole nicht stark genug. Zur Kompensation wird ein Feld benötigt, dass auf der einen Seite fokussiert, in der Mitte feldfrei ist und auf der anderen Seite defokussiert. Diese Eigenschaften hat das Sextupolfeld mit der Stärke

$$k_{\text{Sextupol}} = mD \frac{\Delta p}{p} \quad [\text{Wil96}]. \quad (2.38)$$

Die Sextupolmagnete ändern die Chromatizität, für die Gesamtchromatizität des Beschleunigerrings gilt unter Berücksichtigung der Sextupole

$$\xi_{\text{ges}} = \frac{1}{4\pi} \oint (m(s)D(s) + k(s))\beta(s) ds \quad [\text{Wil96}]. \quad (2.39)$$

Hier ist sichtbar, dass bei passend gewählten Sextupolstärken $m(s)$ in dispersiven Regionen die Klammer im Integral zum Verschwinden gebracht werden kann, also eine verschwindende Gesamtchromatizität erreicht werden kann, praktisch wird eine leichte Überkompensation, also geringe positive Werte, angestrebt. Zum einen zur Stabilität bei geringen Abweichungen der Strahlenergie, zusätzlich tritt bei leicht positiven Werten die Head-Tail Dämpfung auf, die zur Stabilität des Teilchenstrahls beiträgt [Min03].

2.3. Momentum Compaction Faktor und Bunchlänge

Die im vorherigen Abschnitt eingeführte Dispersion hat nicht nur Auswirkungen auf die transversale Strahldynamik, sondern auch auf die Longitudinale. Für die transversale Positionsabweichung durch die Dispersion gilt:

$$x_D(s) = D(s) \frac{\Delta p}{p} \quad [\text{Wil96}]. \quad (2.40)$$

Durch die transversale Positionsabweichungen ändern sich die Umlaufbahnen, diese Bahnen können in der Länge von der Länge des Sollorbits abweichen. Nahe der Vakuumlichtgeschwindigkeit treten bei geringen Energie- bzw. Impulsabweichungen praktisch keine Geschwindigkeitsänderungen auf. Es kann für alle Teilchen die gleiche Geschwindigkeit angenommen werden. Die unterschiedlichen Längen der Umlaufbahnen führen dadurch zu unterschiedlichen Umlaufzeiten und veränderten Ankunftszeiten. Das Verhältnis der

¹Die dispersiven Regionen bezeichnen Bereiche im Speicherring, in denen aufgrund der Magneto-optik die Dispersion nicht verschwindet, also eine Abhängigkeit von Positions- und Energieabweichung besteht.

Bahnlängenänderung $\Delta L/L$ zur relativen Impulsabweichung $\Delta p/p$ wird als Momentum Compaction Faktor α_c bezeichnet:

$$\alpha_c = \frac{\frac{\Delta L}{L}}{\frac{\Delta p}{p}} \quad [\text{Wie15}]. \quad (2.41)$$

Die Diskussion im vorherigen Abschnitt motiviert die Annahme, dass die Längenunterschiede der Umlaufbahnen im Wesentlichen auf die unterschiedlichen Ablenkradien im Dipolmagnet zurückzuführen ist. Höhere Ordnungen werden hierbei vernachlässigt, dadurch lassen sich die Laufwege und deren Unterschiede ausdrücken [Wil96]:

$$L = L_0 + \Delta L = \oint \frac{R(s) + x_D(s)}{R(s)} ds = \oint ds + \frac{\Delta p}{p} \oint \frac{D(s)}{R(s)} ds, \quad (2.42)$$

$$\Delta L = \frac{\Delta p}{p} \oint \frac{D(s)}{R(s)} ds. \quad (2.43)$$

Dieses Resultat wird in die Definition des Momentum Compaction Faktors in Gleichung 2.41 eingesetzt:

$$\alpha_c = \frac{1}{L_0} \oint \frac{D(s)}{R(s)} ds \quad [\text{Min03}]. \quad (2.44)$$

Durch die Anpassung der Quadrupolstärken kann die Dispersionsfunktion geändert und in der Folge der Momentum Compaction Faktor verändert werden. Dadurch können sowohl betragsmäßige Änderungen, als auch unterschiedliche Vorzeichen erreicht werden. Genauer wird dies im Zusammenhang mit den Betriebsmodi des Speicherrings in Abschnitt 3.2 erläutert.

Der Momentum Compaction Faktor verknüpft somit die Impulsabweichungen mit der Bahnlängenänderung, in Kombination mit den vernachlässigbaren Geschwindigkeitsunterschieden bei den Impulsabweichungen führt dies zu Laufzeitunterschieden. In der Folge verschieben sich die Ankunftszeiten der Teilchen bei den Hohlraumresonatoren, die zur Beschleunigung verwendet werden. Da keine statische Beschleunigungsspannung, sondern ein hochfrequentes elektromagnetisches Feld für die Beschleunigung verwendet wird, ist die Potentialdifferenz oder Spannung, die die Teilchen durchlaufen, von ihrer Ankunftszeit abhängig. Diese Abhängigkeit wird für die longitudinale Fokussierung des Teilchenpakets verwendet. Die Amplitude des elektrischen Feldes ist wesentlich höher als das benötigte Feld zum Ausgleich der Energieverluste auf einer Runde im Speicherring. Damit wird nicht beim Maximum, sondern auf einer der Flanken der Schwingung beschleunigt. Das sogenannte synchrone Teilchen bezeichnet ein Teilchen, das sich auf der Sollbahn befindet und keine Impulsabweichung besitzt. Der Zeitpunkt bzw. die entsprechende Phase der Hochfrequenz wird als synchrone Phase ψ_s bezeichnet. Abweichungen von dieser Phase sind mit einem stärkeren oder schwächeren beschleunigenden Feld verbunden.

Bei positivem Momentum Compaction Faktor wird die abfallende Flanke für die Beschleunigung verwendet. Visualisiert ist dieser Fall in Abbildung 2.3. Ein positiver Momentum Compaction Faktor bedeutet, dass ein Teilchen mit einer höheren Energie als das synchrone Teilchen eine längere Umlaufbahn besitzt und folglich später ankommt. Bei einer abfallenden Stärke des elektrischen Feldes führt dies zu einer geringeren Beschleunigung, verglichen mit dem synchronen Teilchen. Umgekehrt führt eine Energieabweichung nach unten durch eine kürzere Umlaufbahn zu einer früheren Ankunftszeit und damit zu einer stärkeren Beschleunigung. Die Phasenfokussierung hält dadurch den Bunch in longitudinaler Richtung zusammen und Energieabweichungen gering. Damit das funktioniert, muss die Abhängigkeit von Umlauflänge bzw. -dauer und Energieabweichung gegeben sein. Das entspricht einem nicht-verschwindendem Momentum Compaction Faktor.

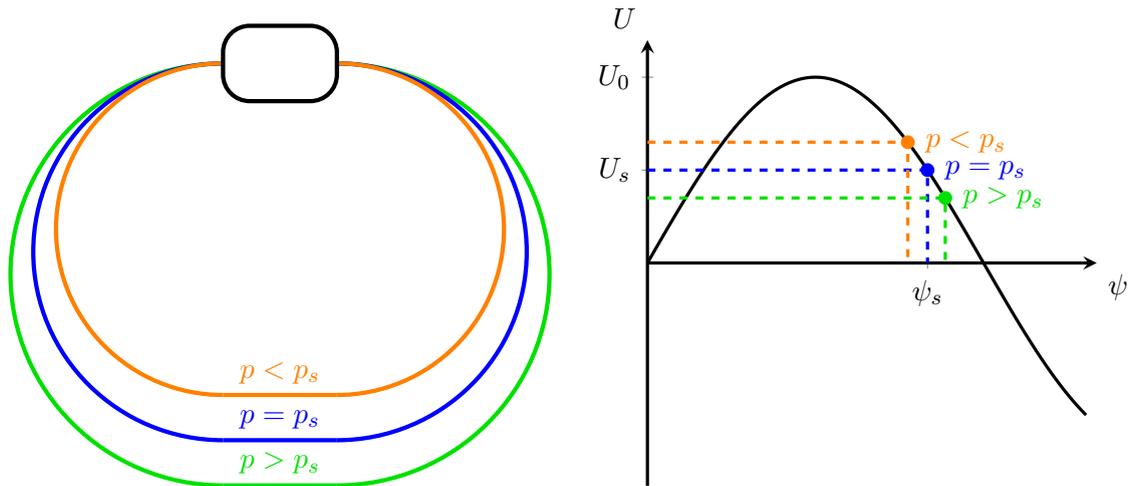


Abbildung 2.3.: Phasenfokussierung für positiven Momentum Compaction Faktor. Links sind die Bahnlängenunterschiede für Teilchen mit Impulsabweichung relativ zum synchronen Teilchen mit $p = p_s$ dargestellt für positiven Momentum Compaction Faktor. Das Rechteck symbolisiert die beschleunigende Struktur in Form eines bzw. mehrerer Hohlraumresonatoren. Rechts ist für die durch die Teilchen erfahrene Beschleunigungsspannung in Abhängigkeit der Phase der Hochfrequenz dargestellt. Auch hier dient das synchrone Teilchen als Referenz, das das hochfrequente, beschleunigende Feld bei der Phase ψ_s und damit die Potentialdifferenz U_s durchläuft.

Neben dem positiven wird auch der negative Momentum Compaction Faktor verwendet. Durch die Veränderung der Magneto-optik werden Teilchen mit geringerem Impuls als das synchrone Teilchen auf eine längere Bahn gebracht, trotz geringerer Ablenkradien in den Dipolmagneten. Umgekehrt verhält es sich für Teilchen mit positiver Impulsabweichung, die früher als das synchrone Teilchen die Hohlraumresonatoren erreichen. Dargestellt sind diese Abhängigkeiten für negativen Momentum Compaction Faktor in Abbildung 2.4. Die Veränderungen der Magneto-optik für Betrieb bei negativem Momentum Compaction Faktor werden in Abschnitt 3.2.5 diskutiert. Durch die kürzere Umlaufbahn erreichen Teilchen mit positiver Impulsabweichung die beschleunigenden Strukturen früher als Teilchen mit negativer Impulsabweichung. Daraus folgt, dass die früheren Teilchen ein schwächeres elektrisches Feld erfahren müssen, als die Teilchen, die später ankommen. Folglich wird die ansteigende Flanke des elektrischen Feldes für die Beschleunigung verwendet, während es bei positivem Momentum Compaction Faktor die abfallende Flanke ist.

Anstelle des Momentum Compaction Faktor wird teilweise auch ein anderer Faktor η verwendet:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = \eta \frac{\Delta p}{p} = \left(\frac{1}{\gamma^2} - \frac{1}{\gamma_{tr}^2} \right) \frac{\Delta p}{p} \quad [\text{Wil96}]. \quad (2.45)$$

Dabei bezeichnet ω die Kreisfrequenz und γ den Lorentzfaktor. Bei einem bestimmten Lorentzfaktor versagt die Phasenfokussierung der Magnetstruktur, dies ist bei dem sogenannten Übergangsfaktor γ_{tr} der Fall. Über den folgenden Zusammenhang ist dieser Faktor mit dem Momentum Compaction Faktor verknüpft:

$$\alpha_c = \frac{1}{\gamma_{tr}^2} \quad [\text{Hin08}]. \quad (2.46)$$

Das Versagen der Phasenfokussierung bei $\gamma = \gamma_{tr}$ tritt vorwiegend bei der Beschleunigung von Protonen oder Ionen auf, bei hochrelativistischen Elektronen spielt dieser Fall praktisch keine Rolle. Hier zeigt sich ein Vorteil des negativen Momentum Compaction Faktors. Für einen negativen Momentum Compaction Faktor ergibt sich nach Gleichung 2.46 ein imaginärer Übergangsfaktor, während der Lorentzfaktor γ stets positiv und reell bleibt. Damit

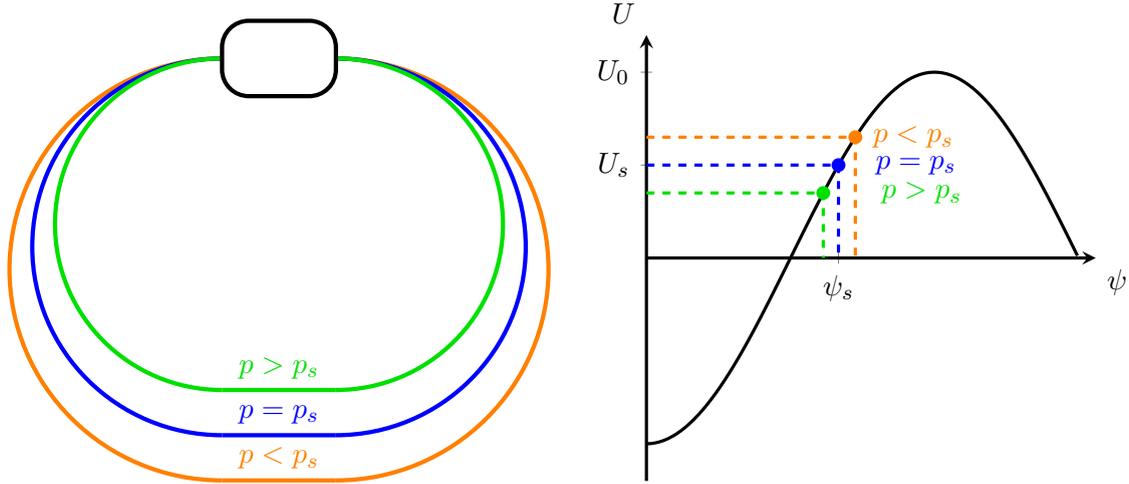


Abbildung 2.4.: Phasenfokussierung für negativen Momentum Compaction Faktor. Links sind die Bahnlängenunterschiede für Teilchen mit Impulsabweichung relativ zum synchronen Teilchen mit $p = p_s$ dargestellt für negativen Momentum Compaction Faktor. Das Rechteck symbolisiert die beschleunigende Struktur in Form eines bzw. mehrerer Hohlraumresonatoren. Rechts ist für die durch die Teilchen erfasene Beschleunigungsspannung in Abhängigkeit der Phase der Hochfrequenz dargestellt. Auch hier dient das synchrone Teilchen als Referenz, das das hochfrequente, beschleunigende Feld bei der Phase ψ_s und damit die Potentialdifferenz U_s durchläuft.

gibt es in diesem Betriebsmodus folglich nicht die Möglichkeit, dass die Phasenfokussierung bei einer gewissen Teilchenenergie aussetzt.

Die folgende Herleitung der Synchrotronoszillation folgt im Wesentlichen der Herleitung von Frank Hinterberger [Hin08]. Durch die Phasenfokussierung bewegen sich die Werte um ihren Sollwert herum, dabei werden im Folgenden geringe Abweichungen angenommen:

$$\begin{aligned}
 \Delta\psi &= \psi - \psi_s, \\
 \Delta p &= p - p_s, \\
 \Delta E &= E - E_s, \\
 \Delta\omega &= \omega - \omega_s.
 \end{aligned}
 \tag{2.47}$$

Für die Änderungen von der Phase und der Energie auf einem Umlauf ergibt sich:

$$\delta(\Delta\psi) = -\eta_s \frac{\Delta p}{p} 2\pi h,
 \tag{2.48}$$

$$\delta(\Delta E) = qU_0(\sin\psi - \sin\psi_s).
 \tag{2.49}$$

h bezeichnet die harmonische Zahl und $2\pi h$ den Phasenvorschub des synchronen Teilchens während eines Umlaufs. q entspricht der Ladung des Teilchens und U_0 ist die Spannungsamplitude der hochfrequenten Beschleunigungsspannung. Durch die Verwendung der Umlaufzeit $T_s = \frac{2\pi}{\omega_s}$ können die Variationen in zeitliche Ableitungen überführt werden:

$$\frac{d}{dt}\Delta\psi = -\frac{1}{T_s}\eta_s \frac{\Delta p}{p} 2\pi h = -\frac{2\pi h}{p_s}\Delta E,
 \tag{2.50}$$

$$\frac{d}{dt}\Delta E = \frac{1}{T_s}qU_0 = \frac{\omega_s}{2\pi}qU_0(\sin\psi - \sin\psi_s).
 \tag{2.51}$$

Weiteres Differenzieren von $\Delta\psi$ liefert die zweite zeitliche Ableitung:

$$\frac{d^2}{dt^2}\Delta\psi = -\frac{2\pi h\eta_s}{p_s} \frac{d}{dt}\Delta E = -\frac{h\eta_s\omega_s}{p_s}qU_0(\sin\psi - \sin\psi_s).
 \tag{2.52}$$

Eingangs wurden geringe Abweichungen vorausgesetzt, die nun die Kleinwinkelnäherung der trigonometrischen Funktionen erlaubt:

$$\sin \psi - \sin \psi_s \approx \cos \psi_s \Delta \psi. \quad (2.53)$$

Mit der Kleinwinkelnäherung lässt sich die Gleichung 2.52 auf die Form der Differenzialgleichung eines harmonischen Oszillators bringen:

$$\frac{d^2}{dt^2} \Delta \psi + \underbrace{\frac{h\eta_s \omega_s}{p_s} q U_0 \cos \psi_s}_{\omega_{\text{syn}}^2} \Delta \psi = 0, \quad (2.54)$$

$$\omega_{\text{syn}} = \sqrt{\frac{h\eta_s \omega_s}{p_s} q U_0 \cos \psi_s} = \omega_s \sqrt{\frac{h\eta_s}{p_s \omega_s} q U_0 \cos \psi_s}. \quad (2.55)$$

Die Differenzialgleichung des harmonischen Oszillators lässt sich wie demonstriert lösen, falls $\eta_s \cos \psi_s > 0$ ist. Die Schwingung wird als Synchrotronoszillation bezeichnet und besitzt die Frequenz ω_{syn} . Analog für die Betatronschwingungen, für die der Betatrontune die Schwingungsanzahl pro Umlauf angibt, liefert ein analoges Vorgehen den Synchrotron Tune Q_S :

$$Q_S = \frac{f_s}{f_{\text{rev}}} = \sqrt{\frac{h\eta_s}{p_s \omega_s} q U_0 \cos \psi_s}. \quad (2.56)$$

Hier bezeichnet $f_s = 2\pi\omega_{\text{syn}}$ die Frequenz der Synchrotronoszillation und $f_{\text{rev}} = 2\pi\omega_s$ die Umlauffrequenz. Somit wirken transversal zur Bewegungsrichtung die Betatronoszillationen und longitudinal die Synchrotronoszillation. Beide haben Auswirkungen auf die Strahldynamik und beeinflussen sich durch Kopplungen gegenseitig.

Für die bisherige Diskussion wurden der konkrete Impuls bzw. die Energieabweichungen von der Sollenergie E_s betrachtet. Als reale Messgröße hat sich der sogenannte Energy Spread σ_E etabliert, mit der folgenden Definition für den relativen Energy Spread:

$$\frac{\sigma_E}{E_s} = \frac{1}{\langle E \rangle} \left(\int_{-\infty}^{\infty} (E(z) - \langle E(z) \rangle)^2 \rho(z) dz \right)^{\frac{1}{2}} \quad [\text{Min03}]. \quad (2.57)$$

Hier bezeichnet z die longitudinale Teilchenposition im Bunch und $\rho(z)$ die longitudinale Teilchenverteilung. Die mittlere Teilchenenergie $\langle E \rangle$ im Bunch ist folgendermaßen definiert:

$$\langle E \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} E(z) \rho(z) dz \quad [\text{Min03}]. \quad (2.58)$$

Im Folgenden wird die Bunchlänge der Teilchenpakete betrachtet. Für die sogenannte Root-Mean-Squared (RMS) Bunchlänge kann über die folgende Formel ermittelt werden:

$$\sigma_z = \frac{c(\alpha_c - \frac{1}{\gamma^2}) \sigma_E}{2\pi Q_S f_{\text{rev}} E_s} \quad [\text{Min03}]. \quad (2.59)$$

Zu den bisher verwendeten Parametern kommt an dieser Stelle die Umlauffrequenz f_{rev} hinzu. Aus der Formel ist zu erkennen, dass die Bunchlänge im Wesentlichen vom Momentum Compaction Faktor, dem Tune der Synchrotronoszillation und dem Energy Spread beeinflusst wird. In der Praxis wird die Spannung der beschleunigenden Hochfrequenz für die Einstellung der Bunchlänge verwendet. Neben der RMS Bunchlänge gibt es auch

andere Definitionen, wie zum Beispiel die natürliche Bunchlänge bei der die Approximation $\frac{1}{\gamma^2} = 0$ verwendet wird:

$$\sigma_0 = \frac{\alpha_c c}{2\pi f_s} \frac{\sigma_E}{E_s} \quad [\text{Per03}]. \quad (2.60)$$

Hierbei ist f_s die Frequenz der Synchrotronoszillation:

$$f_s = f_{\text{rev}} \sqrt{\frac{\alpha_c h \cos \psi_s}{2\pi} \frac{eU_0}{E_s}} \quad [\text{Per03}]. \quad (2.61)$$

In der letzten Definition wird anstatt der Differenz $\alpha_c - \frac{1}{\gamma^2}$ nur der Momentum Compaction Faktor verwendet. Diese Näherung ist bei hoher Teilchenenergie gerechtfertigt, da $\alpha_c \gg \frac{1}{\gamma^2}$ erfüllt ist und der Unterschied im Bereich der Messunsicherheit liegt und damit in der Praxis keinen relevanten Unterschied verursacht. Durch Einsetzen von Gleichung 2.61 in Gleichung 2.60 ergibt sich:

$$\sigma_0 = \frac{\sigma_E c}{f_0} \sqrt{\frac{\alpha_c}{2\pi E h \cos \psi_s e U_0}}. \quad (2.62)$$

Zur Bestimmung der Nullstrombunchlänge wird die Energie üblicherweise aus der Wurzel gezogen und mit dem relativen Energy Spread gearbeitet. Im Hinblick auf die Messungen, bei denen der absolute Energy Spread gemessen wird, wird an dieser Stelle auf diese Umformung verzichtet. Aus dieser Gleichung wird ersichtlich, dass die Bunchlänge mit $\sqrt{\alpha_c}$ skaliert [Mü05].

2.4. Synchrotronstrahlung

Im Allgemeinen emittieren Ladungen Strahlung, wenn diese beschleunigt werden. Wesentliche Größe hierbei ist die Impulsänderung. Damit tritt sowohl bei einer geradlinigen Beschleunigung, als auch bei der Ablenkung einer bewegten Ladung diese Strahlungsemission auf. Die Intensität der Strahlung hängt hierbei von der Impulsänderung ab. In Beschleunigern tragen beide Beiträge dazu bei, sowohl die geradlinige Beschleunigung in den Hohlraumresonatoren, als auch die Ablenkung in den Dipolmagneten. In geringerem Umfang wird Synchrotronstrahlung in den Quadrupol- und Sextupolmagneten erzeugt, die ebenfalls Teilchen, die von ihrer Sollbahn abweichen, ablenken. Gerade in Kreisbeschleunigern führt die Ablenkung in den Dipolmagneten zu einer schnellen Änderung der Bewegungsrichtung, und folglich des Impulses, das zu einer starken Strahlungsemission führt. Für die totale, abgestrahlte Leistung im Laborsystem gilt:

$$P_S = \frac{e^2 c}{6\pi\epsilon_0} \frac{1}{(m_0 c^2)^2} \left[\left(\frac{d\vec{p}}{d\tau} \right)^2 - \frac{1}{c^2} \left(\frac{dE}{d\tau} \right)^2 \right] \quad [\text{Wil96}]. \quad (2.63)$$

Hier bezeichnen e , c , ϵ_0 und m_0 die Elementarladung, die Vakuumlichtgeschwindigkeit, die elektrische Feldkonstante und die Ruhemasse des Teilchens. Der Term in der eckigen Klammer ergibt sich aus der Ableitung des Vierer-Impulses. Bei der Ablenkung der Teilchen durch die magnetischen Dipolfelder wirkt die Lorentzkraft transversal und führt zur Impulsänderung:

$$\frac{d\vec{p}_\perp}{dt} = \gamma m_0 \dot{\vec{v}}_\perp = e(\vec{v} \times \vec{B}) \quad [\text{Wie15}]. \quad (2.64)$$

Dabei bezeichnet γ den Lorentzfaktor und $\dot{\vec{v}}_\perp$ die transversale Beschleunigung. Nahe der Lichtgeschwindigkeit ist die ultra-relativistische Näherung $v \approx c$ möglich, damit ergibt sich folgender Ausdruck für die emittierte Leistung der Synchrotronstrahlung:

$$P_S = \frac{e^2 c}{6\pi\epsilon_0} \frac{1}{(m_0 c^2)^4} \frac{E^4}{R^2} = \frac{e^2 c \gamma^4}{6\pi\epsilon_0 R^2} \quad [\text{Rub16, Kri22}] \quad (2.65)$$

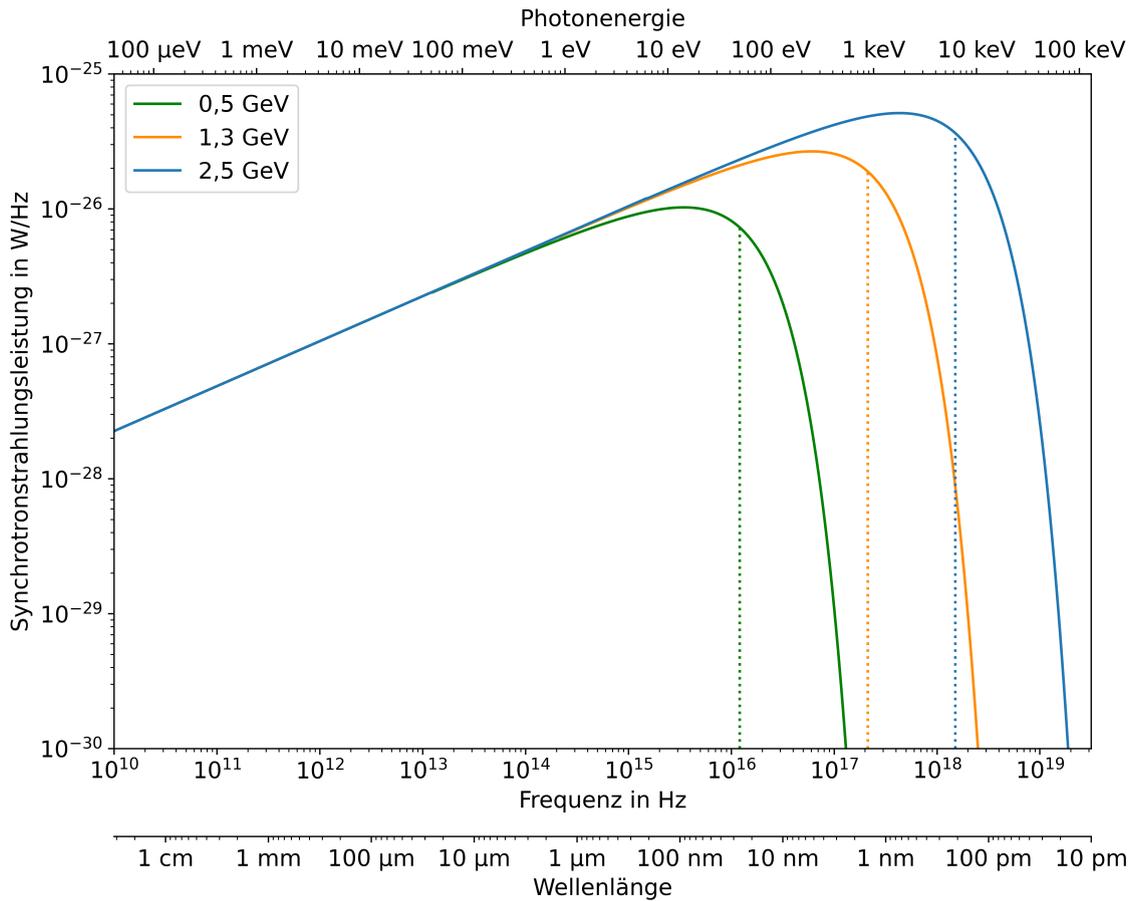


Abbildung 2.5.: Emittiertes Synchrotronstrahlungsspektrum für ein Elektron im Ablenkmagneten. Dargestellt ist die emittierte Synchrotronstrahlungsleistung in einem KARA Dipolmagnet in Abhängigkeit von der Frequenz bzw. der Wellenlänge für drei verschiedene Elektronenenergien von 0,5 GeV, 1,3 GeV und 2,5 GeV. Zusätzlich ist für jedes Strahlungsspektrum die kritische Frequenz als vertikale, gestrichelte Linie eingezeichnet, diese teilt das Spektrum in zwei Hälften. Dabei ist die in den beiden Hälften emittierte Leistung identisch.

Die Strahlung wird dabei tangential zur Bewegungsrichtung emittiert und umfasst einen weiten Spektralbereich [Bal15]. Das Spektrum der Synchrotronstrahlung, das von einem Elektron emittiert wird, ist in Abbildung 2.5 dargestellt. Für die spektrale Verteilung der Synchrotronstrahlungsleistung gilt:

$$P(\omega) = \frac{P_S}{\omega_c} S\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right) \quad [\text{San69}]. \quad (2.66)$$

Die Größe ω_c bezeichnet die kritische Frequenz, die als vertikale, gestrichelte Linie in der Abbildung 2.5 eingezeichnet ist. Diese Frequenz lässt sich folgendermaßen berechnen:

$$\omega_c = \frac{3}{2} \frac{c\gamma^3}{R} \quad [\text{Jac06}]. \quad (2.67)$$

Neben der kritischen Frequenz wird die sogenannte Spektralfunktion $S\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right)$

$$S\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right) = \frac{9\sqrt{3}}{8\pi} \frac{\omega}{\omega_c} \int_{\frac{\omega}{\omega_c}}^{\infty} K_{5/3}(x) dx \quad (2.68)$$

benötigt [Hin08]. Im Integral wird die modifizierte Besselfunktion $K_{5/3}(x)$ benötigt, für die Spektralfunktion gilt folgende Eigenschaft:

$$\int_0^{\infty} S(\xi) d\xi = 1 \quad [\text{San69}]. \quad (2.69)$$

Der Frequenzbereich der emittierten Synchrotronstrahlung reicht von langwelliger Mikrowellen und Terahertz (THz) Strahlung über Infrarot, sichtbares Licht zu ultraviolettem Licht, bis in den Röntgenbereich. Die kritische Frequenz ω_c teilt das Strahlungsspektrum in zwei Bereiche. Die in den beiden Bereichen emittierte Strahlungsleistung ist gleich. Wie an den Kurven für drei ausgewählte Elektronenenergien bei KARA zu erkennen ist, führt eine Erhöhung der Elektronenenergie zu einer deutlichen Zunahme der Emission im kurzwelligeren Bereich, also vorwiegend im Röntgenbereich. Die bisher beschriebene Synchrotronstrahlung ist die sogenannte inkohärente Synchrotronstrahlung, deren Intensität proportional zur Elektronenanzahl und damit dem Strahlstrom skaliert.

Im Strahlungsspektrum gibt es bei passenden Bedingungen einen Bereich, in dem kohärente Synchrotronstrahlung auftritt. Das obere Limit für die emittierten Wellenlängen wird durch einen Cut-off verursacht, der mit den Abmessungen des metallischen Strahlrohrs zusammenhängt. Zur Berechnung wird das Modell paralleler Platten² verwendet, das als Grenzfrequenz f_c

$$f_c \approx \frac{c}{2} \sqrt{\frac{R}{g^3}} \quad (2.70)$$

liefert [Kra02]. Der Parameter g bezeichnet bei der Formel die Höhe der Vakuumkammer. Mit einer Höhe des Strahlrohrs von 32 mm und einem Ablenkradius von 5,59 m bei KARA ergibt sich eine Grenzfrequenz von etwa 62 GHz, dies entspricht einer Wellenlänge von 4,8 mm. Unterhalb dieser Frequenz ist die Synchrotronstrahlung aufgrund der Anwesenheit der Vakuumkammer unterdrückt. Es wird keine Synchrotronstrahlung bis zu dieser Frequenz emittiert, weder inkohärente noch kohärente Synchrotronstrahlung. Zusätzlich muss für die kohärente Emission die Quelle, also das Elektronenpaket, kürzer als die emittierte Wellenlänge sein. Diese beiden Limits, ein oberes und ein unteres Limit legen somit den Wellenlängenbereich fest, in dem kohärente Strahlung emittiert wird. Durch Reduktion der Bunchlänge lässt sich der Bereich, in dem die kohärente Synchrotronstrahlung emittiert wird, vergrößern. Für die gesamte Leistung der Synchrotronstrahlung, die von einem Teilchenpaket mit N Elektronen emittiert wird, ergibt sich:

$$P(\omega) = \underbrace{NP_S(\omega)}_{\text{inkohärent}} + \underbrace{N(N-1)F(\omega)P_S(\omega)}_{\text{kohärent}} \quad [\text{Wie15}]. \quad (2.71)$$

Dabei bezeichnet $F(\omega)$ den sogenannten Formfaktor

$$F(\omega, \vec{n}) = \left| \int \rho(\vec{r}) e^{\frac{i\omega\vec{n}\cdot\vec{r}}{c}} d^3\vec{r} \right|^2 \quad [\text{Mü20}] \quad (2.72)$$

In dieser Formel bezeichnet \vec{r} den Ortsvektor des Elektrons, \vec{n} den normierten Vektor, der von der Bunchmitte zur betrachteten Position zeigt und $\rho(\vec{r})$ beschreibt die Ladungsverteilung. Aus dieser Formel wird ersichtlich, dass eine veränderte Ladungsverteilung im Elektronenbunch die Abstrahlung von kohärenter Synchrotronstrahlung beeinflusst und verändert. Ein Beispiel für diese Veränderungen ist die Selbstwechselwirkung mit der emittierten Strahlung, die zur Microbunching Instabilität führt und im Folgenden diskutiert wird.

²Gebräuchlich ist die englische Bezeichnung des parallel plates shielding.

2.5. Microbunching Instabilität

Die Microbunching Instabilität bezeichnet ein Single Bunch Instabilität, die durch die Selbstwechselwirkung des Teilchenpakets mit der von ihm emittierten kohärenten Synchrotronstrahlung verursacht wird [Bro21]. Da die kohärente Strahlung im Bereich der Mikrowellen und THz Strahlung liegt, wird diese Instabilität teilweise auch als Mikrowellen-Instabilität bezeichnet [Min03]. Wie im vorherigen Abschnitt beschrieben, emittiert ein kurzer Bunch kohärente Strahlung, diese elektromagnetische Strahlung besitzt gleichnamige Felder, die auf das Elektronenpaket wirken [Bro17]. Durch diese Felder verändert sich die Ladungsverteilung im Bunch und in der Folge durch einen veränderten Formfaktor die Abstrahlung der kohärenten Synchrotronstrahlung [Mü20]. Der Effekt verstärkt sich dadurch und führt neben einer verstärkten Emission von kohärenter Synchrotronstrahlung auch zu einer Zunahme der Energieabweichung der Teilchen, also des Energy Spreads [Bro19, Keh19b]. Voraussetzung für das Auftreten dieser Instabilität ist eine ausreichende Ladungsdichte im Bunch und eine kurze Bunchlänge, die für die Emission der kohärenten Synchrotronstrahlung benötigt wird [Bro21]. Die Zunahme des Energy Spreads zeigt sich in einer zunehmenden Bunchlänge und in dispersiven Regionen des Speicherrings in einer zunehmenden Breite des Bunches [Keh17, Keh19a]. Diese Aufweitung führt zu einer Abnahme der Ladungsdichte und die Dämpfungsmechanismen werden dominant [Bro20]. In dieser Phase nimmt die Intensität der kohärenten Synchrotronstrahlung genauso wie der Energy Spread wieder ab [Bro19]. Auch die Bunchlänge und -größe nehmen wieder ab, während die Ladungsdichte zunimmt [Bro21]. Ab einem gewissen Wert startet die Instabilität erneut. Durch dieses periodische Verhalten von einer schnellen Zunahme der Synchrotronstrahlungsemission, sowie des Energy Spreads und der nachfolgenden Dämpfung bildet sich, die für diese Instabilität, typische Sägezahnstruktur im Zeitverlauf aus [Bro19]. Diese Instabilität ist eine wesentliche Limitation für die Ladung im Betrieb mit kurzen Bunchen, bis zu der stabile Strahlungsbedingungen auftreten. Oberhalb dieser Ladung setzen die beschriebenen Fluktuationen der Strahlungsleistung ein.

3. Der Karlsruhe Research Accelerator (KARA)

Der Karlsruhe Research Accelerator KARA ist das Elektronensynchrotron am KIT und dient als Testanlage und Synchrotronstrahlungsquelle. Im Folgenden wird der Beschleuniger genauer vorgestellt und im zweiten Abschnitt die für diese Arbeit relevanten Betriebsmodi diskutiert.

3.1. Der Karlsruher Forschungsbeschleuniger KARA

Der Hauptbestandteil des Beschleunigers ist der 110,4 m lange Speicherring, in dem der Elektronenstrahl zirkuliert. Die wichtigsten Parameter des Beschleunigers werden in Tabelle 3.1 angegeben. Die Injektion in den Speicherring erfolgt bei einer Energie von 500 MeV. Um diese Energie zu erreichen, müssen die Elektronen erst in mehreren Vorbeschleunigern beschleunigt werden. Als Quelle für die Elektronen dient eine thermionische Quelle, die die Elektronen abdampft und mit 90 keV elektrostatisch beschleunigt. Die Elektronen werden von der Quelle zum Mikrotron geleitet, dort werden diese auf eine Energie von 53 MeV weiter beschleunigt und über die Injektionslinie in das Boostersynchrotron gelenkt. Im letzten der Vorbeschleuniger erfolgt die Erhöhung der Elektronenenergie auf die benötigte Injektionsenergie des Speicherrings. Diesen erreichen die beschleunigten Teilchen über die Extraktionslinie. Die Elektronen im Speicherring können bis zu einer Energie von 2,5 GeV beschleunigt werden.

Die Hauptkomponenten des Beschleunigers sind die Dipolmagnete und Quadrupolmagnete. Diese werden zur Strahlführung und -fokussierung benötigt. Die Anordnung ergibt einen Achromat, bestehend aus mehreren Quadrupolmagneten und Dipolmagneten, im Fall von KARA zwei Dipolmagneten. Diese Struktur wird daher als Double Bend Achromat (DBA)¹ bezeichnet. Hierbei sind die zwei Ablenkmagneten namensgebend, solche Strukturen sind auch mit mehr oder weniger Ablenkmagneten möglich [Wie15]. Eine achromatische Struktur soll die Dispersion nicht ändern, das bedeutet, dass die Dispersion am Beginn und am Ende des Achromaten identisch sein soll. Innerhalb der Struktur werden jedoch andere Werte angenommen und durch die Ablenkmagnete geändert. Bei zwei Dipolmagneten in der Struktur kann ein Achromat erreicht werden, wenn der zweite Ablenkmagnet zum ersten Magneten um eine halbe Betatronschwingungsperiode verschoben ist. In dem Fall heben sich die Wirkungen der beiden Ablenkmagnete auf die Dispersion auf. In Abbildung 3.2 ist dies beispielhaft dargestellt, dass dieser Umstand für eine Zelle bei KARA nicht exakt zutrifft. Jedoch auf einer größeren Skala, bei der Betrachtung eines Viertels des Speicherrings, der als Sektor bezeichnet wird. Ein solcher Sektor besteht aus zwei gespiegelten DBA Zellen und umfasst damit vier Dipolmagnete und zehn Quadrupolmagnete [Hut05]. Zusätzlich sind zur Korrektur der Chromatizität in jeder Zelle im Bereich zwischen den beiden Ablenkmagneten eines Achromaten drei Sextupolmagnete eingebaut. Die Quadrupole sind in

¹Der Double Bend Achromat ist auch unter dem Namen Chasman-Green Lattice bekannt [Wie15].

Tabelle 3.1.: Relevante Parameter von KARA. Die Tabelle listet die relevanten Parameter für die unterschiedlichen Betriebsmodi und Strahleigenschaften von KARA auf.

| Größe | Wert |
|--|----------------|
| Umfang | 110,4 m |
| Injektionsenergie | 0,5 GeV |
| Elektronenenergie bei Kurzbunchbetrieb | 1,3 GeV |
| Elektronenenergie bei Nutzerbetrieb | 2,5 GeV |
| Strahlstrom | Bis zu 200 mA |
| Bunchstrom | Bis zu 2 mA |
| RF Frequenz | 499,7 MHz |
| Umlauffrequenz | 2,7 MHz |
| RMS Bunchlänge bei Nutzerbetrieb | 45 ps |
| RMS Bunchlänge bei Kurzbunchbetrieb | 2 ps bis 20 ps |
| Bunchabstand | 2 ns |
| Ablenkradius Dipolmagnet | 5,559 m |

fünf Gruppen gegliedert. Jede Gruppe kann mit einer individuellen Stromstärke betrieben werden. Somit können bis zu fünf verschiedene Quadrupolstärken eingesetzt werden. Die Sextupole sind in drei Gruppen aufgeteilt. Zwischen den acht Achromaten befinden sich gerade Abschnitte, die für den Einbau von der Injektionslinie in den Speicherring mit den zugehörigen Kickermagneten, den Hohlraumresonatoren für die Beschleunigung der Elektronen sowie sogenannte Insertion Devices genutzt werden. Bei letzteren handelt es sich um Wiggler oder Undulatoren, die zur Erzeugung von intensiver Synchrotronstrahlung verwendet werden. Diese Magneten besitzen ein alternierendes Magnetfeld, das die Elektronen auf eine Slalombahn zwingt. Dabei wird bei jedem Richtungswechsel tangential zur Bewegungsrichtung Strahlung emittiert. Durch die kleinen Ablenkwinkel überlagert sich die emittierte Strahlung und führt so zu einer hohen Intensität.

3.2. Betriebsmodi des Beschleunigers

Je nach verwendeten Magnetfeldstärken lassen sich sowohl die Energie, als auch die Eigenschaften des Elektronenstrahls variieren. Im Folgenden werden die für diese Arbeit relevanten Betriebsmodi thematisiert.

3.2.1. Injektion

Die Injektion in den Speicherring erfolgt bei einer Elektronenenergie von 500 MeV, dabei werden vom Boostersynchrotron Elektronenbunche in den Speicherring injiziert [Mü05]. Im Normalfall wird ein Zug, bestehend aus etwa 35 Elektronenbunchen injiziert, abweichend davon ist es möglich über das Bunch-by-Bunch (BBB)-Feedback System im Booster einzelne Elektronenpakete anzuregen und zu entfernen. Dadurch ist die Injektion eines Single-Bunches möglich [Hut05]. Die Energie und das Timing sind so zu wählen, dass sich der neu-injizierte Elektronenbunch in das Bucket im Speicherring dämpft. Zusätzlich werden drei Kickermagnete verwendet, die den gespeicherten Strahl etwas ablenken, um die Injektion zu ermöglichen. Zum abgelenkten, gespeicherten Teilchenpaket wird von der Seite kommend das Teilchenpaket vom Booster ins selbe Bucket injiziert. Die Parameter wie zum Beispiel Timing und Energie sind so anzupassen, dass sich das injizierte Teilchenpaket in das bestehende Bucket dämpft. Die simulierten, optischen Funktionen für die Magnetooptik während der Injektion sind in Abbildung 3.1 dargestellt. Für die Simulationen der Magnetooptiken des Speicherrings wird das Programm Ocelot verwendet [Oce22].

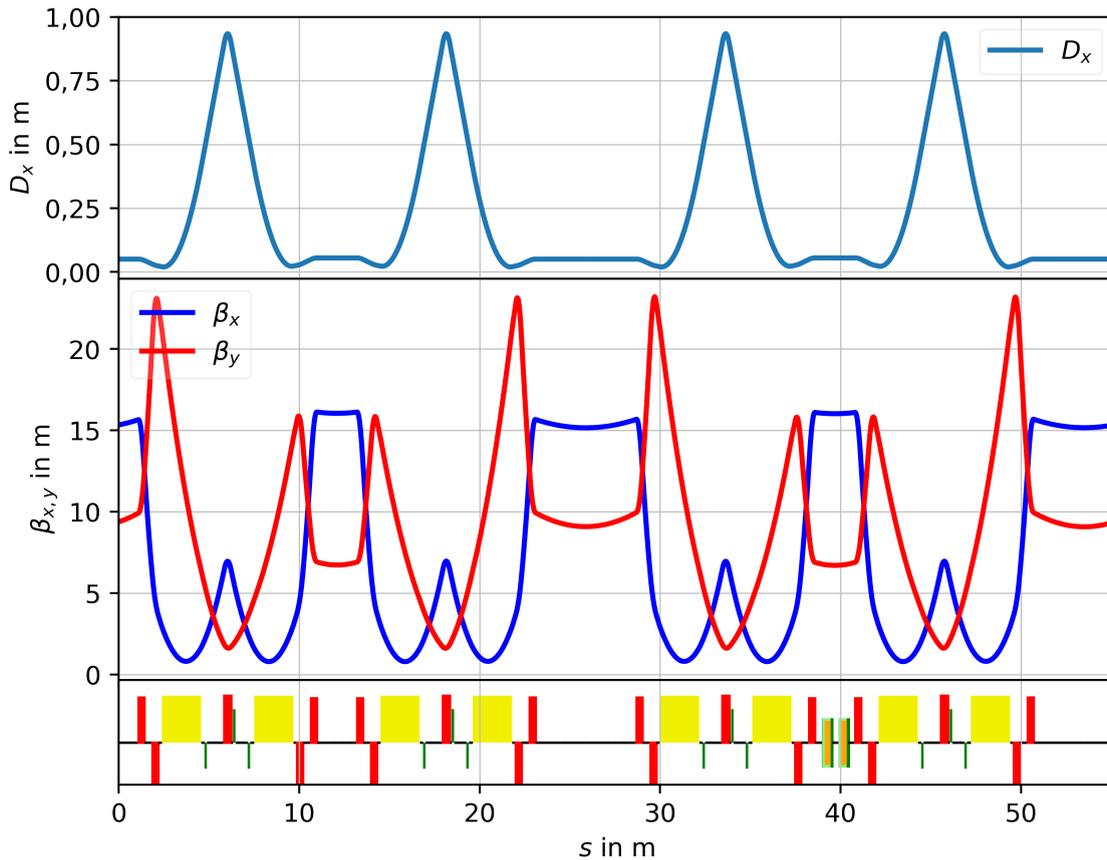


Abbildung 3.1.: Simulierte optische Funktionen für die Magneto-optik während der Injektion für zwei Sektoren. Die Abbildung zeigt die optischen Funktionen, die Dispersion und sowohl die horizontale, als auch die vertikale Betafunktion. Im unteren Bereich ist die Magnetstruktur dargestellt. Die gelben Vierecke stehen für die Dipolmagnete, die roten Balken stehen für die Quadrupole und die Grünen für die Sextupole. Die Positionierung oberhalb bzw. unterhalb der Mittellinie berücksichtigt die Ausrichtung, bzw. die Fokussierungsebene der Magnete, dies ist für die Quadru- und Sextupole relevant. Die eingerahmten orangen Rechtecke symbolisieren die Hohlraumresonatoren, die zur Beschleunigung der Elektronen eingesetzt werden.

3.2.2. Energierampe

Mit einer Elektronenenergie von 500 MeV wird in den Speicherring injiziert, die meisten Experimente jedoch arbeiten mit einer Elektronenenergie im Bereich von 1,3 GeV bis 2,5 GeV. Somit muss nach der Injektion die Energie erhöht werden, dafür werden in erster Linie die Magnetströme und damit die Magnetfelder hochgefahren. Dies betrifft alle Magnete, also die Dipolmagnete, Quadrupolmagnete und Sextupolmagnete. Zusätzlich können die Beschleunigungsspannung und -frequenz angepasst werden. Das führt zu einer ständigen Änderung der Magnetfeldstärken und damit der Magneto-optik. Hierbei muss auf die Betatronresonanzen geachtet werden, im Idealfall sollte sich der Tune nicht oder nur geringfügig verändern und im Bereich des üblichen Arbeitspunktes bleiben.

3.2.3. Nutzerbetrieb

Der Nutzerbetrieb bezeichnet einen Betriebsmodus bei einer Elektronenenergie von 2,5 GeV, der für Nutzung der Synchrotronstrahlung, vorwiegend der Röntgenstrahlung, an den Beamlines optimiert ist. Durch das Erhöhen der Elektronenenergie von 500 MeV auf die Maximalenergie von 2,5 GeV steigt die emittierte Synchrotronstrahlung, insbesondere im

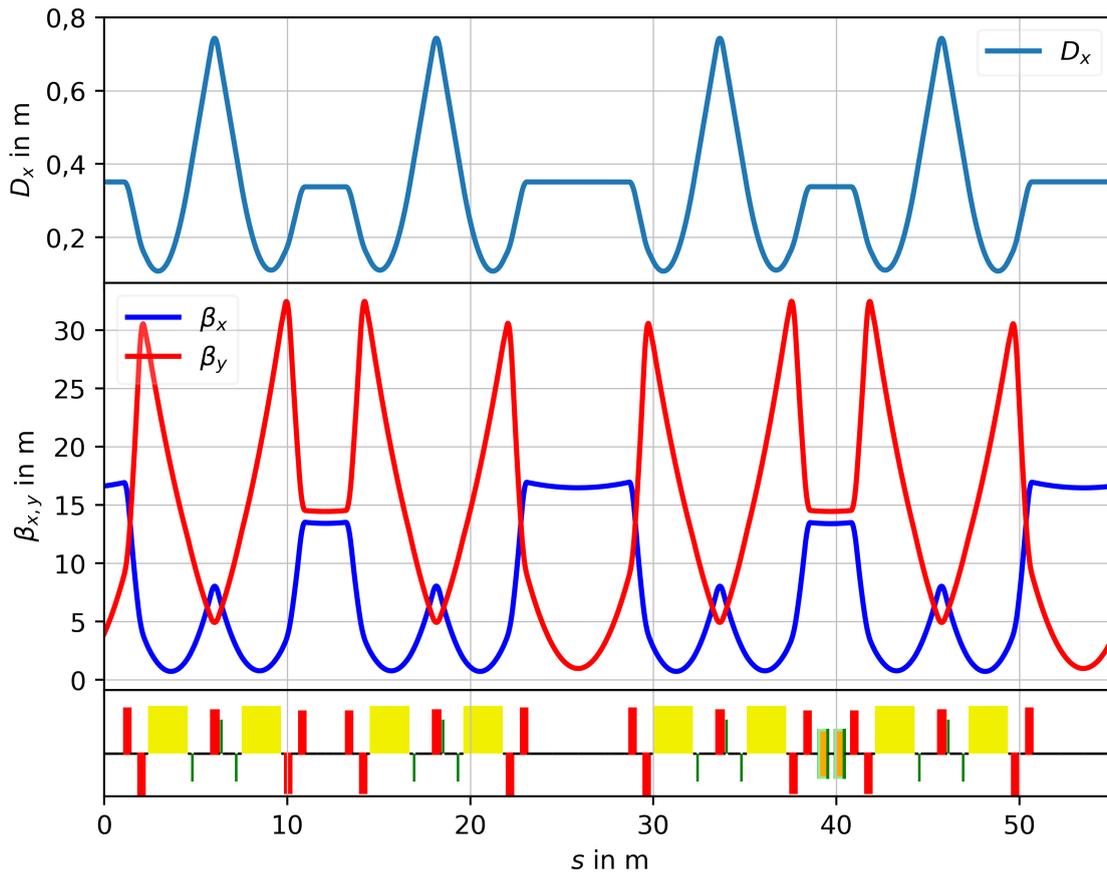


Abbildung 3.2.: Simulierte optische Funktionen für die Magneto-optik während Nutzerbetrieb für zwei Sektoren. Die Abbildung zeigt die optischen Funktionen, die Dispersion und sowohl die horizontale, als auch die vertikale Betafunktion. Im unteren Bereich ist die Magnetstruktur dargestellt. Die gelben Vierecke stehen für die Dipolmagnete, die roten Balken stehen für die Quadrupole und die Grünen für die Sextupole. Die Positionierung oberhalb bzw. unterhalb der Mittellinie berücksichtigt die Ausrichtung, bzw. die Fokussierungsebene der Magnete, dies ist für die Quadru- und Sextupole relevant. Die eingerahmten orangen Rechtecke symbolisieren die Hohlraumresonatoren, die zur Beschleunigung der Elektronen eingesetzt werden.

Röntgenbereich, signifikant an. Zusätzlich zu den Ablenkmagneten werden die Insertion Devices für die Erzeugung von Röntgenstrahlung verwendet. Für Wiggler oder Undulatoren mit einem geringen vertikalen Abstand zwischen den beiden Magnetreihen, wird neben einer stabilen Strahlgröße eine kleine vertikale Strahlgröße benötigt, dies wird durch geringe vertikale Betafunktionen erreicht. Die zugehörige, mit Ocelot simulierte Magneto-optik ist in Abbildung 3.2 dargestellt. Die Bunchlänge ist in diesem Modus mit etwa 45 ps vergleichsweise lang, dadurch wird zum Beispiel bei hohen Strahlströmen die Microbunching Instabilität vermieden. Zusätzlich trägt das Bunch-by-Bunch (BBB) Feedback-System zur Stabilität bei, das für die Dämpfung von Multibunch-Instabilitäten eingesetzt wird.

3.2.4. Kurzbunchbetrieb bei positivem Momentum Compaction Faktor

Die Magneto-optik, die die kürzesten Bunchlängen bei KARA erreicht, ist für eine Elektronenenergie von 1,3 GeV optimiert. Daher wird diese Optik für die Mehrheit der Experimente mit kurzen Elektronenpaketen verwendet [Mü05, Per03]. Im Gegensatz zur Injektionsoptik oder der Optik für den Nutzerbetrieb wird die Schwankungsbreite der Dispersion deutlich vergrößert und zu negativen Werten verschoben, dies ist anhand der simulierten optischen

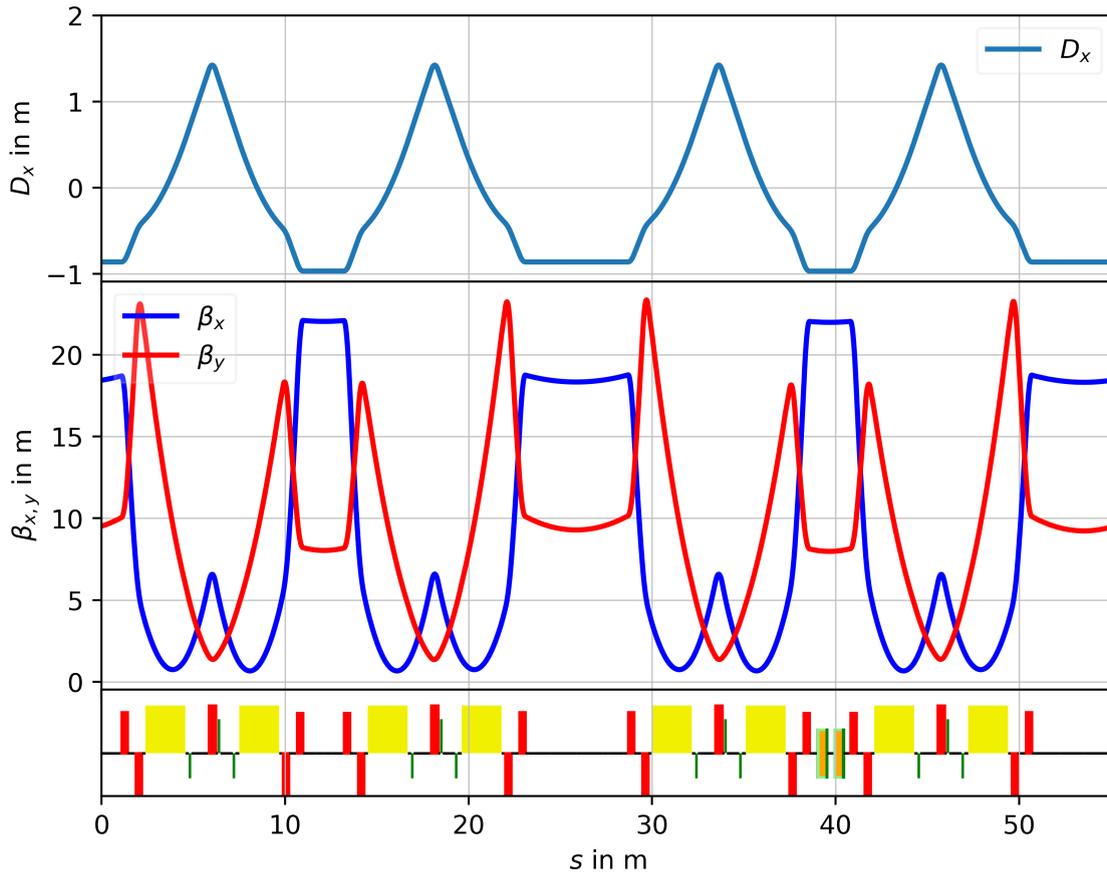


Abbildung 3.3.: Simulierte optische Funktionen für die Magneto-optik während Kurzbunchbetrieb bei positivem Momentum Compaction Faktor für zwei Sektoren. Die Abbildung zeigt die optischen Funktionen, die Dispersion und sowohl die horizontale, als auch die vertikale Betafunktion. Im unteren Bereich ist die Magnetstruktur dargestellt. Die gelben Vierecke stehen für die Dipolmagnete, die roten Balken stehen für die Quadrupole und die Grünen für die Sextupole. Die Positionierung oberhalb bzw. unterhalb der Mittellinie berücksichtigt die Ausrichtung, bzw. die Fokussierungsebene der Magnete, dies ist für die Quadru- und Sextupole relevant. Die eingerahmten orangen Rechtecke symbolisieren die Hohlraumresonatoren, die zur Beschleunigung der Elektronen eingesetzt werden.

Funktionen in Abbildung 3.3 zu erkennen. Der Momentum Compaction Faktor α_c ist über das folgende Integral definiert:

$$\alpha_c = \frac{1}{L} \oint \frac{D_x(s)}{R(s)} ds \quad [\text{Wil96}]. \quad (3.1)$$

Dabei bezeichnet D_x die horizontale Dispersion, R den Ablenkradius sowie L den Umfang des Speicherrings. Der Integrand nimmt damit in gewissen Bereichen negative Werte an, dies führt zu negativen Beiträgen zur Integration und somit zu einem kleineren Momentum Compaction Faktor. Der Zusammenhang zwischen der Bunchlänge und des Momentum Compaction Faktors wird in Abschnitt 2.3 diskutiert.

Bei KARA hat der Quadrupolmagnet in der Mitte des Double Bend Achromaten den größten Einfluss auf den Momentum Compaction Faktor und damit auf die Bunchlänge [Sch19]. Dieser Magnet wird deswegen als Feldlinse bezeichnet und durch die Erhöhung der Magnetfeldstärke lässt sich die Bunchlänge reduzieren [Pap19]. Die Magnetfeldstärken der übrigen vier Quadrupolgruppen werden ebenfalls verändert. Hierbei geht es in erster

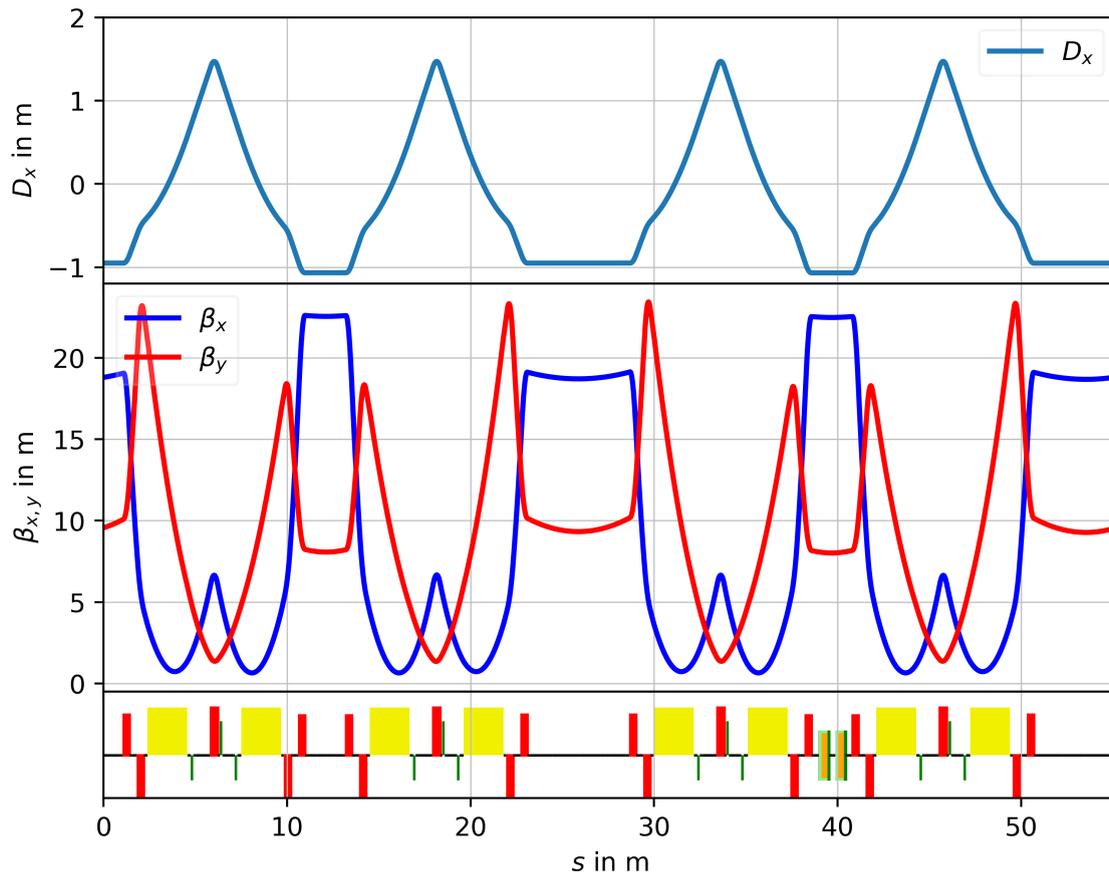


Abbildung 3.4.: Simulierte optische Funktionen für die Magneto-optik während Kurzbunchbetrieb bei negativem Momentum Compaction Faktor für zwei Sektoren. Die Abbildung zeigt die optischen Funktionen, die Dispersion und sowohl die horizontale, als auch die vertikale Betafunktion. Im unteren Bereich ist die Magnetstruktur dargestellt. Die gelben Vierecke stehen für die Dipolmagnete, die roten Balken stehen für die Quadrupole und die Grünen für die Sextupole. Die Positionierung oberhalb bzw. unterhalb der Mittellinie berücksichtigt die Ausrichtung, bzw. die Fokussierungsebene der Magnete, dies ist für die Quadru- und Sextupole relevant. Die eingerahmten orangen Rechtecke symbolisieren die Hohlraumresonatoren, die zur Beschleunigung der Elektronen eingesetzt werden.

Linie um die Kompensation der Tuneänderungen, die durch die Änderung der Stärke des mittleren Quadrupols verursacht wird [Sch19, Pap19].

3.2.5. Kurzbunchbetrieb bei negativem Momentum Compaction Faktor

Im vorherigen Abschnitt zum Kurzbunchbetrieb bei positivem Momentum Compaction Faktor ist die Reduktion des Momentum Compaction Faktors durch Bereiche mit negativer Dispersion realisiert worden, die im Integral in Gleichung 3.1 negative Beiträge liefern. Folglich lässt sich bei ausreichend großer, negativer Dispersion auch ein negativer Momentum Compaction Faktor realisieren. Die simulierten, optischen Funktionen sind in Abbildung 3.4 dargestellt. Beim Vergleich der Dispersionskurven vom Kurzbunchbetrieb bei positivem und negativem Momentum Compaction Faktor ist bei der Dispersion eine größere Differenz zwischen Minimum und Maximum zu erkennen, zusätzlich nehmen die Minima geringere Werte an. Dieser Vergleich ist in Abbildung 3.5 dargestellt. Um den negativen Momentum Compaction Faktor zu erreichen, wird die Stärke des mittleren Quadrupols weiter erhöht und die damit verbundenen Tuneänderungen über die übrigen vier Quadrupolgruppen kompensiert [Sch19].

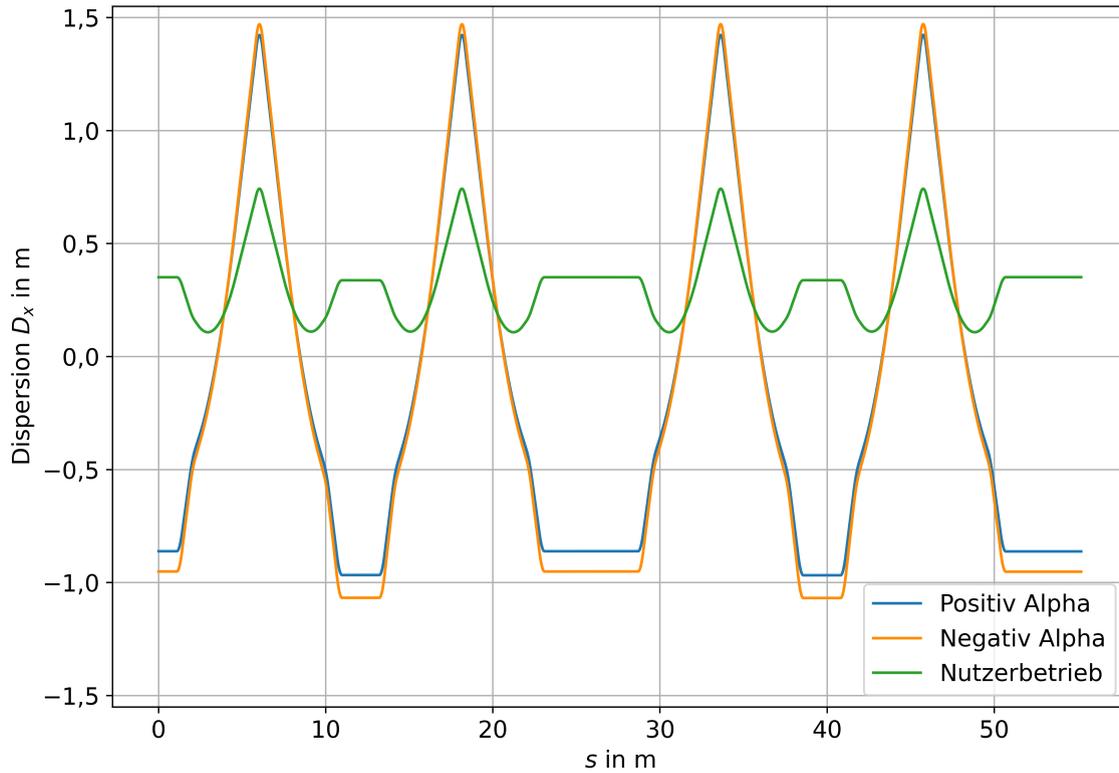


Abbildung 3.5.: Vergleich der Dispersionskurven von positivem und negativem Momentum Compaction Faktor für zwei Sektoren. In dieser Abbildung sind die Dispersionskurven für den Kurzbunchbetrieb bei positivem und negativem Momentum Compaction Faktor gegenüber gestellt, sowie die Dispersionskurve für den Nutzerbetrieb als Referenz. Im direkten Vergleich werden die Unterschiede bei der Dispersion deutlich. Die Differenz zwischen Minimum und Maximum der Dispersion ist für negativen Momentum Compaction Faktor größer, zudem nehmen die Minima geringere Werte an. Im Vergleich zum Nutzerbetrieb ist die Schwankungsbreite der Dispersion bei den beiden Modi für kurze Elektronenpakete signifikant vergrößert. Der Momentum Compaction Faktor beträgt für den Kurzbunchbetrieb $\pm 3,96 \cdot 10^{-4}$ und für den Nutzerbetrieb $7 \cdot 10^{-3}$.

Der Momentum Compaction Faktor ist nicht nur für die Bunchlänge, sondern auch für die Phasenfokussierung relevant. Die Bunchlänge bezieht sich auf die zeitliche Komponente, die Phasenfokussierung bezieht sich auf die Phase der beschleunigenden Hochfrequenz. Die Phasenfokussierung wirkt longitudinal und ist essenziell, um den Bunch in dieser Richtung zusammenzuhalten. Aus Gleichung 2.60 ist ersichtlich, dass ein verschwindender Momentum Compaction Faktor instabil ist und folglich zum Strahlverlust führt. Relevant ist dies für eine zu geringe oder verschwindende Phasenfokussierung. Deshalb ist ein Vorzeichenwechsel im Betrieb schwierig zu realisieren. Notwendig dafür ist eine schnelle Änderung der Magnetoptik und ein Phasensprung von ungefähr 180° der Hochfrequenz. Bei KARA ist ein solcher Übergang nicht möglich, daher kann der Vorzeichenwechsel nicht im Betrieb erfolgen. Stattdessen muss bereits die Injektion bei negativem Momentum Compaction Faktor erfolgen, anschließend kann die Energie analog zu den übrigen Betriebsmodi erhöht und durch Anpassen der Quadrupolstärken die Bunchlänge reduziert werden, um den Kurzbunchbetrieb zu erreichen.

4. Aufbau zur Messung der emittierten Synchrotronstrahlung an KARA

Für die Messungen werden zwei Beamlines genutzt. Zum einen die Infrarot 2 (IR2) Beamline, die die Kantenstrahlung eines Ablenkmagneten verwendet, sowie der Visible Light Diagnostics (VLD)-Port, der die Synchrotronstrahlung am 5°-Port eines Ablenkmagneten nutzt. In diesem Kapitel werden die optischen Aufbauten an den beiden Beamlines und die verwendeten Messinstrumente beschrieben.

4.1. Versuchsaufbau zur horizontalen Bunchprofilmessung am Visible Light Diagnostic Port

Dieser Abschnitt behandelt den Aufbau zur zeitaufgelösten Messung des Energy Spreads. Zuerst wird der optische Aufbau am Visible Light Diagnostic Port behandelt, später die umlaufaufgelöste Ausleseelektronik KALYPSO.

4.1.1. Optischer Aufbau

Der Quellpunkt der Beamline ist ein 5° Port des vierten Dipolmagneten im vierten Sektor von KARA und befindet sich in einer dispersiven Region (siehe Abschnitt 3.2). Die horizontale Strahlgröße hängt nicht nur von statischen Größen, sondern auch vom Energy Spread ab, der sich während der Microbunching Instabilität schnell ändern kann. Damit sind bei der Messung neben der horizontalen Position und Strahlgröße auch Veränderungen des Energy Spreads messbar.

Der optische Aufbau, der in Abbildung 4.1 skizziert ist, dient dem Transport des sichtbaren Anteils der Synchrotronstrahlung von der Quelle im Ablenkmagneten zu den Messinstrumenten im Labor. Von der Quelle gelangt die Synchrotronstrahlung durch eine Blende zu einem wassergekühlten Flachspiegel, der die Strahlung nach oben reflektiert. Der Spiegel ist für das sichtbare Licht konzipiert, dadurch besitzt dieser eine hohe Reflektivität in dem Wellenlängenbereich. Außerhalb dieses Bereichs ist die Reflexion unterdrückt, kurzwellige Röntgenstrahlung transmittiert durch den Spiegel. Dadurch erfolgt die Auswahl des Wellenlängenbereichs, der zu den Messgeräten im Labor gelangt. Anschließend verlässt das Licht durch ein Fenster die Vakuumkammer. Ein Off-axis Parabolspiegel lenkt den Lichtstrahl durch ein Loch in der Strahlenschutzwand in Richtung Labor, der Lichtstrahl wird dabei fokussiert. Bevor die Synchrotronstrahlung das Labor erreicht, passiert diese ein Bleiglasfenster zum Herausfiltern des ultra-violett (UV)-Anteils. Über zwei Planspiegel wird das Licht schließlich zum optischen Tisch mit den Experimenten gelenkt.

Im Labor sind verschiedene Experimente aufgebaut, die parallel betrieben werden sollen. Dazu gehören die Streak Kamera und ein Einzelphotondetektor. Letzterer wird für die Bestimmung des Filling Patterns eingesetzt. Im Rahmen dieser Arbeit wurde der optische Aufbau neu konzipiert und für eine möglichst hohe Lichtintensität bei den weniger sensitiven

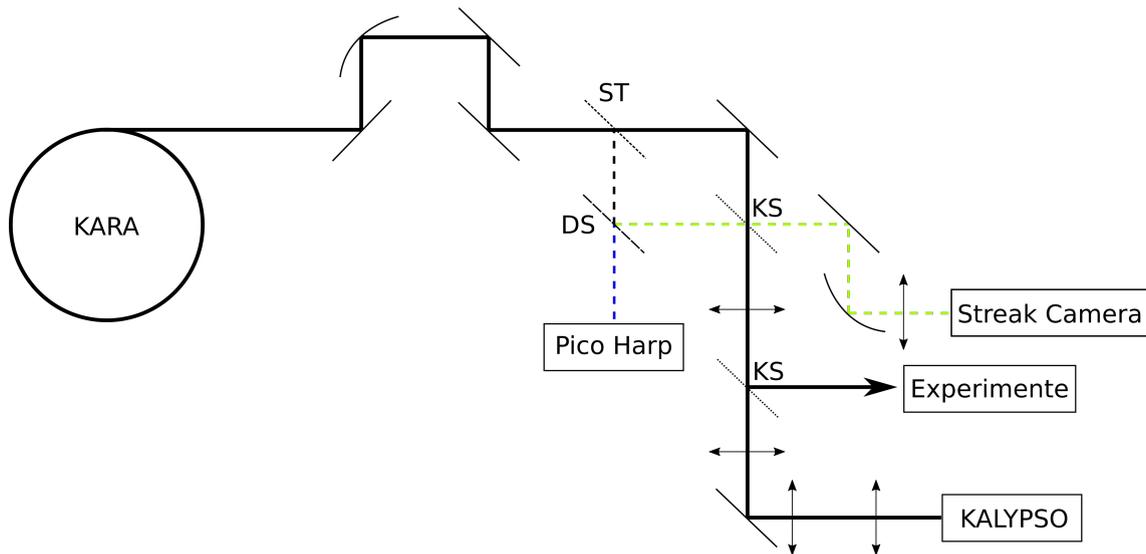


Abbildung 4.1.: Skizze des optischen Aufbaus am Visible Light Diagnostics Port. Die Skizze zeigt den optischen Aufbau am VLD-Port, dabei markieren die schrägen Linien die Planspiegel und die gebogenen Linien stehen für die Off-axis Parabolspiegel. Die Abkürzung „ST“ steht für Strahlteiler, „DS“ für dichroitischer Spiegel und „KS“ bezeichnet die Klappspiegel, die zur Änderung des optischen Pfads eingesetzt werden, je nach verwendetem Experiment bzw. Detektorsystem. Die Pfeile stehen für die fokussierenden Linsen. Bei der Pico Harp handelt es sich um einen Einzelphotonendetektor, der für die Bestimmung des Filling Patterns verwendet wird.

Detektorsystemen optimiert. Zugleich wurde die Möglichkeit der unabhängigen, permanenten Verwendung der beiden bereits erwähnten, sehr sensitiven Detektoren realisiert. Anlass für die Modifikationen war das Ziel die Intensität der Synchrotronstrahlung, die die Zeilenkamera KALYPSO erreicht, zu steigern und die Flexibilität des Aufbaus zu erhöhen. Letzteres ist für zusätzliche Experimente relevant, die einfach in den Strahlgang integrierbar sein sollen. Insgesamt soll ein möglichst hoher Anteil der Synchrotronstrahlung wahlweise für die Streak Kamera, KALYPSO, sowie weitere Experimente genutzt werden können. Im Normalfall reicht der Streak Kamera ein Bruchteil der eintreffenden Synchrotronstrahlung, die Möglichkeit einen Großteil der Synchrotronstrahlung zur Streak Kamera zu leiten, ist nur bei Messungen bei sehr geringen Bunchströmen notwendig.

Um die genannten Anforderungen zu erfüllen, wird ein Strahlteiler, der das eintreffende, sichtbare Licht im Verhältnis 8:92 teilt, verwendet. Dabei werden 8 % des Lichts reflektiert und 92 % transmittiert. Der geringere Anteil wird mit einem dichroitischen Spiegel weiter aufgeteilt, Licht mit einer Wellenlänge von unter 400 nm kann transmittieren und gelangt zum Einzelphotonzähler. Licht mit einer größeren Wellenlänge wird vom dichroitischen Spiegel reflektiert und über weitere Spiegel zur Streak Kamera geleitet.

Der Großteil des sichtbaren Lichts, also die 92 % der eintreffenden sichtbaren Strahlung, steht für andere Experimente zur Verfügung. Um einen schnellen und einfachen Wechsel zwischen den Messinstrumenten zu ermöglichen, werden motorisierte Klappspiegel verwendet. Je nach Position dieser Spiegel kann das Licht in den Strahlgang zur Streak Kamera oder zu anderen Experimenten geleitet werden. Befindet sich kein Klappspiegel im Strahlgang, gelangt das Licht zur Zeilenkamera KALYPSO. Der Lichtstrahl ist divergent, deshalb müssen Zylinderlinsen mit einer Brennweite im Bereich von 100 mm und 200 mm eingesetzt werden, um die Strahlgröße im passenden Bereich zu halten. Zwei weitere fokussierende Zylinderlinsen unmittelbar vor KALYPSO passen die Strahlgröße sowohl in vertikaler als auch horizontaler Richtung an die Größe des Sensors an. Durch Verschieben einer Linse, lässt sich der Lichtpunkt deutlich in die Breite ziehen, damit passt der Aufbau auch für

zukünftige KALYPSO Versionen, die mehr Sensorstreifen bekommen sollen und damit breiter werden. Ausführlicher wird dies im nächsten Abschnitt thematisiert.

Um unabhängig von der Synchrotronstrahlung die Justage vornehmen zu können, wurde die Möglichkeit der Einkopplung einer weiteren Lichtquelle, wie beispielsweise eines Lasers realisiert. Dieser kann an zwei verschiedenen Positionen in den Strahlengang eingekoppelt werden. Dafür werden wieder Klappspiegel eingesetzt, die einen schnellen und einfachen Wechsel der Strahlengänge erlauben. Einmal kann die zusätzliche Lichtquelle vor dem Strahlteiler in den optischen Pfad gebracht werden und erreicht über diesen Weg sämtliche Messinstrumente. Alternativ kann die Lichtquelle in den Strahlengang zu KALYPSO eingekoppelt werden und verfolgt den Weg der Synchrotronstrahlung in umgekehrter Richtung, also zurück in Richtung des Ablenkmagneten. Diese Möglichkeit hilft bei der Justage der Spiegel außerhalb des Labors, sowie der Positionierung der Bleistücke zur Abschirmung. Da das Licht der Synchrotronstrahlung kein Parallelstrahl ist, sondern divergiert, ist für den Teil der Justage, bei dem die Größe des Lichtstreifens eine Rolle spielt, weiterhin die durch die Elektronen emittierte Strahlung notwendig. Tests der Messgeräte und grobe Ausrichtung der optischen Elemente sind durch die zusätzliche Lichtquelle ohne Synchrotronstrahlung möglich.

4.1.2. KALYPSO

Bei dem Karlsruhe Linear array detector for MHz rePetition rate Spectroscopy (KALYPSO) handelt es sich um eine ultraschnelle Zeilenkamera, mit einer Bildrate von bis zu 12 MHz. Je nach Material des Sensors, ist die Zeilenkamera für die Detektion von sichtbarem Licht oder Nahinfrarot (NIR) optimiert [Pat21b]. Bei KARA werden unterschiedliche Varianten für die Messung des transversalen, horizontalen sowie des longitudinalen Strahlprofils eingesetzt, letzteres erfolgt mittels Elektro-Optische Spektrale Dekodierung (EOSD)¹ [Cas19, Pat21a].

Im Rahmen dieser Arbeit wird ein KALYPSO Prototyp mit 64 Detektorstreifen verwendet, der für sichtbares Licht optimiert ist und auf einem TI-LGAD Sensor basiert [Pat20] [Pat23]. Bei diesem Prototyp sind die äußeren acht Detektorstreifen auf beiden Seiten des Sensors noch nicht mit der Ausleseelektronik verbunden. Folglich arbeitet der verwendete Sensor mit 48 Sensorstreifen. Eine Nachfolgevariante mit bis zu 1024 Detektorstreifen ist in Planung. Der optimierte optische Aufbau und die hohe Sensitivität des verwendeten Detektors erlaubt die Messung zu sehr geringen Bunchladungen von 4,3 pC im Single-Bunch Betrieb. Bei KARA entspricht diese Bunchladung einem Strom von 12 μ A. Die erwähnte, hohe Wiederholrate erlaubt die Messung des Bunchprofils bei jedem Umlauf, bei KARA beträgt diese 2,7 MHz [Pat21b]. Die minimale Integrationszeit des Sensors, also die Belichtungszeit, beträgt 16 ns, der Abstand von zwei benachbarten Buckets bei KARA beträgt 2 ns. Wenn alle Buckets gefüllt wären, würde KALYPSO immer über mindestens sieben Elektronenpakete integrieren. Um die Dynamik eines einzelnen Elektronenpaketes zu untersuchen wird daher ein Singlebunch verwendet, alternativ kann auch ein isolierter Bunch verwendet werden, hierfür müssen entsprechend vor und hinter dem isolierten Bunch einige Buckets leer sein.

4.2. Versuchsaufbau zur Intensitätsmessung im optischen und THz Bereich an der Infrarot2-Beamline

Bei der Microbunching Instabilität treten typische Bursts im THz-Bereich auf. Für den Nachweis wird die Intensität der kohärenten Synchrotronstrahlung gemessen. Hierfür wird die IR2 Beamline verwendet, da diese für Infrarot und THz Strahlung optimiert ist. Im Folgenden wird der optische Aufbau an dieser Beamline, sowie im zweiten Abschnitt das verwendete System für die Datennahme beschrieben.

¹In Englisch: Electro-Optical Spectral Decoding

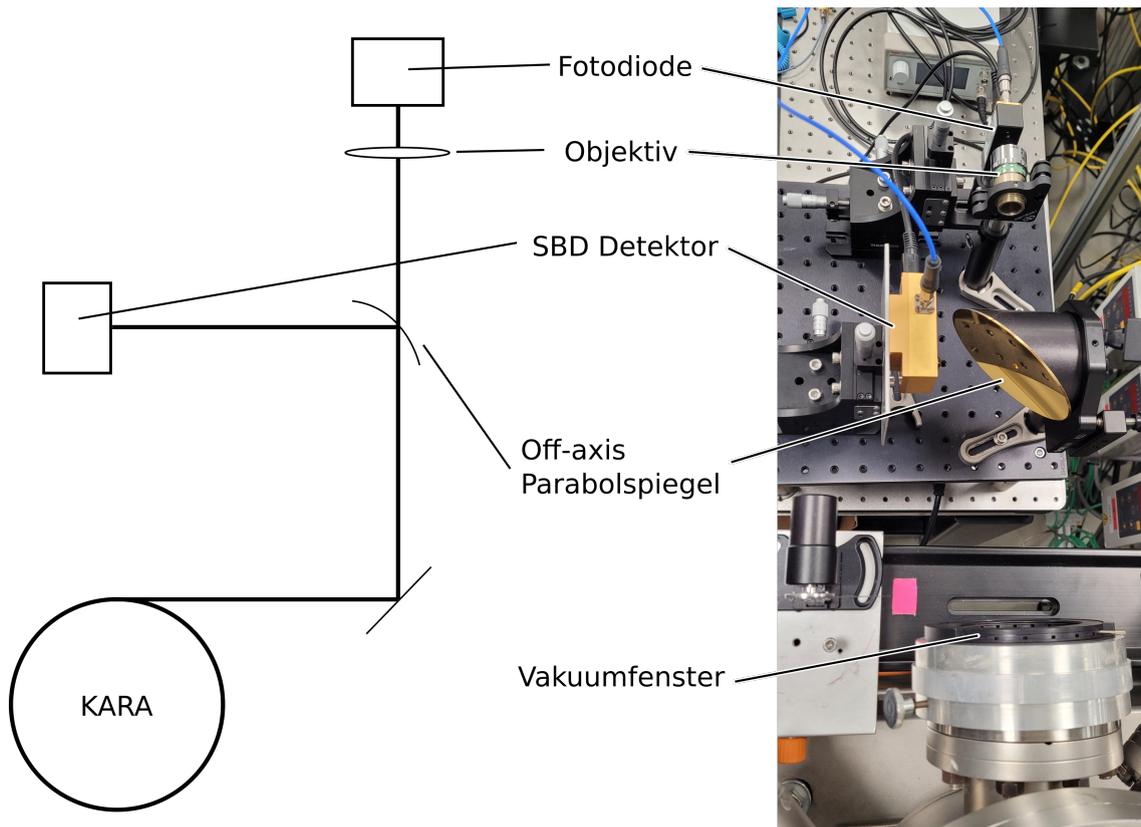


Abbildung 4.2.: Skizze und Bild des optischen Aufbaus an der Infrarot 2 Beamline. Die Skizze zeigt den optischen Aufbau an der IR2 Beamline, dabei markiert die schräge Linie den aus Planspiegeln bestehenden Aufbau um die Synchrotronstrahlung zur Beamline zu transportieren. Die gebogene Linie steht für den verwendeten Off-axis Parabolspiegel, der über eine Bohrung verfügt, durch die das sichtbare Licht zur optischen Fotodiode geleitet wird. Die THz Strahlung wird zum THz Detektor reflektiert und durch den Spiegel fokussiert.

4.2.1. Optischer Aufbau mit optischer Fotodiode und THz-Detektor

Analog zur bereits diskutierten Beamline, dem VLD-Port, gibt es an der Infrarot 2 (IR2) Beamline zahlreiche Spiegel, die die Synchrotronstrahlung im gewünschten Spektralbereich zum Labor transportieren. Diese Beamline arbeitet mit der sogenannten Kantenstrahlung, die von den Elektronen am Anfang des Ablenkmagneten emittiert wird. Genutzt wird vorwiegend die kohärente Synchrotronstrahlung im THz Bereich, sowie die inkohärente Synchrotronstrahlung im infrarot und dem sichtbaren Bereich. Die Spiegel sind insbesondere für die Infrarot- und THz Strahlung optimiert und passend beschichtet. Diese Beschichtung reflektiert nicht im gesamten sichtbaren Spektrum, daher unterscheidet sich die Farbe des sichtbaren Lichts an der IR2 Beamline im Vergleich zum Licht am VLD-Port. Der Transport der Synchrotronstrahlung bis zum Labor erfolgt im Vakuum, anschließend verlässt das Licht durch ein Fenster die Vakuumkammer.

Hinter dem Fenster wird der eigentliche Messaufbau platziert, dieser ist in Abbildung 4.2 dargestellt. Es wird eine optische Fotodiode für die Messung der Intensität des sichtbaren Anteils der Synchrotronstrahlung verwendet. Zusätzlich misst ein Schottky Barrier Diode (SBD)-Detektor die Intensität der THz Strahlung. Je nach Wellenlänge unterscheidet sich der Öffnungswinkel des Strahlungsfächers der Synchrotronstrahlung, dies führt dazu, dass der Lichtkegel des sichtbaren Lichts deutlich enger ist, als jener der THz Strahlung. Zur Aufteilung des sichtbaren Lichts und der THz Strahlung wird ein Parabolspiegel mit einer kleinen Bohrung in der Mitte verwendet. Durch das Loch mit einem Durchmesser von

etwa 1 mm gelangt ein Teil des sichtbaren Lichts zu einem Objektiv, welches das Licht auf die Fotodiode fokussiert. Da der Durchmesser des Lochs im Bereich der Wellenlänge der THz Strahlung ist, wird diese durch die Bohrung kaum beeinflusst, sondern nur durch den Parabolspiegel auf den SBD-Detektor fokussiert. Für das sichtbare Licht wirkt die Bohrung wie eine Lochblende, weshalb die Fotodiode nicht nur auf Intensitätsänderungen, sondern auch auf Positionsänderungen des Elektronenpaketes sensitiv ist. Bei einer Positionsabweichung der Elektronen, verschiebt sich der Lichtpunkt und trifft nur noch teilweise das Loch im Spiegel, dadurch ist die gemessene Intensität reduziert. Das sichtbare Licht ist Teil der inkohärenten Synchrotronstrahlung, die, wie in Abschnitt 2.4 diskutiert, nur von der Bunchladung bzw. des Stroms abhängt. Daher werden keine Schwankungen der Intensität, sondern nur eine mit dem Strahlstrom linear abnehmende Intensität erwartet.

Die Datennahme erfolgt über das KAPTURE System, das im Folgenden noch ausführlicher beschrieben wird, und ein Oszilloskop. Um ein möglichst synchrones Timing zu bekommen, wird darauf geachtet, dass die beiden optischen Pfade für sichtbares Licht und THz Strahlung gleich lang sind. Ebenfalls werden zwei gleich lange Kabel für die Auslese der beiden Detektoren verwendet. Über einen Teiler wird das Signal einmal zu KAPTURE und einmal zum Oszilloskop geleitet. Hierbei wird letzteres vorwiegend für die Justage verwendet und KAPTURE für die Datenaufnahme, es ist jedoch auch eine Datenaufnahme mit dem Oszilloskop möglich. Bei der Justage wird die Position der beiden Detektoren, sowie des Objektivs für die Fokussierung des sichtbaren Lichts so angepasst, dass beide optische Pfade etwa gleich lang bleiben und das Signal der Detektoren maximiert wird. In Abbildung 4.2 ist ein deutlicher Längenunterschied der beiden Strahlgänge zu beobachten. Vor dem Signalteiler für das Signal des THz Detektors ist bei der Messung ein Dämpfungsglied eingesetzt worden, um die Eingangsstufe von KAPTURE nicht zu übersteuern. Um die Timingänderung durch dieses zusätzliche Dämpfungsglied zu kompensieren, wurden die Längen der optischen Pfade angepasst.

4.2.2. KAPTURE

Bei dem Karlsruhe Pulse Taking Ultra-fast Readout Electronics (KAPTURE) System handelt es sich um ein am KIT entwickeltes System für die sehr schnelle Digitalisierung von Messdaten. Das System ist für die Datenaufnahme von kurzen Pulsen an KARA konzipiert und erlaubt die kontinuierliche Datennahme von einzelnen Pulsen mit sub-Millivolt Auflösung [Cas15]. Das System besitzt vier Eingangskanäle, dabei kann das Timing für jeden der Eingänge individuell angepasst werden. Dies erlaubt dadurch unterschiedliche Betriebsmodi, so kann ein Signal geteilt werden und durch unterschiedliche Timingeinstellungen die Pulsform gemessen werden [Ste19b]. Andererseits können auch mehrere unterschiedliche Detektoren parallel verwendet werden [Ste18]. Die schnelle Ausleseelektronik erlaubt die Messung von jedem einzelnen Bunch, d.h. jeder der vier Eingänge wird mit einer Frequenz von 500 MHz ausgelesen [Cas14].

Für die Experimente im Rahmen dieser Arbeit werden nur zwei der vier Eingangskanäle verwendet, einer für die Fotodiode und einer für den THz Detektor. Mit diesen beiden Detektoren wird die Intensität der ankommenden Strahlung gemessen, sowohl im sichtbaren, als auch im THz Bereich. Das Delay für die Datennahme ist so gewählt, dass während dem Intensitätsmaximum des Pulses aufgezeichnet wird. Durch die schnelle Messung ist das System nicht nur auf Variationen der Intensität sensitiv, sondern auch auf unterschiedliche Ankunftszeiten des Elektronenpaketes [Sch22].

5. Horizontale Strahldynamik bei der Injektion

Dieses Kapitel befasst sich mit der horizontalen Strahldynamik eines einzelnen Elektronenpakets unmittelbar nach der Injektion bei ausgeschalteter Beschleunigungsspannung. Im ersten Abschnitt wird der mittlere Energieverlust eines Elektrons auf einem Umlauf durch Emission von Synchrotronstrahlung berechnet. Der zweite Abschnitt thematisiert die Versuchsdurchführung, bevor im letzten Abschnitt die Messergebnisse diskutiert werden.

5.1. Erwarteter Energieverlust der Elektronen durch Abstrahlung von Synchrotronstrahlung

Ohne die beschleunigenden hochfrequenten elektromagnetischen Felder in den Hohlraumresonatoren, werden die Energieverluste der Elektronen aufgrund der Emission von Synchrotronstrahlung nicht kompensiert. Folglich nimmt die Elektronenenergie kontinuierlich ab, bis zum Strahlverlust. Die mittlere Strahlungsleistung eines Elektrons im Ablenkmagneten kann mit der folgenden Formel ermittelt werden:

$$P_S = \frac{e^2 c}{6\pi\epsilon_0} \frac{1}{(m_0 c^2)^4} \frac{E^4}{R^2} \quad [\text{Wil96, Hin08}]. \quad (5.1)$$

Dabei bezeichnet e die Elementarladung, c die Vakuumlichtgeschwindigkeit, ϵ_0 die Vakuumpermittivität, m_0 die Ruhemasse des Elektrons, E die Elektronenenergie und R den Ablenkradius. Um aus der Strahlungsleistung den Energieverlust pro Umlauf zu erhalten, wird über die Zeit integriert:

$$\Delta E = \oint P_S dt = P_S \cdot t_b = P_S \frac{2\pi R}{c} \quad [\text{Wil96}]. \quad (5.2)$$

Für die Berechnung des Energieverlusts ist nur die Zeit, die die Elektronen im Ablenkmagneten verbringen relevant. Diese Zeit ist in der Formel mit t_b bezeichnet und später durch den Ablenkradius ausgedrückt worden. Aus der Kombination von Gleichung 5.1 und Gleichung 5.2 ergibt sich folgender Ausdruck für den mittleren Energieverlust eines Elektrons pro Umlauf:

$$\Delta E = \frac{e^2}{3\epsilon_0 R} \frac{E^4}{(m_0 c^2)^4} \quad [\text{Wil96}]. \quad (5.3)$$

Zur Berechnung werden neben den Naturkonstanten, die Betriebsparameter des Beschleunigers benötigt, die in Tabelle 3.1 angegeben sind. Damit ergibt sich bei Injektionsenergie ein mittlerer Energieverlust von 994,6 eV pro Umlauf aufgrund der Emission von Synchrotronstrahlung. Diese Berechnung erfasst nur den Energieverlust aufgrund der Emission von Synchrotronstrahlung in den Dipolmagneten. Zusätzliche Quellen für Synchrotronstrahlung sind die Magnete höherer Ordnung, die Quadrupole und Sextupole, die ebenfalls Elektronen ablenken und somit Synchrotronstrahlung erzeugen. Zur genaueren Bestimmung des

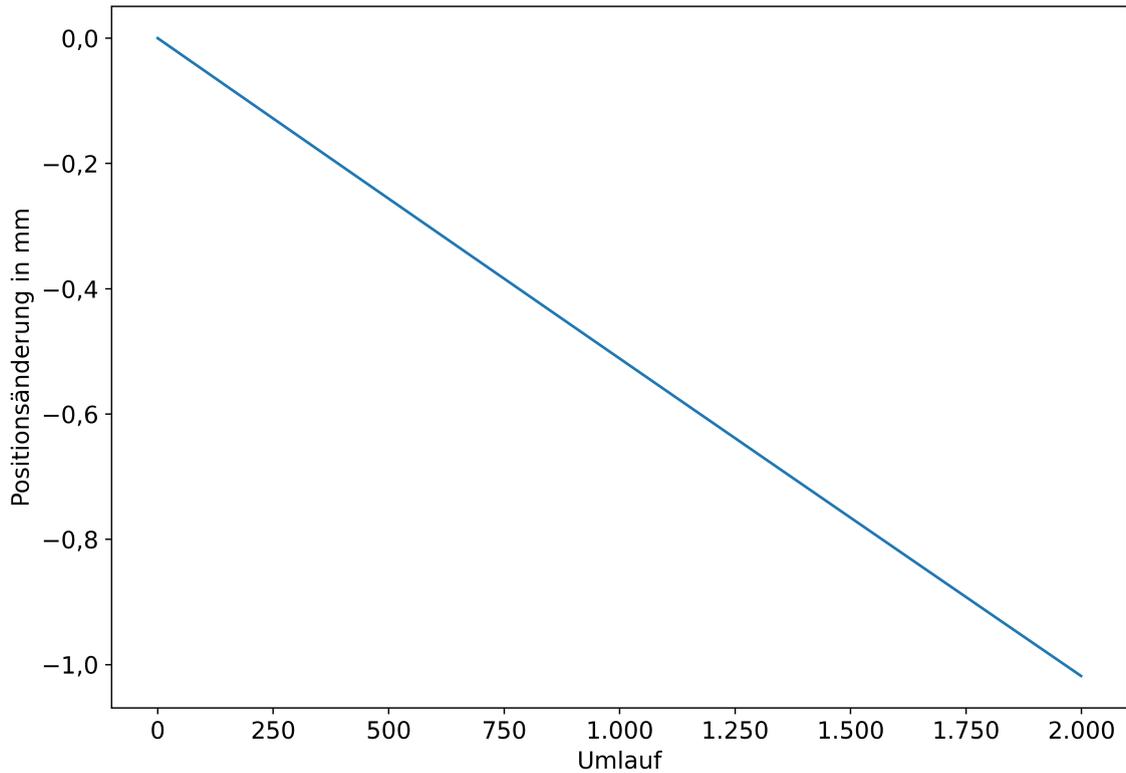


Abbildung 5.1.: Simulierte Position des Elektronenpakets für die ersten Umläufe nach der Injektion. Mittels Ocelot ist die erwartete, transversale Positionsänderung im Bereich des Quellpunktes der Synchrotronstrahlung, die den VLD Port erreicht, aufgrund des Energieverlusts der Teilchen berechnet.

Energieverlusts können Simulationsprogramme, die die Magneto-optik simulieren, verwendet werden. Hier wird das Programm Ocelot verwendet, das für den mittleren Energieverlust pro Elektron und Umlauf 1027,6 eV berechnet [Oce22]. Der simulierte mittlere Energieverlust ist um 33 eV höher, als der näherungsweise Berechnete und auf die Ablenkung in den Dipolfeldern der Quadru- und Sextupolmagnete zurückzuführen.

Es lässt sich mittels Ocelot für jeden Umlauf der Energieverlust durch die Abstrahlung der Synchrotronstrahlung berechnen und damit die Elektronenenergie. Diese nimmt ohne die beschleunigende Hochfrequenz kontinuierlich ab. In dispersiven Regionen, in denen ein Zusammenhang zwischen der Position und der Teilchenenergie besteht, führt das gemäß dem folgenden Zusammenhang zu einer Positionsänderung:

$$\Delta x = D_x \cdot \frac{\Delta p}{p} \quad [\text{Wie15}]. \quad (5.4)$$

Hier bezeichnet Δx die Positionsänderung, D_x die horizontale Dispersion und $\frac{\Delta p}{p}$ die relative Impulsabweichung. Die so ermittelte Positionsänderung ist in Abbildung 5.1 dargestellt. Es ergibt sich ein annähernd linearer Zusammenhang zwischen der Impulsabweichung und der Positionsänderung. Die Simulation berücksichtigt die Korrekturmagnete und die Kickermagnete, die zur Injektion verwendet werden, nicht. Dies ist eine mögliche Ursache für Unterschiede zwischen der simulierten und der gemessenen horizontalen Position. Ein weiterer Unterschied betrifft die Injektion, die nicht exakt auf der Sollbahn, sondern versetzt zu dieser erfolgt. Die Simulation geht für den Start von Teilchen auf der Sollbahn aus. Dies ist ein weiterer relevanter Unterschied zwischen Simulation und Messung.

5.2. Durchführung der Messung

Ziel dieser Messung ist die Untersuchung der horizontalen Strahldynamik eines einzelnen, gerade injizierten Elektronenpaketes auf den ersten Umläufen im Speicherring. Dazu sind zwei Punkte wichtig, erstens muss ein einzelnes Elektronenpaket injiziert werden, zweitens muss das Elektronenpaket bis zur nächsten Injektion eine Sekunde später verloren gehen. Der erste Punkt wird durch die Verwendung des Feedbacksystems im Boostersynchrotron erreicht, hierbei werden die übrigen Bunche angeregt und in instabile Zustände gebracht, mit dem Ziel diese zu verlieren, es bleibt ein einzelner Bunch übrig, der in den Speicherring injiziert wird. Für den zweiten Punkt wird die Beschleunigungsspannung ausgeschaltet, dadurch wird der Energieverlust der Elektronen durch die Emission von Synchrotronstrahlung nicht kompensiert. Die Elektronenenergie nimmt folglich von Umlauf zu Umlauf ab und unterhalb eines bestimmten Schwellenwertes, der von der Energieakzeptanz der Magnetoptik abhängt, geht das Elektronenpaket verloren. Der mittlere Energieverlust eines Elektrons auf einer Runde im Speicherring wird im vorangegangenen Abschnitt berechnet.

Mit der in Abschnitt 4.1.2 beschriebenen Zeilenkamera wird das horizontale Bunchprofil bei jedem Umlauf gemessen. Zum Starten der Messung wird das Triggersignal des Injektionstriggers verwendet, mit einem zusätzlichen Delay von etwa 870 ms, dadurch startet die Messung etwa 10 ms vor der Injektion. Dieser Teil der Messung wird für die Untergrundmessung und die im Rahmen der Datenauswertung folgende Untergrundsubtraktion verwendet.

5.3. Messung der Position und Größe des Elektronenbunches

Mit der Zeilenkamera KALYPSO wird bei jedem Umlauf das horizontale Strahlprofil gemessen. Die Messung startet dabei etwa 10 ms vor der Injektion, bei der Umlauffrequenz von 2,7 MHz werden etwa 27000 Umläufe vor der Injektion gemessen. In dieser Zeit befindet sich kein Elektronenpaket im Speicherring, es handelt sich somit um eine Untergrundmessung. Anschließend wird ein Elektronenpaket injiziert, das permanent Energie verliert und wie in Abbildung 5.5 zu sehen ist, nach etwa 1500 Umläufen verloren geht. Das Signal fällt auf den Untergrundwert zurück. Wegen der geringen Ladung ist das Signal nur schwach und die Fluktuationen der injizierten Bunchladung von Messung zu Messung fallen deshalb deutlich ins Gewicht. Daher wird ein gleitender Mittelwert über 101 Umläufe, sowohl für die Untergrund-, als auch für die Signalregion berechnet. Für den gleitenden Mittelwert wird ein symmetrisches Intervall um den betreffenden Umlauf gewählt, mit 50 Umläufen vor und 50 Umläufen nach dem betrachteten Umlauf. Für die Untergrundreduktion wird über die 27000 gemittelten Umläufe in der Untergrundregion gemittelt und die Standardabweichung berechnet. In Abbildung 5.2 ist der Untergrund von den einzelnen Sensorstreifen inklusive der Standardabweichung in Orange eingezeichnet. Diese exemplarisch ausgewählte Messung wird auch für die kommenden Abbildungen verwendet. Zusätzlich ist als blaue Kurve ein gemittelter Umlauf in der Signalregion eingezeichnet, dafür wird mit dem beschriebenen gleitenden Mittelwert die Rohdaten gemittelt. Gerade in der Mitte des Sensors ist eine Abweichung der Messwerte innerhalb der Signalregion im Vergleich zum Untergrund zu erkennen.

Im nächsten Schritt wird der Untergrund subtrahiert und die Differenz zwischen den Messwerten und dem gemittelten Untergrund betrachtet. Dargestellt ist dies in Abbildung 5.3, dabei sind die Messwerte in der Signalregion als Punkte mit Fehlerbalken dargestellt. Für die Fehlerbalken wird eine statistische Unsicherheit von \sqrt{N} auf die Anzahl der Counts angenommen. Es wird sich an der statistischen Unsicherheit von Zählexperimenten orientiert, die einer Poisson-Verteilung folgen und deren Unsicherheit mit \sqrt{N} abgeschätzt wird. Zusätzlich wird eine Beeinflussung durch die benachbarten Sensorstreifen berücksichtigt. Dafür werden die nächsten und übernächsten Sensorstreifen betrachtet und die

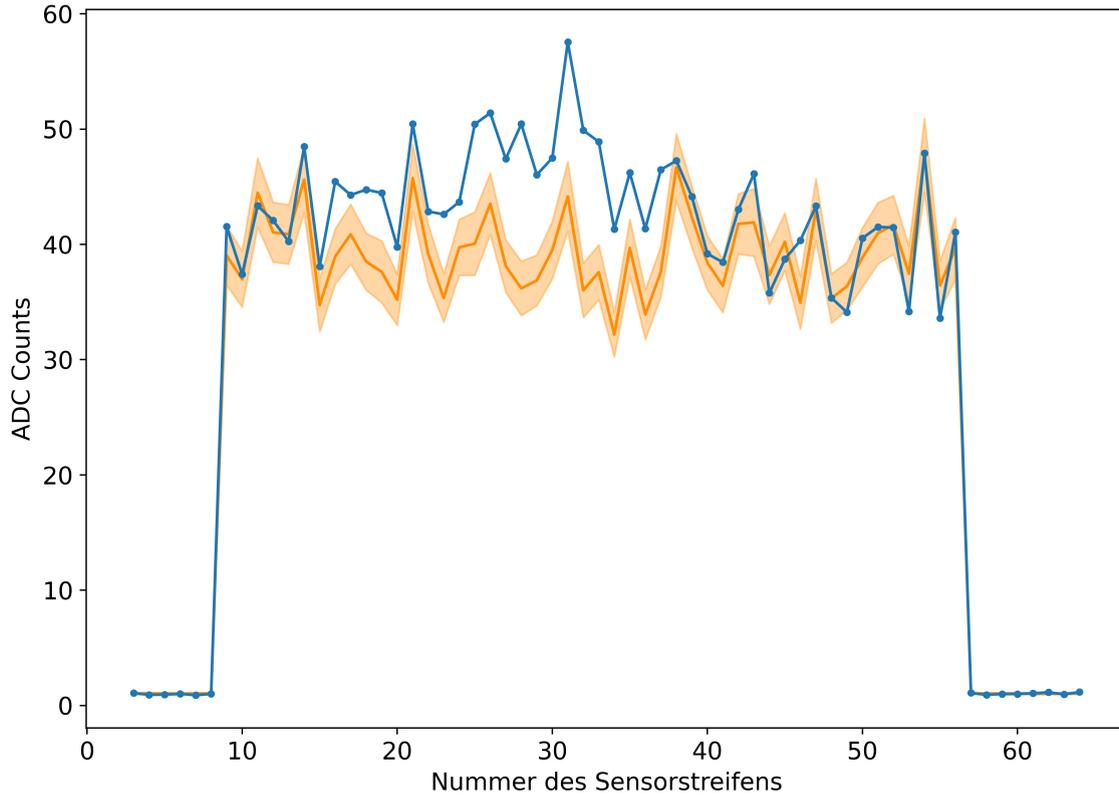


Abbildung 5.2.: Gemittelte Rohdaten für Untergrund und Signal. Auf der y-Achse ist das gemessene Detektorsignal aufgetragen, auf der x-Achse die Sensorstreifen. Zur Reduktion der Untergrundfluktuationen wird ein gleitender Mittelwert über 101 Umläufe verwendet. In Orange ist der Mittelwert der Mittelwerte der ersten 27000 Umläufe dargestellt, als Farbband ist das ein Sigma-Intervall dargestellt. Die blaue Kurve ist der Mittelwert der Rohdaten über 101 Umläufe dargestellt, dabei beinhalten die Rohdaten sowohl das Signal, als auch den Untergrund.

Standardabweichung von den Messwerten dieser fünf Sensorstreifen als weiteren Beitrag zur Unsicherheit genommen. Dies liefert die Unsicherheit auf die Messergebnisse für einen Sensorstreifen für einen Umlauf. Wegen des geringen Signales wird bei diesen Messungen über mehrere Umläufe gemittelt, deshalb wird ein fehlergewichteter Mittelwert verwendet und die zugehörige Unsicherheit ermittelt. Für die Berechnung des fehlergewichteten Mittelwertes wird die folgende Formel verwendet:

$$\hat{x} = \frac{\sum_{i=1}^N w_i x_i}{\sum_{i=1}^N w_i} \quad [\text{Lis16, Wal19}]. \quad (5.5)$$

Hier bezeichnet x_i den einzelnen Messwert, w_i ist der Gewichtungsfaktor, der proportional zum inversen Fehlerquadrat ist und wie folgt berechnet wird [Boh20]:

$$w_i = \frac{1}{\sigma_i^2} \quad [\text{Lis16}]. \quad (5.6)$$

Dabei ist σ_i die Unsicherheit auf die Einzelmessung. Neben dem gewichteten Mittelwert soll auch die Unsicherheit auf diesen Wert bestimmt werden, dafür wird die folgende Gleichung verwendet:

$$\sigma_{\hat{x}} = \sigma = \frac{1}{\sqrt{\sum_{i=1}^N w_i}} \quad [\text{Lis23}]. \quad (5.7)$$

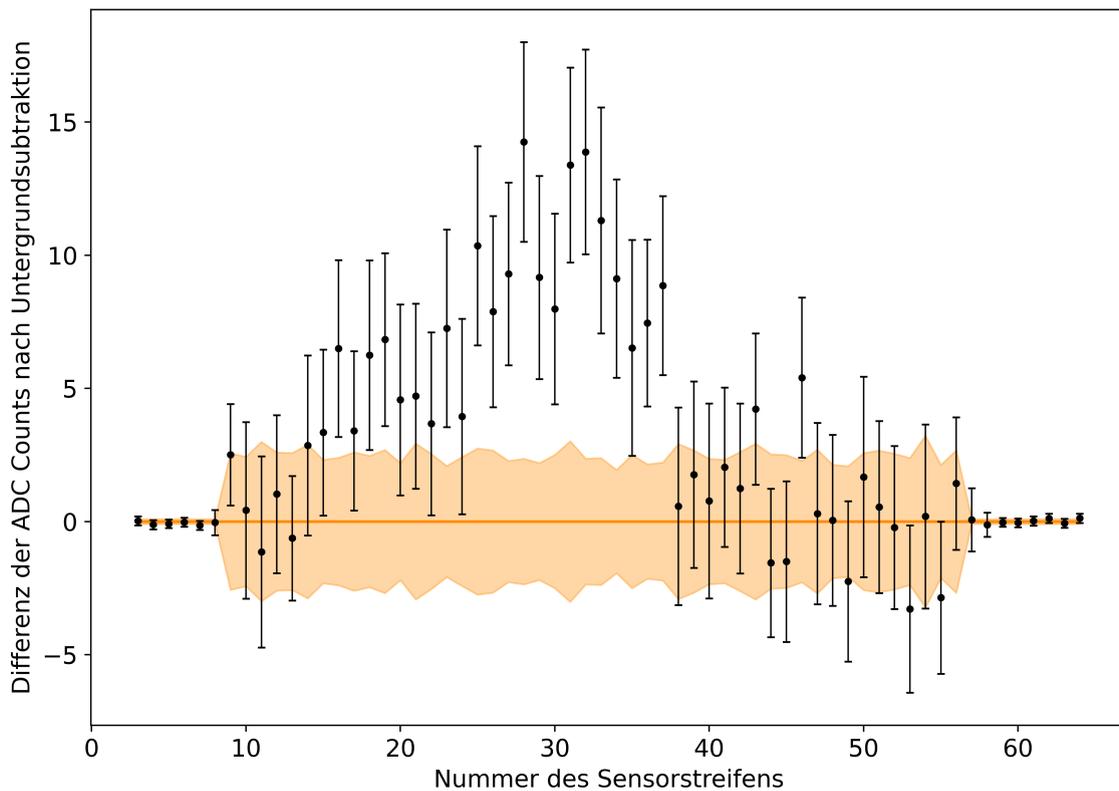


Abbildung 5.3.: Signal über Untergrund nach Untergrundsubtraktion. Dargestellt ist das Signal mit Fehlerbalken nach der Untergrundsubtraktion. Für die Fehlerbalken werden der statistische Fehler und eine Beeinflussung der benachbarten Pixel bei der Einzelmessung berücksichtigt. Anschließend wird über 101 Einzelmessungen gemittelt und der fehlergewichtete Mittelwert, sowie die Unsicherheit auf den Mittelwert verwendet und dargestellt. Zusätzlich ist das ein Sigma Intervall des Untergrundes als oranges Band dargestellt.

Dieses Vorgehen liefert über den gewichteten Mittelwert die Werte und über die Unsicherheit auf den gewichteten Mittelwert die Fehlerbalken, die in Abbildung 5.3 dargestellt sind.

Wie in Abbildung 5.3 ist im mittleren Bereich ein deutlicher Überschuss zu erkennen. An die Daten wird im nächsten Schritt eine Normalverteilung der Form

$$f(x) = \frac{a}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp\left(-\frac{(x - \mu)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (5.8)$$

angepasst. Dargestellt ist dies in Abbildung 5.4, die Datenpunkte sind dieselben wie in Abbildung 5.3, nur als blaue Kurve ist zusätzlich die angepasste Normalverteilung eingefügt. Der Skalierungsfaktor a ist notwendig, da die Daten nicht normiert sind. Für die weitere Auswertung sind der Mittelwert μ , sowie die Standardabweichung σ der Verteilung relevant. Der Mittelwert ist sensitiv auf Bewegungen des Elektronenpaketes, somit lassen sich Aussagen zur Position und Positionsänderungen treffen. Die Standardabweichung der Verteilung hängt mit der Breite der Lichtverteilung auf dem Sensor und der horizontalen Größe des Elektronenpaketes zusammen.

Zur Beurteilung der Güte der Funktionsanpassung an die Messwerte wird der Chi-Quadratwert berechnet. Der Chi-Quadratwert ist von der Funktionsanpassung abhängig und variiert folglich von Umlauf zu Umlauf, als zwischen den einzelnen Messungen. Für die Funktionsanpassung in Abbildung 5.4 ergibt sich $\chi^2 = 24,043$. Für die 44 Freiheitsgrade beträgt der Wert für Chi-Quadrat pro Freiheitsgrad $\chi^2/df = 0,546$. Hierbei handelt es sich um

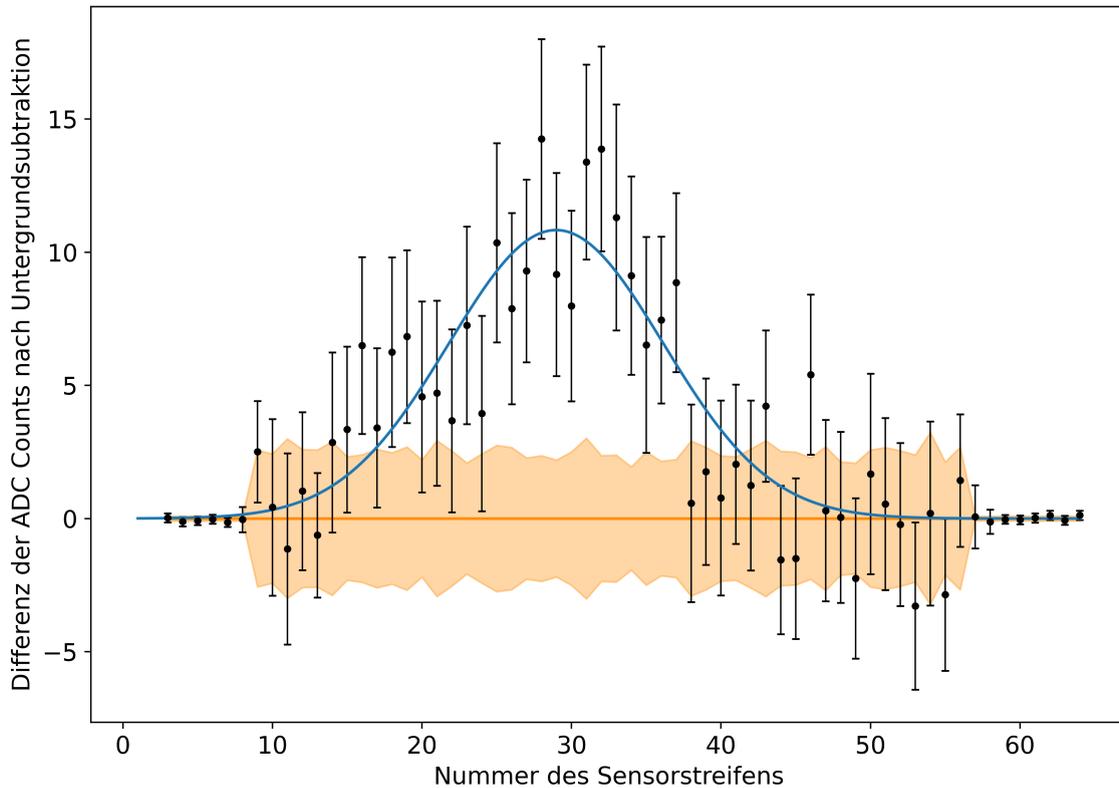


Abbildung 5.4.: Signal mit gefitteter Normalverteilung über Untergrund nach Untergrundsubtraktion. Dargestellt ist das Signal mit Fehlerbalken nach der Untergrundsubtraktion. Für die Fehlerbalken werden der statistische Fehler und eine Beeinflussung der benachbarten Pixel bei der Einzelmessung berücksichtigt. Anschließend wird über 101 Einzelmessungen gemittelt und der fehlergewichtete Mittelwert, sowie die Unsicherheit auf den Mittelwert verwendet und dargestellt. An diese Daten wird eine Normalverteilung angepasst und ist als blaue Kurve dargestellt. Für den Fit ergibt sich ein Wert für χ^2 pro Freiheitsgrad von 0,546. Zusätzlich ist das ein Sigma Intervall des Untergrundes als oranges Band eingezeichnet.

ein repräsentatives Beispiel, für andere Messungen oder andere Umläufe ergeben sich ähnliche Werte. Bei einer idealen Funktionsanpassung sollte der Wert für Chi-Quadrat pro Freiheitsgrad eins betragen. Abweichungen nach oben sprechen entweder für eine schlecht passende Fitfunktion oder für unterschätzte Unsicherheiten bei den Messwerten. Werte deutlich kleiner als eins sprechen für eine Überschätzung der Unsicherheiten. Bei den Unsicherheiten der Messwerte sind ein Teil der Unsicherheiten korreliert, dies führt dazu, dass die Unsicherheit tendenziell überschätzt wird. Somit kann auch in Hinblick auf den geringen Chi-Quadratwert davon ausgegangen werden, dass die Fehler überschätzt werden und das tatsächliche Signal signifikanter ist, als aus der Abbildung 5.4 hervorgeht.

Um das Signal im zeitlichen Verlauf zu betrachten, wird ebenfalls die beschriebene Untergrundsubtraktion verwendet, jedoch wird anstelle der angepassten Normalverteilung ein Mittelwert über das mit den mittleren Sensorstreifen gemessene Signal verwendet. Zum einen funktioniert die Anpassung an die Werte bei kleinen oder keinem Signal nicht zuverlässig. So wird die Normalverteilung teilweise an einzelne Ausreißer des Untergrundes angepasst, die offensichtlich kein Signal darstellen. Daher wird auf die Mittelung zurückgegriffen, da ein Intervall von einigen hundert Runden vor der Injektion des Elektronenpakets bis einigen hundert Runden nach dessen Verlust betrachtet werden. Das Signal im zeitlichen Verlauf, bzw. für den jeweiligen Umlauf ist in Abbildung 5.5 dargestellt. Der Ausschnitt zeigt jeweils 6000 Umläufe, die Injektion erfolgt bei Runde 2000, dies ist in der Abbildung

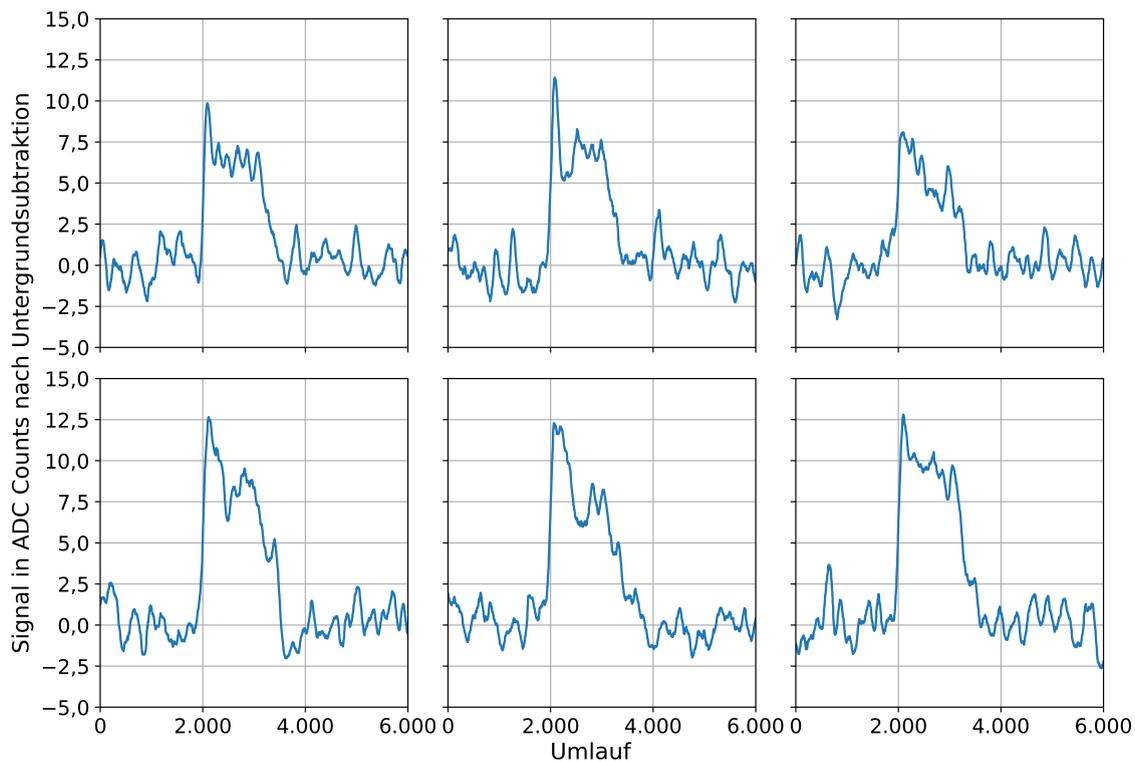


Abbildung 5.5.: Signal nach Untergrundsubtraktion im zeitlichen Verlauf.

Dargestellt ist der Verlauf des Signals über die Umläufe nach der Untergrundsubtraktion für sechs unabhängige Einzelmessungen. Hierfür wird über die Sensorstreifen im Bereich des Maximums gemittelt und dieses Signal über die Umläufe dargestellt. Auch hier wird ein gleitender Mittelwert über 50 Umläufe verwendet. Deutlich sichtbar ist der signifikante Anstieg bei Umlauf 2000, das dem Zeitpunkt der Injektion entspricht. Etwa 1500 Umläufe später ist eine deutliche Abnahme zu erkennen, dies entspricht dem Zeitpunkt des Verlusts des Elektronenpaketes.

deutlich an dem schnellen, starken Anstieg des Signals zu erkennen. Aufgrund des erwähnten, gleitenden Mittelwerts wird der Anstieg abgeflacht und zeitlich verlängert. Durch die Begrenzung der Mittelung auf die mittleren Sensorstreifen, ist diese Auswertung auf horizontale Positionsänderungen des Elektronenbunches sensitiv. Dies zeigt sich bei stärkeren horizontalen Oszillationen als Oszillationen in dieser Abbildung. Etwa 1500 Umläufe nach der Injektion geht der Elektronenbunch verloren. Durch die fehlenden beschleunigenden elektromagnetischen Felder nimmt die Elektronenenergie von Umlauf zu Umlauf ab, bis die Elektronen in einem Bereich mit geringerer Energie- bzw. Impulsakzeptanz mit der Strahlrohrwand kollidieren und dadurch verloren gehen. Der erwartete Energieverlust wird in Abschnitt 5.1 berechnet.

Die Ergebnisse der Anpassung der Normalverteilung an die Messwerte sind für die Betrachtung von Größe und Position des Elektronenpaketes relevant. Im Folgenden werden sechs unabhängige Einzelmessungen betrachtet, bei denen sich das Signal am deutlichsten vom Untergrund abhebt. Es ist bekannt, dass die Ladung der injizierten Elektronenpakete von Injektionsschuss zu Injektionsschuss variiert und aufgrund des geringen Signals, ist es zielführend für die Analyse die Injektionen mit der höchsten Bunchladung zu verwenden. Dargestellt sind diese Größen in den Abbildung 5.6 und Abbildung 5.7. Für die Position wird der aus dem Fit der Normalverteilung ermittelte Mittelwert verwendet und im zeitlichen Verlauf über die Nummer der Umläufe aufgetragen. Die Abbildung zeigt das Intervall von der Injektion bis etwa zum Verlust des Elektronenpaketes. Aufgrund des Verlusts von Elektronen nimmt die Signalthöhe, wie in Abbildung 5.5 zu sehen ist, zum Ende

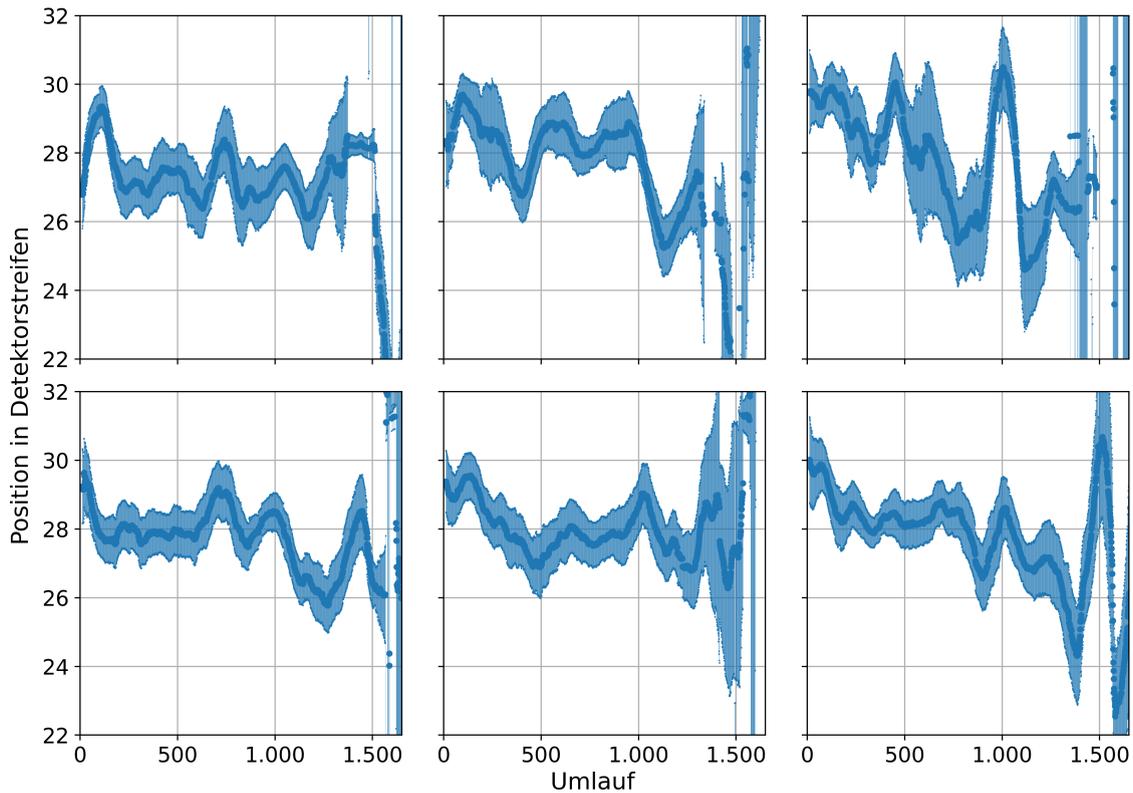


Abbildung 5.6.: Bunch Position im zeitlichen Verlauf. Dargestellt ist die Position des Maximums der an das Signal angepassten Normalverteilung im zeitlichen Verlauf über die Umläufe für sechs unabhängige Einzelmessungen. Bei den Messungen handelt es sich um die Messdaten von den sechs Messungen, die in Abbildung 5.5 abgebildet sind. Aufgrund der mit der Zeit abnehmenden Bunchladung und dem kompletten Strahlverlust nach etwa 1500 Umläufen, sind die Messungen am Ende mit höherer Unsicherheit behaftet.

der Messung ab. Dies reduziert die Zuverlässigkeit des Fits, daher sollte die Aussagekraft der Messungen im Bereich des Strahlverlusts nicht überschätzt werden.

Im Dipolmagnet mit seinem vertikalen Magnetfeld werden die Elektronen in der horizontalen Ebene abgelenkt. Der Ablenkradius ist energieabhängig und nimmt mit abnehmender Elektronenenergie ab. Dies sollte sich im Beschleuniger in einer engeren Umlaufbahn widerspiegeln und mit KALYPSO sollte eine Veränderung der Position zu beobachten sein. Diese Vereinfachung ist offensichtlich nicht ausreichend, um die Beobachtungen in Abbildung 5.6 zu erklären. Ein weiterer wesentlicher Aspekt sind die Quadrupolmagnete und Sextupolmagnete. Diese Magnete haben in der Mitte, also auf der Sollbahn ein verschwindendes Magnetfeld, im übrigen Bereich existieren Dipolfelder, deren Stärke nach außen zunimmt. Die gequantelte Abstrahlung von Photonen bei der Ablenkung der Elektronen in Form von Synchrotronstrahlung führt zu einer abnehmenden Teilchenenergie. Folglich wird die Ablenkung durch die Dipolmagneten stärker und die Krümmung der Elektronenbahn ist damit größer als die der Sollbahn. Die Elektronen passieren damit nicht den feldfreien, mittleren Bereich der Magnete mit höheren Ordnungen und erfahren in den Dipolfeldern dieser Magnete weitere Ablenkungen. Diese Ablenkungen können auch die transversalen Betatronoszillationen anregen und die Amplitude dieser Schwingung vergrößern. Diese Aspekte können zum einen erklären, warum die Position sich nicht kontinuierlich in eine Richtung verschiebt und zum anderen eine Quelle für die beobachteten transversalen Oszillationen sein.

Neben dem Erwartungswert der Normalverteilung, der Informationen zur Position liefert,

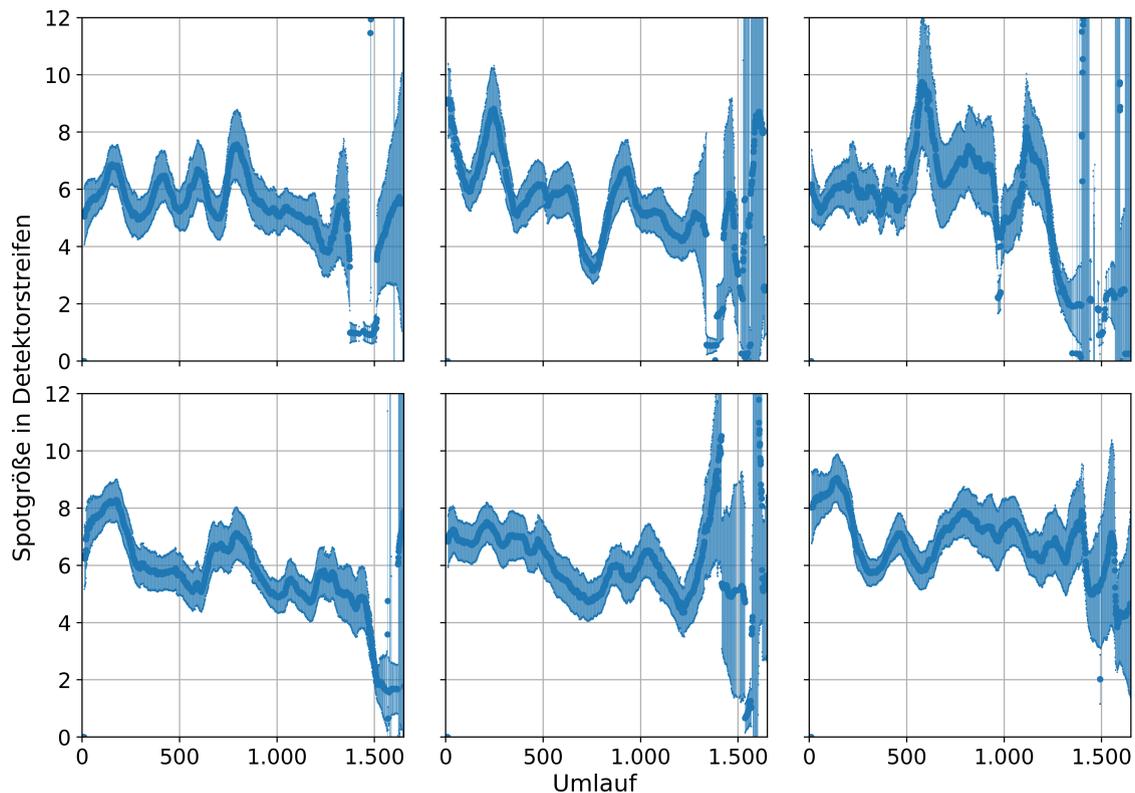


Abbildung 5.7.: Bunchgröße im zeitlichen Verlauf. Dargestellt ist die Standardabweichung des an das Signal angepassten Normalverteilung im zeitlichen Verlauf über die Umläufe für sechs unabhängige Messungen. Hier handelt es sich ebenfalls um die sechs Messungen, die in Abbildung 5.5 und Abbildung 5.6 abgebildet sind. Aufgrund der mit der Zeit abnehmenden Bunchladung und dem kompletten Strahlverlust nach etwa 1500 Umläufen, sind die Messungen am Ende mit höherer Unsicherheit behaftet.

kann zusätzlich die Standardabweichung als Maß für die horizontale Größe des Elektronenpakets genutzt werden. Die horizontale Bunchgröße im zeitlichen Verlauf ist in Abbildung 5.7 dargestellt. Prinzipiell wäre mit abnehmendem Strom und damit abnehmender Anzahl Elektronen im Bunch eine abnehmende Bunchgröße zu erwarten. Die Messung wird in einer dispersiven Region im Beschleuniger durchgeführt, damit ist die Messung auch auf den Energy Spread, also die Energieverteilung im Elektronenpaket sensitiv. Darüber hinaus ändert sich durch Positionsänderungen die Magnetfelder, die die Elektronen auf ihrem Umlauf erfahren. Dies hat ebenfalls Auswirkungen auf die Bunchgröße. Durch Oszillationen, wie den Betatronoszillationen, kann die Bunchgröße fluktuieren. Insbesondere bei Resonanzen kann es zu einer Zunahme der Bunchgröße kommen. Tendenziell nimmt die horizontale Bunchgröße im Laufe der Messung ab, dies ist aber nicht bei allen der dargestellten Messungen zu beobachten.

Für zukünftige Messungen wäre eine Verbesserung, insbesondere bei der Injektionseffizienz und den Vorbeschleunigern möglich. Das Optimierungspotential betrifft die gesamte Vorbeschleunigerkette von der thermionischen Elektronenquelle über das Mikrotron und das Boostersynchrotron, bis zur Injektionslinie in den Speicherring. Hierbei hat das Mikrotron das größte Potential zur Steigerung der Bunchladung. Zusätzlich können kleinere Anpassungen der Magnetströme und der beschleunigenden Hochfrequenz beim Speicherring vorgenommen werden, um die Injektionseffizienz zu erhöhen. Mit diesen Verbesserungen wäre eine Erhöhung der Bunchladung um bis zu einem Faktor fünf realisierbar. Um den gleichen Faktor nimmt auch die Intensität der emittierten, inkohärenten Synchrotronstrahlung und dem damit verbundenen, mit KALYPSO gemessenen Signal zu.

Die hohe Sensitivität des KALYPSO Prototyps erlaubt die Messung von sehr geringen Bunchladungen, die diese Messung erst ermöglicht hat. Zum ersten Mal war die zeitaufgelöste Messung der horizontalen Strahlgröße eines einzelnen, gerade injizierten Elektronenpakets möglich. Dabei treten deutliche Fluktuationen der injizierten Ladung zwischen den einzelnen Injektionen auf. Dies deckt sich mit anderen Beobachtungen, wie zum Beispiel bei der Injektionseffizienz. Dabei bestehen offensichtlich nicht nur Unterschiede in der Bunchladung, die von den Vorbeschleunigern kommt, sondern auch in den Strahlparametern, die nach der Injektion zu unterschiedlichen Bahnen im Speicherring führen. Diese Phänomene sind noch unverstanden und erfordern weitere Forschung. Die verwendete Diagnostik bietet dafür gute Daten und kann für weitere Optimierungen und Untersuchung der Nichtgleichgewichtszustände bei der Injektion verwendet werden.

6. Horizontale Strahldynamik bei der Energierampe

In diesem Kapitel wird die horizontale Strahldynamik auf der Energierampe thematisiert, dafür wird die Energierampe in beide Richtungen durchgefahren. Im ersten Abschnitt wird die Durchführung der Messung erläutert, im zweiten Teil werden die Messergebnisse präsentiert.

6.1. Durchführung der Messung

Bei diesen Messungen werden drei unterschiedliche Parameter gemessen, die horizontale Bunchgröße mit KALYPSO, die horizontale und vertikale Strahlgröße mit einem Synchrotron Light Monitor, sowie die Betatronresonanzen. Für die Messung mit KALYPSO wird ein Singlebunch verwendet, der Strahlstrom beträgt für diese Messung etwa 0,9 mA. Für die übrigen beiden Messungen ist dieser geringe Strahlstrom nicht ausreichend, daher wird anschließend die Rampe ein weiteres Mal durchgefahren, beim zweiten Mal im Multibunchbetrieb mit einem Strahlstrom von etwa 60 mA. Die Quellpunkte der Synchrotronstrahlung, die von den beiden Messsystemen verwendet werden, befinden sich jeweils an 5° Ports des zweiten Ablenkmagneten eines Double Bend Achromaten (DBA). Dies ist für KALYPSO der vierte Ablenkmagnet im Sektor und für den Synchrotron Light Monitor der zweite Ablenkmagnet im Sektor. Dadurch sind die optischen Funktionen an beiden Positionen sehr ähnlich, dass die Vergleichbarkeit der Messergebnisse von den beiden Detektorsystemen gewährleistet. Daher wird in diesem Kapitel auf die sonst übliche Normierung über die Betafunktion verzichtet. In Abschnitt B sind die Abbildungen mit der mittels Betafunktion normierten Strahlgrößen zu finden.

Für die Singlebunch Messung mit KALYPSO wird ein Train, bestehend aus etwa 35 Elektronenpaketen in den Speicherring injiziert, anschließend werden mit dem BBB-Feedbacksystem alle, bis auf einen Bunch entfernt. Nach dem Abschalten der Vorbeschleuniger und der Kickermagneten, kann das Triggersignal des Injektionstriggers zum Starten der KALYPSO Messung verwendet werden. Während der laufenden Messung wird die Energie von der Injektionsenergie von 0,5 GeV auf die Maximalenergie von 2,5 GeV erhöht, nach wenigen Minuten bei der Maximalenergie wird die Elektronenenergie wieder auf die Injektionsenergie reduziert.

Der Strahlstrom bzw. die Intensität der Synchrotronstrahlung sind für die anderen beiden Messungen nicht ausreichend. Weder die Tunemessung der Betatronoszillationen noch die Messung der Strahlgröße mit dem Synchrotron Light Monitor sind bei Singlebunchbetrieb möglich. Daher wird erneut in den Speicherring injiziert, dieses Mal im Multibunchbetrieb bis zu einem Strahlstrom von etwa 60 mA. Auch hier wird die Energie, beginnend bei der Injektionsenergie auf die Maximalenergie erhöht und nach kurzer Zeit bei der Maximalenergie wieder reduziert.

Für das Durchfahren der Rampe ist ein sogenanntes Ramping Table hinterlegt, dieses umfasst die Setzwerte für die Magnetströme. Angegeben ist das verwendete Ramping Table in Abschnitt C. Bei den beiden beschriebenen Durchläufen, die für diese Messung notwendig sind, werden dieselben Einstellungen verwendet. Ebenfalls wird das gleiche Ramping Table für die Reduktion der Energie verwendet, nur dieses Mal rückwärts durchlaufen. Knapp oberhalb der Injektionsenergie beim Downramping wird der Strahl instabil und es kommt zu einem teilweisen Strahlverlust, ursächlich dafür sind die Hystereseeffekte der Magnete. Durch die Hysterese der Magnete ist das Magnetfeld in einem Elektromagneten mit Eisenkern nicht nur vom Strom abhängig, der durch die Spule fließt, sondern auch von der vorherigen Magnetisierung des Eisens. Damit ist die Stärke des Magneten von der Magnetfeldstärke von einem früheren Zeitpunkt abhängig. Folglich unterscheidet sich das Magnetfeld des Magneten beim Hinauf- und Hinabfahren der Rampe bei gleichen Spulenströmen. Bei dieser Messung führt dies zu unterschiedlichen Magnetfeldstärken beim Erhöhen, bzw. der Reduktion der Elektronenenergie und folglich zu unterschiedlichen magnetischen Optiken. Diese wirken sich auf verschiedene Parameter aus, unter anderem der horizontalen und vertikalen Strahlgröße und dem Tune der Betatronoszillationen. Um die gleichen Magnetfeldstärken wieder zu erreichen, müssten die Setzwerte für die Magnetströme angepasst werden und sich für die Energierampe zum Erhöhen der Energie und der Rampe für die umgekehrte Richtung unterscheiden. Diese Anpassungen sind notwendig, um nach dem Erhöhen und der anschließenden Reduktion der Elektronenenergie wieder die Injektionsenergie zu erreichen und eine weitere Injektion zum bestehenden Strahl zu ermöglichen. Diese Anpassungen sind noch nicht realisiert, daher wurde die gleichen Setzwerte für die Energierampen verwendet. Dieser Versuch zeigt, dass der Aufbau für die Positions- und Bunchgrößenmessung geeignet ist und grundsätzlich für die zukünftige Optimierung der Ramping Tables verwendet werden kann.

6.2. Messung der Position und der Größe des Elektronenbunches

Wie im vorherigen Abschnitt beschrieben, wird mit KALYPSO das horizontale Profil eines einzelnen Bunches bei jedem Umlauf gemessen und nach einer Untergrundsubtraktion durch Anpassen einer Normalverteilung die Position und die horizontale Größe ermittelt. Das Vorgehen für die Untergrundsubtraktion wird im folgenden Kapitel in Abschnitt 7.1 genauer erläutert. Über den Fit lässt sich die horizontale Position und Größe für jeden Umlauf ermitteln, anschließend wird über 100 000 Umläufe das arithmetische Mittel gebildet und zusätzlich die Standardabweichung berechnet. Zur berechneten Standardabweichung tragen nicht nur die statistischen Unsicherheiten, sondern auch Größenschwankungen durch Instabilitäten bei. In Abbildung 6.1 sind die Position, sowie die Größe in Abhängigkeit von der Elektronenenergie aufgetragen. Die ermittelte Standardabweichung ist hierbei als Fehlerbalken hinzugefügt. In zwei verschiedenen Blautönen sind die Ergebnisse der Positionsmessung, einmal für das Erhöhen und einmal für die Reduktion der Elektronenenergie dargestellt. Gleiches wird für die horizontale Größe durchgeführt, diese ist einmal in Orange und einmal in Rot dargestellt. Im Vergleich zur Injektion nimmt die Strahlgröße geringfügig ab, zu Beginn der Energierampe, anschließend bleibt sie annähernd konstant. Bei der Position sind die Werte am Anfang und Ende vergleichbar, dazwischen sind deutliche Abweichungen feststellbar. Ebenfalls ist ein deutlicher Unterschied zwischen dem Erhöhen und der Reduktion der Elektronenenergie zu beobachten. Wie eingangs erwähnt, sind hierfür Hystereseeffekte verantwortlich, durch die die Magnetfeldstärken und damit die Magneto-optik für die beiden Situationen unterschiedlich sind. Besonders deutlich wird dieser Unterschied beim Herunterfahren der Energie bei einer Elektronenenergie von 2,0 GeV. An dieser Stelle wachsen die Abweichungen und bleiben bis zum Ende der Rampe vorhanden. Da die Setzwerte für das Herunterfahren der Energie nicht optimiert sind, sind diese Abweichungen nicht überraschend. Zusätzlich kommt es beim Downramping nahe der Injektionsenergie zu einem teilweisen Strahlverlust.

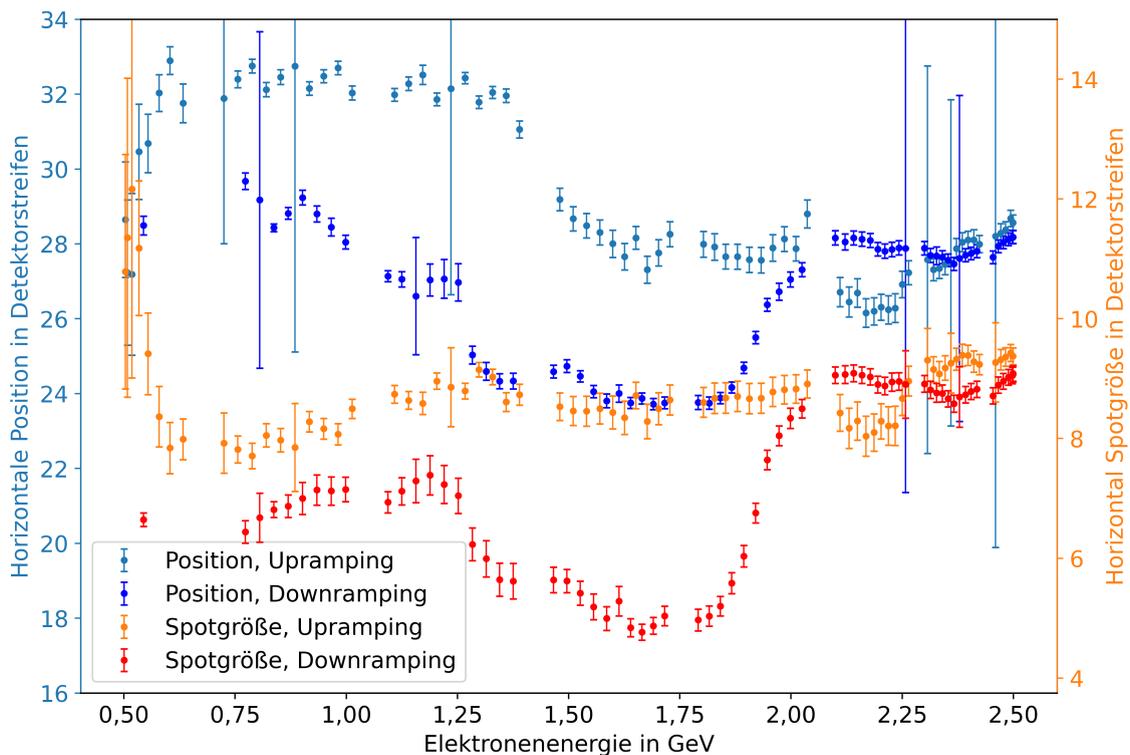


Abbildung 6.1.: Positions- und Größenmessung des Bunches mit KALYPSO.

Mit KALYPSO wird die Größe und die Position der Synchrotronstrahlung auf dem Sensor während des Durchfahrens der Energierampe bestimmt. Einmal beim Hochfahren der Energie, das hier als Upramping bezeichnet wird, und die umgekehrte Richtung, die als Downramping bezeichnet ist. Größe und Position werden für jeden Umlauf ermittelt, anschließend wird über 100 000 Umläufe gemittelt, die Standardabweichung der Mittelung ist als Fehlerbalken dargestellt.

Neben KALYPSO existieren noch weitere Möglichkeiten zur Messung der horizontalen Strahlage und Strahlgröße. Eine Möglichkeit ist ein sogenannter Synchrotron Light Monitor, der an einer Beamline installiert ist und aus einem Schirm mit einer Kamera besteht. Die auf den Schirm treffende Synchrotronstrahlung erzeugt einen Lichtpunkt, der von der Kamera aufgenommen wird. Aus dem Kamerabild werden über die Position des Lichtpunktes auf dem Kamerasensor die Strahlposition und -ausdehnung in vertikaler und horizontaler Richtung ermittelt. Über die Größe kann die horizontale und vertikale Strahlgröße ermittelt werden. Sowohl die Geschwindigkeit als auch die Sensitivität sind beim Synchrotron Light Monitor im Vergleich zu KALYPSO wesentlich geringer. Daher kann diese Messung nicht parallel zur KALYPSO Messung im Singlebunchbetrieb durchgeführt werden, stattdessen wird, wie im vorherigen Abschnitt beschrieben, der Multibunchbetrieb gewählt. Die Messergebnisse sind, analog zu den mit KALYPSO gemessenen Ergebnissen in Abbildung 6.2 dargestellt. Auch hier sind wieder die beiden Blautöne für die horizontale Strahlposition beim Hoch- bzw. Herunterfahren der Rampe gewählt und entsprechend analog in Orange bzw. Rot für die horizontale Strahlgröße. Beim Vergleich von Abbildung 6.1 und Abbildung 6.2 fallen sowohl bei der Strahlgröße als auch bei der Position deutliche Unterschiede auf. Bei beiden Messungen ist ab einer Energie von etwa 1,3 GeV bis 1,4 GeV eine deutliche Positionsänderung beim Hochfahren der Elektronenenergie zu beobachten, ansonsten ist der Verlauf der Position für beide Messungen vergleichbar. Auch beim Herunterfahren ist in diesem Energiebereich ein kleinerer Anstieg zu beobachten, bei niedrigeren Energien treten deutliche Unterschiede bei den Messungen auf. Bei beiden Messungen bleibt die Strahlgröße beim Hochfahren der Rampe näherungsweise konstant. Mit KALYPSO wurde

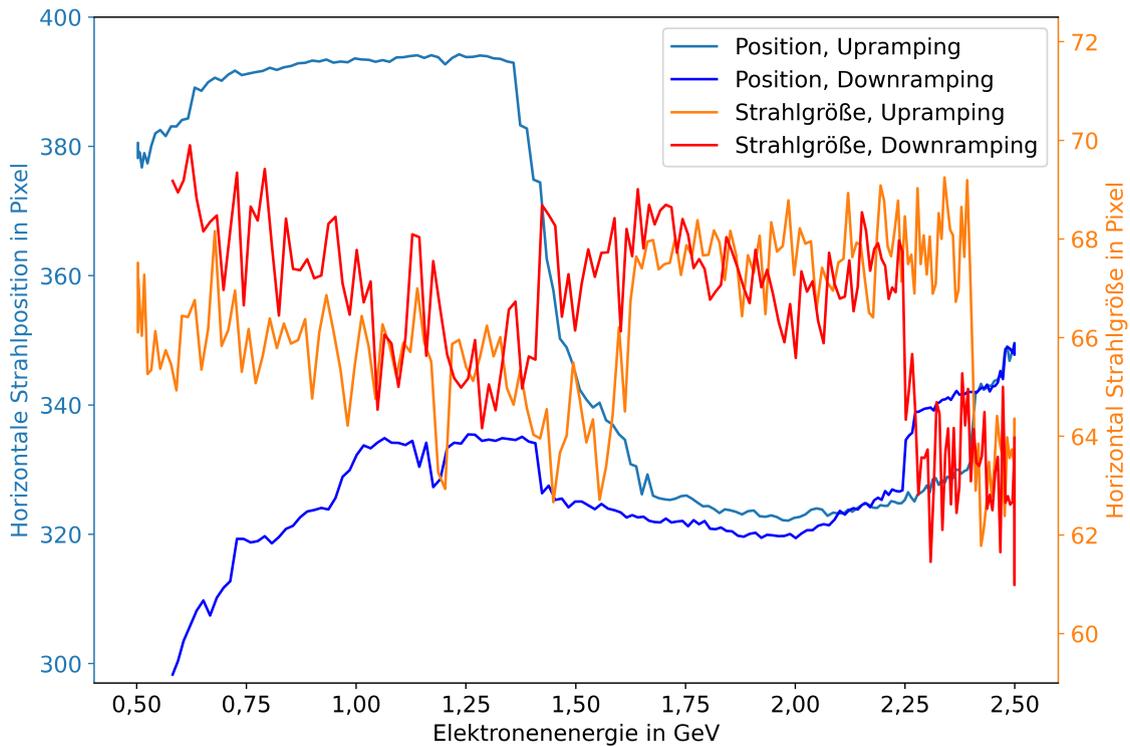


Abbildung 6.2.: Strahlgrößen- und Strahllagemessung mit dem Synchrotron Light Monitor. Mit dem Synchrotron Light Monitor wird die Position und die Strahlgröße beim Durchfahren der Energierampe gemessen. Einmal beim Hochfahren der Energie, das hier als Upramping bezeichnet wird, und die umgekehrte Richtung, die als Downramping bezeichnet ist.

eine Abnahme der Strahlgröße gemessen, deutlich wird dies im Energiebereich zwischen 1,25 GeV bis 2,0 GeV. Die mit dem Synchrotron Light Monitor ermittelte Strahlgröße ist vergleichbar mit der Strahlgröße beim Hochfahren der Rampe, tendiert bei geringen Elektronenenergien zu höheren Werten. Auffällig bei den Messungen mit dem Synchrotron Light Monitor ist das Verhalten in der Nähe der Maximalenergie. Da nicht nur die Magnetfeldstärken erhöht werden, sondern auch die Optik von der Injektionsoptik zur Magneto-optik für den Nutzerbetrieb geändert wird, kann die Positionsänderung, sowie die Abnahme der Strahlgröße bei einer Energie von etwa 2,4 GeV erklären. Beim Herunterfahren der Rampe, bei der die gleichen Setzwerte für die Magnetströme verwendet werden, treten diese Änderungen ebenfalls auf, jedoch bei einer geringeren Energie von etwa 2,25 GeV. Dieses Verhalten ist beim Hystereseeffekt erwartbar, bei dem die Magnetfeldstärken aufgrund der starken Magnetisierung des Eisenkerns langsamer reduziert werden als die Spulenströme, die für die Berechnungen der Magnetstärken und der Elektronenenergie genutzt werden.

Neben der Messung von der Strahlgröße und der Strahllage wird über eine Frequenzmessung der horizontalen Betatronoszillation der Betatron-tune berechnet. Hierfür wird die gemessene Frequenz durch die Umlauffrequenz dividiert und dadurch die Anzahl der Betatronschwingungen pro Umlauf berechnet. Typischerweise wird der Tune in ein Diagramm eingezeichnet, mit dem horizontalen Tune auf der x-Achse und dem vertikalen Tune auf der y-Achse. Auf der Energierampe treten während den ständigen Änderungen der Magneto-optik auch Änderungen des Tunes zu auf, daher werden für verschiedene Energien die horizontalen und vertikalen Tunewerte eingezeichnet. Für die Elektronenenergie wird dabei eine Farbkodierung verwendet. In Abbildung 6.3 sind die gemessenen Tunes für das Hoch- bzw. Herunterfahren der Energierampe dargestellt. Auf der linken Seite ist das Tunediagramm für das Hochfahren der Rampe dargestellt, auf der rechten Seite das

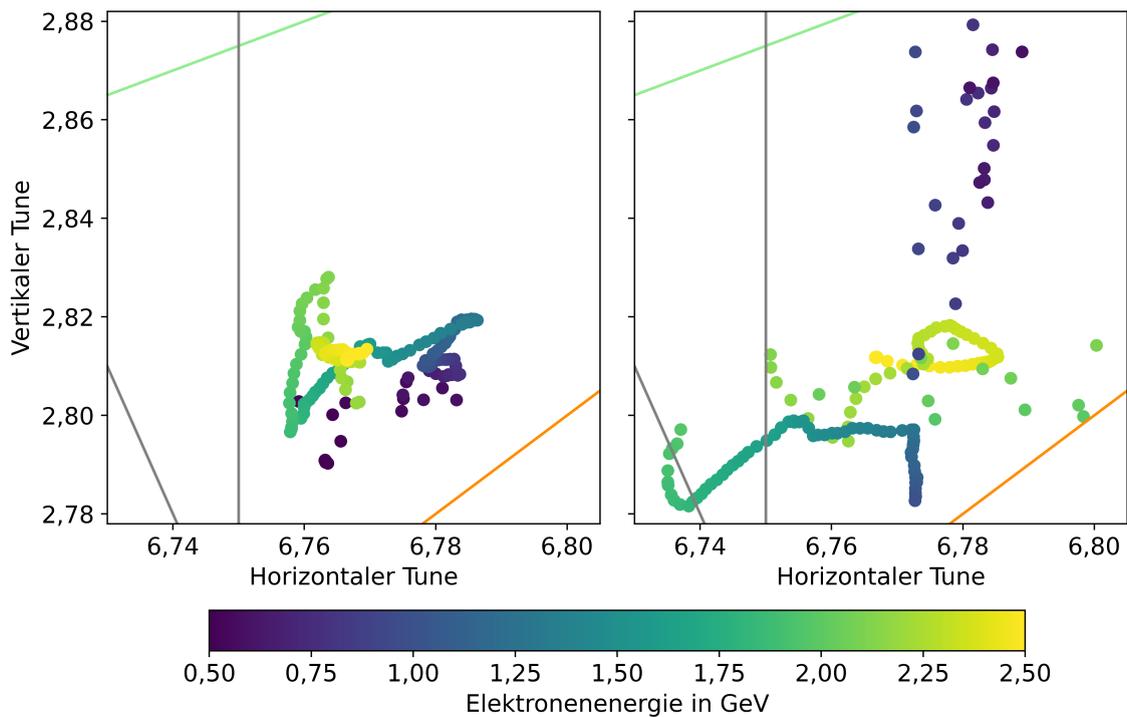


Abbildung 6.3.: Tunediagramm auf der Energierampe. Dargestellt sind die Tunediagramme für die Energierampe, sowohl für das Hochfahren der Energie (links) und die Reduktion der Elektronenenergie (rechts). Jeder Messpunkt wird nach seinem horizontalen und vertikalen Tune eingezeichnet, die Farbe des Punktes richtet sich nach der Elektronenenergie, diese ist farbkodiert dargestellt. Zusätzlich sind die Betatronresonanzen in diesem Bereich eingezeichnet. Die Resonanz zweiter Ordnung ist in Orange, die Resonanz dritter Ordnung ist in Grün und die Resonanzen der vierten Ordnung sind in Grau eingezeichnet.

Diagramm für die Reduktion der Elektronenenergie. Zusätzlich sind die Betatronresonanzen bis zur vierten Ordnung in diesem Bereich eingezeichnet. In Orange ist die Resonanz zweiter Ordnung, mit Grün die Resonanz dritter Ordnung und in Grau die Resonanzen vierter Ordnung eingezeichnet. Ein ausführlicheres Tunediagramm ist in Abbildung 2.2 dargestellt. Beim Vergleich der beiden Diagramme in Abbildung 6.3 fällt direkt der Größenunterschied der Bereiche, in denen sich der Tune bewegt, auf. Beim Hochfahren der Rampe bewegt sich der Tune im Bereich des Arbeitspunktes und kommt nicht in den Bereich von den eingezeichneten Betatronresonanzen. Üblicherweise wird keine oder eine möglichst geringe Tuneänderung angestrebt und die Magnetoptik dahingehend optimiert. Nicht optimiert ist das Ramping Table für die Reduktion der Elektronenenergie, bei der die Hysterese der Magnete relevant wird. Insbesondere die Dipolmagnete werden bei der Maximalenergie stark in Sättigung betrieben, anders als die Magnete höherer Ordnung. Folglich unterscheiden sich die Hysteresekurven der verschiedenen Magnettypen, das im Vergleich zum Upramping zu abweichenden Magnetoptiken führt. Dieser Unterschied zeigt sich in der deutlich stärkeren Tuneänderung, durch die teilweise auch Betatronresonanzen gekreuzt werden. Bei den gekreuzten Resonanzen handelt es sich um Resonanzen vierter Ordnung, bei diesen kommt es nicht zum Strahlverlust, jedoch kann es zur Aufweitung des Teilchenstrahls kommen [Wil96]. In Abbildung 6.1 ist im entsprechenden Energiebereich von etwa 1,25 GeV bis 1,75 GeV bei der Reduktion der Elektronenenergie keine Zunahme der Strahlgröße zu beobachten. In diesem Bereich fiel eine deutliche Abnahme der Strahlgröße auf. Bei der Messung mit dem Synchrotron Light Monitor, dargestellt in Abbildung 6.2 ist in diesem Energiebereich im Vergleich zum Hochfahren der Energierampe eine etwas größere

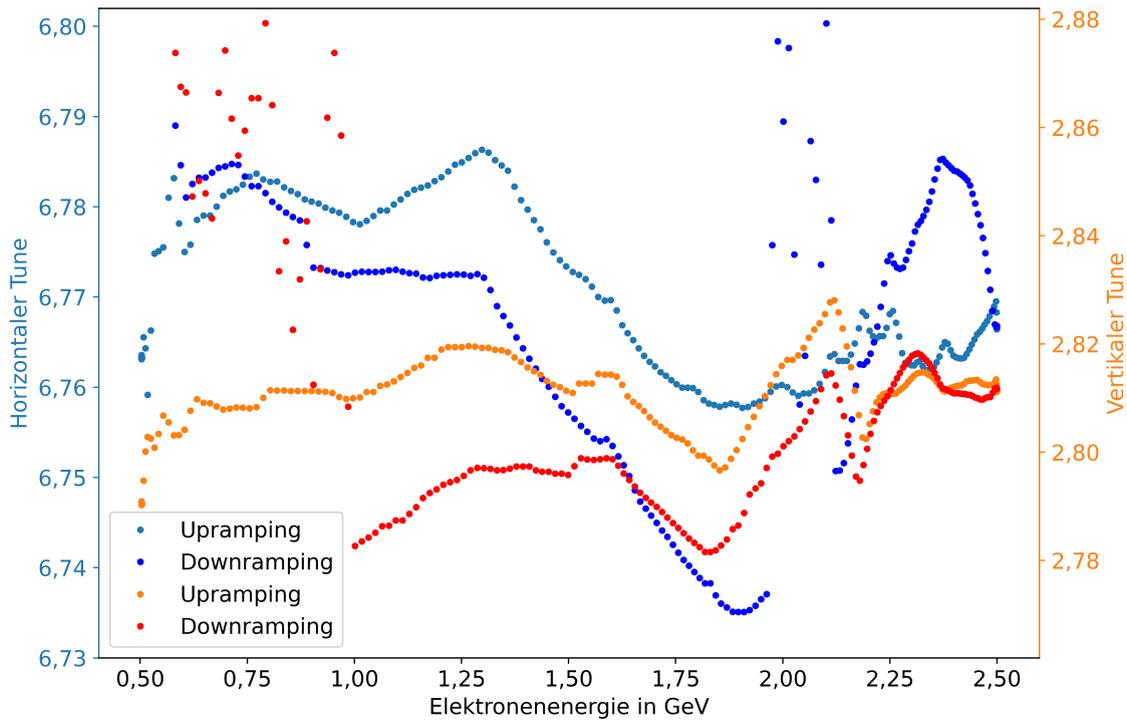


Abbildung 6.4.: Energieabhängigkeit der Tunes bei der Energierampe. Dargestellt sind der horizontale und vertikale Tune in Abhängigkeit von der Elektronenenergie beim Durchfahren der Energierampe. Einmal beim Hochfahren der Energie, das hier als Upramping bezeichnet wird, und die umgekehrte Richtung, die als Downramping bezeichnet ist. In den beiden Blautönen ist der horizontale Tune und in orange bzw. rot der vertikale Tune.

Strahlgröße zu beobachten. Eine andere denkbare Ursache wären auch hier Unterschiede aufgrund der Hysterese.

Alternativ zur Darstellung im Tunediagramm, kann der horizontale und vertikale Tune getrennt über die Elektronenenergie aufgetragen werden. Dargestellt ist dies in Abbildung 6.4, dabei ist in zwei unterschiedlichen Blautönen der horizontale Tune, einmal für das Erhöhen und einmal für die Reduktion der Elektronenenergie. Analog wird mit den Farben Orange und Rot für den vertikalen Tune verfahren. Wie schon im Tunediagramm zu sehen ist, sind die Tuneänderungen beim Hochfahren der Energie geringer als beim Herunterfahren. Die Tuneänderungen liegen im Bereich von etwa 0,03 für das Hochfahren der Energierampe. Zudem fällt auf, dass die Änderungen von Messung zu Messung recht gering sind und nur im Energiebereich zwischen 2,1 GeV und 2,25 GeV sind etwas größere Änderungen zu beobachten. Die Änderungen beim Herunterfahren der Energierampe sind mit einer Schwankungsbreite von 0,05 in horizontaler und 0,04 in vertikaler Richtung deutlich größer. Auffällig sind zusätzlich die Bereiche, in denen die gemessenen Tunewerte stark schwanken. Für den horizontalen Tune betrifft das den Energiebereich von 2,0 GeV bis 2,2 GeV, sowie den Bereich von 0,5 GeV bis 1,0 GeV für den vertikalen Tune. Für den jeweils anderen Tune sind in diesen Bereichen keine Auffälligkeiten zu beobachten.

Insgesamt zeigt sich, dass KALYPSO gut geeignet ist, um die horizontale Strahldynamik eines einzelnen Bunches zu untersuchen, dies funktioniert auch auf der Energierampe. Aufgrund der vergleichsweise langsamen Änderungen der Magnetfeldstärken ist die hohe Aufnahmegeschwindigkeit von KALYPSO, also die Messung jedes einzelnen Umlaufs während der Einzelmessung nicht zwingend notwendig. Bei wesentlich höheren Strahlströmen funktioniert ebenfalls die Messung mit dem Synchrotron Light Monitor, hierbei wird über

alle Bunche gemittelt. Aufgrund der unterschiedlichen Anforderungen war ein paralleler Messbetrieb mit den beiden Systemen nicht möglich. Jedoch ergänzen sich die beiden Systeme gut, sodass sowohl für Singlebunchbetrieb, als auch Multibunchbetrieb die Messung der horizontalen Strahlposition und -größe möglich ist.

7. Microbunching Instabilität bei positivem und negativem Momentum Compaction Faktor

Dieses Kapitel befasst sich mit der Untersuchung der Microbunching Instabilität bei positivem und negativem Momentum Compaction Faktor. Für die Untersuchung werden der Energy Spread und die Intensität der emittierten THz Strahlung untersucht. Im ersten Abschnitt wird die Durchführung der Messung diskutiert, anschließend folgen die Ergebnisse der Messungen mit KALYPSO und KAPTURE.

7.1. Durchführung der Messung

Die Microbunching Instabilität, wie in Abschnitt 2.5 beschrieben, wirkt sich in unterschiedlicher Weise aus. Damit ergeben sich unterschiedliche Parameter, die für die Untersuchung der Microbunching Instabilität verwendet werden können, dazu zählen zum Beispiel die Bunchlänge, die Intensität der kohärenten THz Strahlung oder der Energy Spread. Für die Intensitätsmessung der THz Strahlung wird der in Abschnitt 4.2 beschriebene Aufbau mit dem KAPTURE System für die Datenaufnahme verwendet. Der Energy Spread wirkt sich in dispersiven Regionen des Speicherrings auf die Bunchgröße aus, damit kann über die Messung der horizontalen Bunchgröße ebenfalls Änderungen des Energy Spreads gemessen werden.

Die Microbunching Instabilität tritt nur oberhalb einer gewissen Elektronendichte im Elektronenpaket auf, dazu kann entweder die Elektronenzahl bzw. die Ladung im Elektronenpaket erhöht oder die Länge reduziert werden. In Abschnitt 3.2 sind die verschiedenen Betriebsmodi des Beschleunigers beschrieben, für diese Experimente werden die Betriebsmodi für kurze Elektronenpakete bei positivem und negativem Momentum Compaction Faktor verwendet. Um eine Vergleichbarkeit der Messungen zu erhalten, werden betragsmäßig gleiche Werte für den Momentum Compaction Faktor verwendet, dieser beträgt für diese Versuche $\pm 3,96 \cdot 10^{-4}$. Ebenfalls wird für die Messungen der gleiche Wert für die summierte Beschleunigungsspannung von 1000 kV eingestellt. Zu Beginn der Messung wird ein Single Bunch injiziert, anschließend wird die Energie auf 1,3 GeV erhöht und über die Veränderung der Magnetoptik wird die Bunchlänge bzw. der Momentum Compaction Faktor betragsmäßig reduziert. Wenn die genannten Werte erreicht sind, werden die Messungen, für die KALYPSO und KAPTURE verwendet werden, gestartet. Dabei wird über eine Zeitspanne von einigen Stunden gemessen. Aufgrund von permanenten, geringen Elektronenverlusten nimmt die Anzahl der gespeicherten Elektronen und damit der Strahlstrom ab. Dabei dauert die Messung mindestens bis zur Unterschreitung des Schwellenstroms, oberhalb dessen die Microbunching Instabilität auftritt.

KALYPSO wird für die Messung des horizontalen Bunchprofils verwendet, eine einzelne Profilmessung ist in Abbildung 7.1 dargestellt. Dazu werden in einer Einzelmessung eine

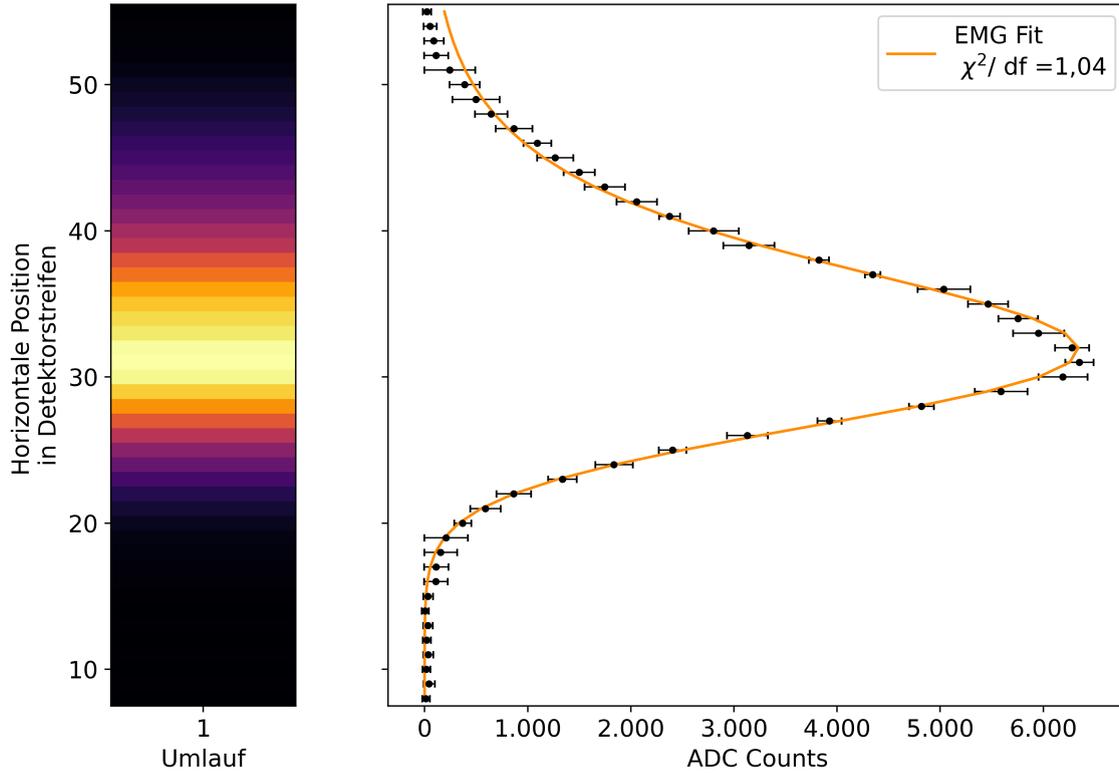


Abbildung 7.1.: Einzelmessung mit KALYPSO in Farbkodierung und als Plot. Dargestellt ist das gemessene horizontale Strahlprofil bei einem Umlauf. Links als Heatmap mit dem farbkodierten Signal und rechts als Plot. Dabei sind auf der y-Achse die Nummern der Detektorstreifen und auf der x-Achse das Signal in ADC Counts aufgetragen. An die Datenpunkte ist ebenfalls eine exponentiell modifizierte Gaußsche Verteilung angepasst. Der Wert für Chi-Quadrat pro Freiheitsgrad χ^2/df beträgt 1,04.

Million Umläufe gemessen, ein zehn Sekunden Trigger wird für den Start der Einzelmessung verwendet. Bei jeder zwölften Messung wird das Delay verändert, dabei wird das Timing soweit verschoben, dass keine Synchrotronstrahlung während der Untergrundmessung KALYPSO erreicht. Diese Messungen werden für die Untergrundreduktion verwendet. Über eine solche Messung wird der Untergrund pro Detektorstreifen berechnet und vom Signal subtrahiert. Diese Daten werden in Form einer Heatmap dargestellt, für einen Umlauf ist dies auf der linken Seite von Abbildung 7.1 der Fall. Dabei ist das Signal pro Detektorstreifen farbkodiert, auf der rechten Seite ist das Signal in ADC Counts über den Detektorstreifen aufgetragen. Für die Unsicherheiten wird die Standardabweichung einer Poissonverteilung verwendet, also \sqrt{N} auf das Signal, zusätzlich wird ein Cross-talk zwischen benachbarten Detektorstreifen berücksichtigt, hierfür wird die Standardabweichung über die Werte von betreffenden Detektorstreifen, sowie der nächsten und übernächsten Nachbarn gebildet. Diese Unsicherheiten sind als Fehlerbalken in der Abbildung dargestellt. Aufgrund des Aufbaus und der Geometrie des Ablenkmagneten und des Abstrahlwinkel der Synchrotronstrahlung ist die Verteilung asymmetrisch und folgt nicht einer Normalverteilung. Bei geringem Signal, wie bei der Untersuchung der Strahldynamik bei der Injektion, wird die Normalverteilung als Fitfunktion verwendet. Bei höheren Signalstärken werden die Unterschiede, sowie die Asymmetrie deutlich sichtbar, daher wird statt der Normalverteilung eine exponentiell modifizierte Gaußsche Verteilung

$$f(x, \mu, \sigma, \lambda) = \frac{\lambda}{2} e^{\frac{\lambda}{2}(2\mu + \lambda\sigma^2 - 2x)} \operatorname{erfc}\left(\frac{\mu + \lambda\sigma^2 - x}{\sqrt{2}\sigma}\right) \quad (7.1)$$

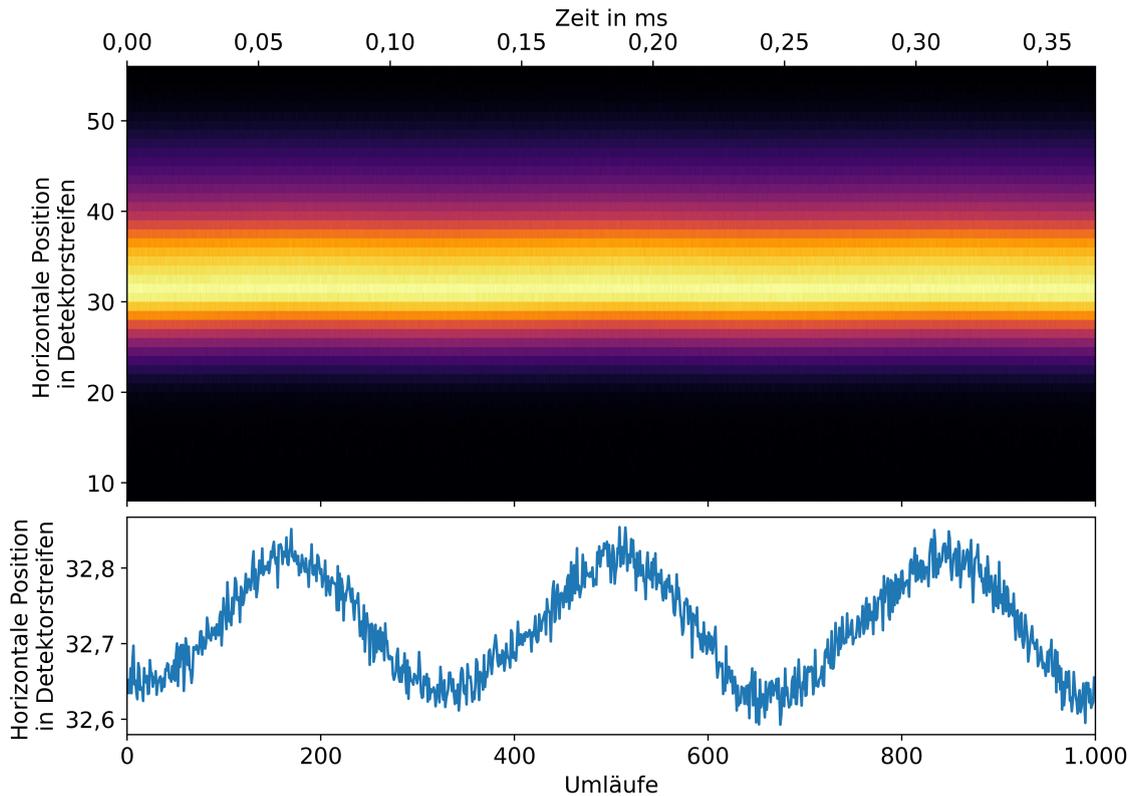


Abbildung 7.2.: Heatmap und Plot der horizontalen Bunchposition einer KALYPSO Messung über 1000 Umläufe. Dargestellt ist oben die Heatmap der 1000 einzelnen KALYPSO Messungen, dabei ist auf der x-Achse die Nummer des Umlaufs bzw. die vergangene Zeit ab Beginn der Messung eingetragen. Unten ist die horizontale Position im Verlauf der Messung über die Umläufe bzw. die Zeit dargestellt. Sichtbar wird die horizontale Oszillation aufgrund der Synchrotronoszillation.

verwendet. Dabei bezeichnet erfc die komplementäre bzw. konjugierte Fehlerfunktion

$$\operatorname{erfc}(x) = 1 - \operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^{\infty} e^{-r^2} dr \quad [\text{Wal19}]. \quad (7.2)$$

$\operatorname{erf}(x)$ bezeichnet die Fehlerfunktion, die auch unter der Bezeichnung Gaußsche Fehlerfunktion bekannt ist. Das Ergebnis von χ^2 pro Freiheitsgrad von 1,04 zeigt, werden die Datenpunkte in Abbildung 7.1 gut durch die exponentiell modifizierte Gaußsche Verteilung beschrieben wird.

Der Vorteil der Heatmap zeigt sich bei einer einzelnen Profilmessung noch nicht, bei diesen Messungen geht es um periodische Veränderungen, die mit einer Frequenz auftreten, die deutlich geringer als die Umlauffrequenz ist, mit der die einzelnen Profile gemessen werden. Deshalb werden nicht einzelne Profile abgebildet, sondern in Form der Heatmap längere Messungen visualisiert, wie zum Beispiel in Abbildung 7.2. In dieser Abbildung sind die gemessenen Profile von 1000 Umläufen in der Heatmap dargestellt. Zusätzlich wird mit dem Fitten einer exponentiell modifizierten Gaußschen Verteilung der Mittelwert, sowie die Breite der Verteilung ermittelt. Der Mittelwert wird für die Messung der Bunchposition verwendet und ist im unteren Bereich der Abbildung dargestellt. Die Breite der Verteilung spiegelt die horizontale Breite des Elektronenpaketes wider und wird in den folgenden Abschnitten genauer betrachtet. Die in der Abbildung deutlich sichtbare Oszillation der horizontalen Bunchposition wird durch die Synchrotronoszillation verursacht und ist vom jeweiligen Betriebsmodus abhängig. Bei diesen Messungen beträgt die Frequenz der

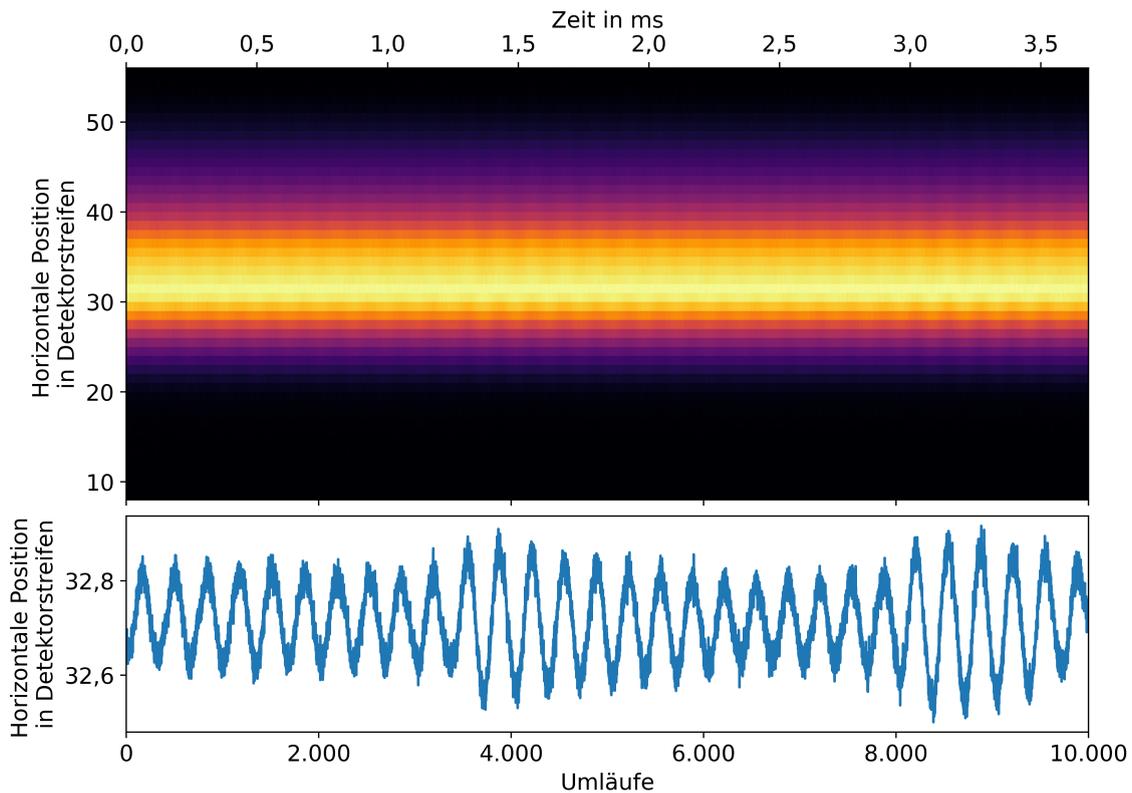


Abbildung 7.3.: Heatmap und Plot der horizontalen Bunchposition einer KALYPSO Messung über 10 000 Umläufe. Dargestellt ist im oberen Plot die Heatmap der 10 000 einzelnen KALYPSO Messungen, dabei ist auf der x-Achse die Nummer des Umlaufs bzw. die vergangene Zeit ab Beginn der Messung eingetragen. Im unteren Plot ist die horizontale Position im Laufe der Messung dargestellt. Deutlich sichtbar ist die horizontale Oszillation aufgrund der Synchrotronoszillation. Diese Oszillation ist ebenfalls in der Heatmap deutlich sichtbar. Die Modulation der Amplitude wird durch Schwankungen der beschleunigenden Hochfrequenz verursacht.

Synchrotronoszillation etwa 9 kHz. In Abbildung 7.3 ist ein längerer Zeitraum dargestellt, mit den Profil- und Positionsmessungen von 10 000 Umläufen. Dabei ist die Oszillation sowohl in der Heatmap, als auch im unteren Plot gut sichtbar. Bei der Betrachtung der gemessenen Position fällt auf, dass sich die Amplitude der Synchrotronoszillation verändert. Diese Amplitudenmodulation ist auf Schwankungen der beschleunigenden elektromagnetischen Felder in den Hohlraumresonatoren zurückzuführen.

Neben der horizontalen Position kann über den Parameter σ der über die Anpassung der exponentiell modifizierten Gaußschen Verteilung ermittelt wird, Aussagen über die horizontale Bunchgröße getroffen werden. Über den Zusammenhang der horizontalen Bunchgröße und des Energy Spreads lassen sich Änderungen von letzterem messen. Diskutiert wird dies im folgenden Abschnitt.

7.2. Energy Spread Messung

Wie im vorherigen Abschnitt diskutiert wurde, kann nicht nur die Position, sondern auch die horizontale Bunchgröße mit der Funktionsanpassung an die Messwerte ermittelt werden. Die Strahlgröße sollte wie in der folgenden Formel Gleichung 7.3 vom Bunchstrom unabhängig sein und sich mit dem im Laufe der Messung abnehmenden Strahlstrom nicht verändern. Oberhalb der Bursting Schwelle wirkt sich jedoch die Microbunching Instabilität aus, die zu einem Anstieg des Energy Spreads führt und sich dadurch auch auf die Strahlgröße

auswirkt. Die mittlere RMS Bunchlänge skaliert mit etwa $I^{\frac{3}{8}}$ mit dem Bunchstrom, eine ähnliche Abhängigkeit wäre auch für die Strahlgröße zu erwarten, da beide Größen unter anderem vom Energy Spread abhängen. Als weiteren Beitrag wirkt sich die Microbunching Instabilität, die zu Änderungen des Energy Spreads führt, aus. In einer Region mit einer nicht verschwindenden Dispersion, wie zum Beispiel an der Position des Visible Light Diagnostics Port, gilt für die Strahlgröße:

$$\sigma_x = \sqrt{\beta_x(s) \cdot \epsilon_x + D_x^2(s) \cdot \sigma_\delta^2} \quad [\text{Wie15}]. \quad (7.3)$$

Dabei bezeichnet $\beta(s)$ die ortsabhängige Betafunktion, die von der Magneto-optik abhängig ist und ϵ_x die horizontale Emittanz. Diese beiden Größen sind für die Strahlgröße in Regionen ohne Dispersion relevant. Bei nicht verschwindender Dispersion kommt ein weiterer Beitrag mit der horizontalen Dispersion D_x und dem Energy Spread σ_δ dazu. Durch die Magneto-optik sind sowohl die Betafunktionen, als auch die Dispersion gegeben und während der Messung konstant. Die Emittanz verändert sich insbesondere bei Veränderungen der Elektronenenergie, hier wird ebenfalls ein konstanter Wert angenommen. Damit bleibt der Energy Spread als einziger Parameter, der sich während der Messung ändert, übrig. Somit sind Änderungen der Strahlgröße auf Änderungen des Energy Spreads zurückzuführen. Das erlaubt zusätzlich zur Messung der Strahlgröße, die Messung von Änderungen des Energy Spreads, sofern die Messung die in einer dispersiven Region des Speicherrings emittierte Synchrotronstrahlung verwendet. Die Dispersion an der Position des Visible Light Diagnostics Port ist vom jeweiligen Betriebsmodi des Beschleunigers abhängig. Für einen Vergleich von Messergebnissen bei unterschiedlichen Betriebsmodi müssen somit die Unterschiede der optischen Funktionen, also sowohl der Betafunktionen, als auch die der Dispersion berücksichtigt werden. Die optischen Funktionen haben maßgebliche Auswirkung auf die Strahlgröße und sind für den Quellpunkt des VLD Ports in Tabelle 7.1 angegeben.

Im oberen Teil der Abbildung 7.4 ist die Abhängigkeit der Bunchgröße vom Bunchstrom dargestellt. Dazu wird über einen Zeitraum von etwa ein bis zwei Stunden in regelmäßigen Abständen Einzelmessungen gestartet, die bei jedem Umlauf das Strahlprofil messen. Die Einzelmessungen bei dieser Messung umfassen jeweils 150 000 Umläufe. Anschließend wird, wie im vorherigen Abschnitt beschrieben, die Position, sowie die Bunchgröße ermittelt. Mit dem Unterschied, dass bei dieser Messung neben etwas anderen Parametern für den Beschleuniger, noch eine frühere Version des optischen Aufbaus verwendet wurde. Bei diesem Aufbau gelangt weniger Licht zu KALYPSO und die Ausleuchtung des Sensors ist wesentlich breiter, in der Folge werden die Ränder der Lichtverteilung abgeschnitten. An die Messwerte wird eine Normalverteilung angepasst. Der Unterschied zwischen der exponentiell modifizierten Gaußschen Verteilung und der Normalverteilung kommt insbesondere bei hoher Lichtintensität zum Tragen. Bei einer Fokussierung auf den mittleren Bereich um das Maximum ist dieser Unterschied nicht sichtbar, jedoch deutlich bei den Flanken der Verteilung. Für die Grafik wird über 150 000 Umläufe die Strahlgröße gemittelt und zusätzlich die Standardabweichung berechnet. Der Mittelwert ist als Dreieck in der Grafik eingezeichnet und die Standardabweichung als Fehlerbalken dargestellt. Zur

Tabelle 7.1.: Werte der horizontalen optischen Funktionen am Quellpunkt des VLD Ports. In der Tabelle sind die simulierten Werte für die horizontale Betafunktion und Dispersion bei positivem und negativem Momentum Compaction Faktor am Quellpunkt des VLD Ports angegeben.

| Momentum Compaction Faktor | Betafunktion β_x in m | Dispersion D_x in m |
|----------------------------|-----------------------------|-----------------------|
| $3,96 \cdot 10^{-4}$ | 0,798 | 0,280 |
| $-3,96 \cdot 10^{-4}$ | 0,783 | 0,283 |

Standardabweichung tragen sowohl die erwartete Änderung der Bunchgröße aufgrund von Änderungen des Energy Spreads, als auch eine Streuung der Messergebnisse von Umlauf zu Umlauf.

Im unteren Teil der Abbildung 7.4 ist für zwei ausgewählte Einzelmessungen der zeitliche Verlauf der Strahlgröße über 100 000 Umläufe dargestellt. Aufgrund von anderen Einstellungen des Beschleunigers beträgt bei diesen Messungen der Momentum Compaction Faktor $-4,04 \cdot 10^{-4}$ und die summierte Beschleunigungsspannung 1500 kV, dies führt zu einem deutlich niedrigeren Schwellstrom, ab dem die Microbunching Instabilität auftritt. Die ausgewählten Einzelmessungen entsprechen etwa dem vierfachen bzw. sechsfachen dieses Schwellwertes des Bunchstroms, bzw. der Bunchladung. Um die Fluktuationen zwischen den Werten der einzelnen Umläufe zu reduzieren, wird ein gleitender Mittelwert verwendet. Die deutlich sichtbaren Schwankungen der Strahlgröße sind auf Änderungen des Energy Spreads durch die Microbunching Instabilität zurückzuführen. Dabei wird ebenfalls deutlich, dass die Microbunching Instabilität stark von der Ladung des Elektronenpaketes abhängt. Die Frequenz, mit der die Fluktuationen der Bunchgröße auftreten, ist bei der Messung bei höherem Strom deutlich größer, als bei der Messung bei geringerem Strom. Ebenfalls ist mit dem Strom eine abnehmende Amplitude dieser Fluktuationen zu beobachten. Diese Abnahme ist jedoch nicht im oberen Teil der Grafik zu beobachten, hierfür ist der zweite Beitrag, die Schwankungen von Umlauf zu Umlauf relevant.

Neben dem Energy Spread wird auch die Intensität der emittierten THz Strahlung von der Microbunching Instabilität beeinflusst. Daher eignet sich die zusätzliche Messung der emittierten, kohärenten Synchrotronstrahlung ebenfalls für die Untersuchung dieser Instabilität. Besonders gute Aussagen erlaubt die parallele Messung von diesen beiden Größen, da bei der Microbunching Instabilität die beiden Effekte parallel auftreten. Diese Punkte werden in den folgenden Abschnitten thematisiert.

7.3. Intensitätsmessung der THz Strahlung

Neben dem horizontalen Bunchprofil, das mit KALYPSO gemessen wird, wird ebenfalls die Intensität der kohärenten Synchrotronstrahlung im THz Bereich gemessen. Für die Messung der THz Strahlung wird der in Abschnitt 4.2 beschriebene Aufbau mit einer Photodiode und einem THz Detektor verwendet. Für die Datennahme wird das in Abschnitt 4.2.2 beschriebene KAPTURE System verwendet. Damit werden sowohl die Intensität der inkohärenten Synchrotronstrahlung im sichtbaren Bereich gemessen, die von der Microbunching Instabilität nicht beeinflusst wird, sowie die kohärente Synchrotronstrahlung im THz Bereich. Letztere wird durch die Microbunching Instabilität beeinflusst. Es kommt zu periodisch wiederkehrenden Bursts, bei denen die emittierte Strahlungsintensität deutlich ansteigt und langsam wieder abfällt, wie zum Beispiel im unteren Teil von Abbildung 7.8 zu erkennen ist. Neben dem zeitlichen Verlauf und der Strahlstromabhängigkeit der Intensität der emittierten THz Strahlung ist insbesondere die Darstellung in Form eines Spektrogramms, wie in Abbildung 7.6, üblich.

Mit KALYPSO wird bei einer Einzelmessung bei jedem Umlauf das horizontale Bunchprofil gemessen, dabei werden insgesamt 1 000 000 Umläufe aufgenommen. Über eine ähnliche Zeitspanne werden mit dem KAPTURE System Daten aufgenommen. Da die Wiederholrate der durch die Microbunching Instabilität verursachten Fluktuationen im Vergleich zur Umlauffrequenz der Elektronen langsam ist, wird zugunsten einer geringeren Datenmenge auf die Datennahme bei jedem Umlauf verzichtet, sondern nur jeder zweite bis vierte Umlauf betrachtet. Die Frequenz, mit der die Intensität der Strahlung gemessen wird, liegt damit im Bereich von 0,675 MHz bis 1,35 MHz. Diese veränderte Frequenz der Datennahme muss bei der Auswertung berücksichtigt werden. Für die Darstellung des zeitlichen Verlaufs der Intensität der kohärenten Synchrotronstrahlung wird die gemessene Intensität über die

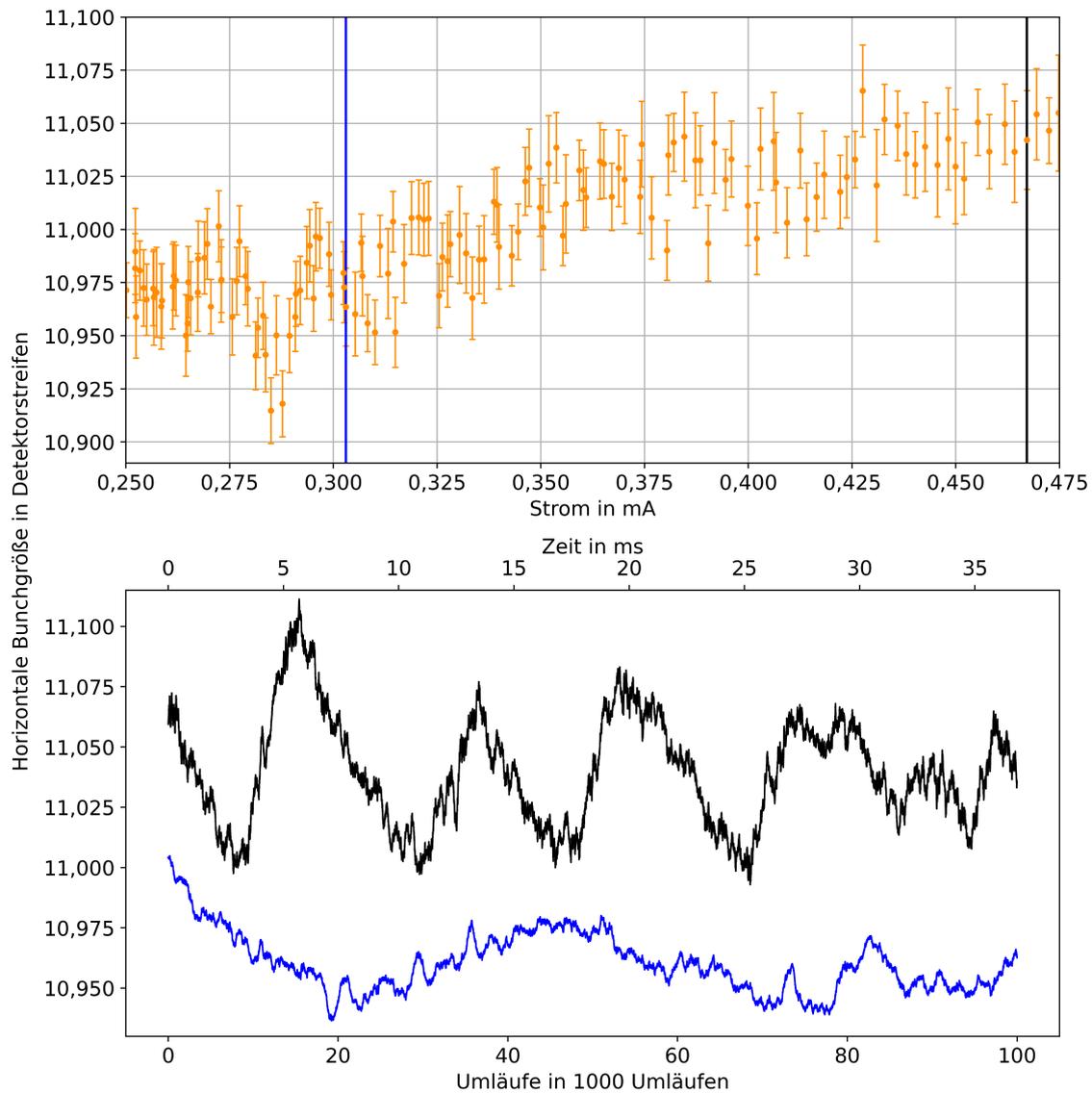


Abbildung 7.4.: Messung der horizontalen Bunchgröße bei negativem Momentum Compaction Faktor. Dargestellt ist im oberen Teil der Grafik die Abhängigkeit von der Bunchgröße vom Bunchstrom dargestellt. Verwendet werden der Mittelwert und die Standardabweichung der Bunchgröße über 150 000 Umläufe, dabei ist die Standardabweichung als Fehlerbalken eingezeichnet. Für zwei Messungen ist der zeitliche Verlauf der Bunchgröße im unteren Teil der Grafik dargestellt. Die ausgewählten Ströme entsprechen dem vier- (blau) bzw. sechsfachen des Schwellwertes für die Microbunching Instabilität. Abweichend von den übrigen Messungen beträgt der Momentum Compaction Faktor $-4,04 \cdot 10^{-4}$ und die summierte Beschleunigungsspannung 1500 kV.

Umlaufnummer aufgetragen. Hierbei ist der entsprechende Multiplikator zu berücksichtigen, sofern nicht bei jedem Umlauf Daten aufgezeichnet werden.

Neben der zeitlichen Veränderung der kohärenten Synchrotronstrahlung, kann auch die Abhängigkeit von der Bunchladung bzw. des damit verbundenen Strahlstroms untersucht werden. Dazu wird für jede der einzelnen Messungen die durchschnittliche THz Intensität durch Berechnung des arithmetischen Mittels berechnet. Zusätzlich dazu wird der Bereich ermittelt, in dem 68,35 % der Messwerte liegen, dieser Bereich entspricht dem ein Sigma Intervall. Das Intervall ist asymmetrisch um den Median, ursächlich dafür sind die typischen THz Bursts, während denen nur kurzzeitig hohe Intensitäten erreicht werden und sich

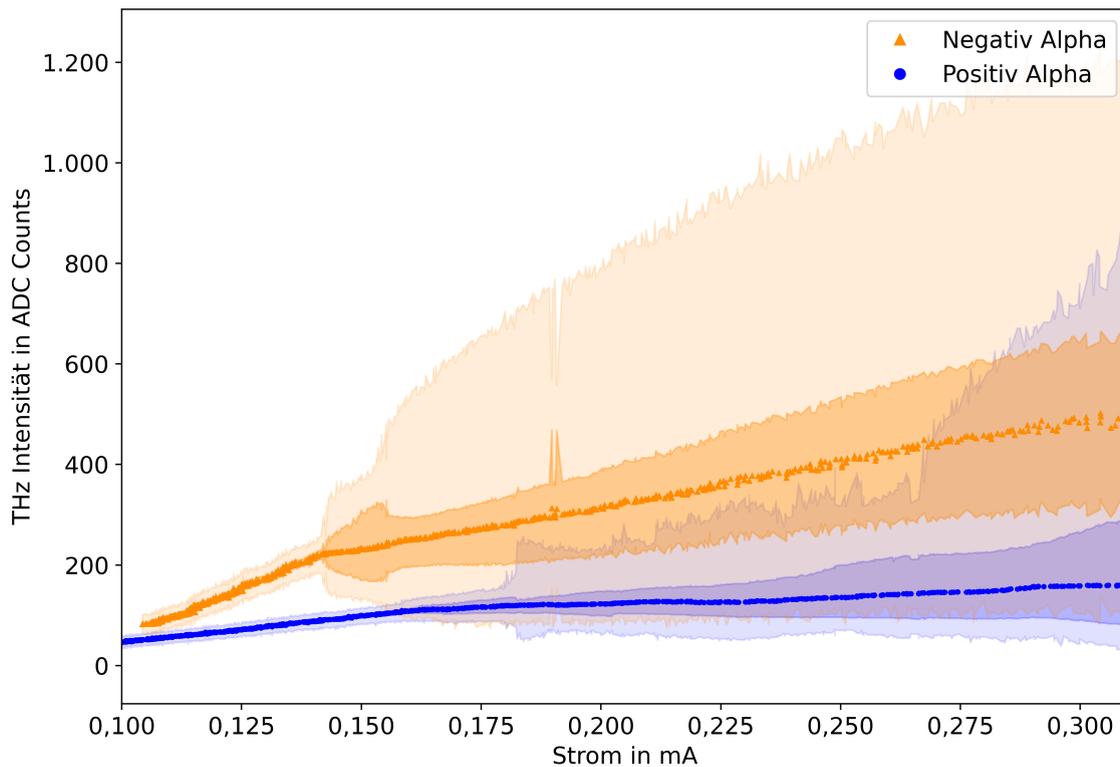


Abbildung 7.5.: Stromabhängigkeit der THz Emission bei positivem und negativem Momentum Compaction Faktor. Dargestellt ist die Stromabhängigkeit der Intensität der emittierten THz Strahlung für positiven und negativen Momentum Compaction Faktor. Der Momentum Compaction Faktor ist in der Legende mit „Alpha“ bezeichnet. Mit den Markern ist die durchschnittliche Leistung der THz Strahlung eingezeichnet. Aufgrund der Microbunching Instabilität treten starke Fluktuationen auf, daher ist zusätzlich die Standardabweichung der Intensität als farbiges Band eingezeichnet. Als schwach gefärbtes Farbband ist der Bereich zwischen Minimal- und Maximalwert während der Messung eingezeichnet.

die Intensität sonst in einem relativ konstanten Bereich bewegt. Das gilt zumindest für die betrachteten Bunchladungen, für höhere Bunchladungen verändert sich die Struktur der THz Bursts. Durchgeführt wird dies für jeweils ein Experiment mit positivem bzw. negativem Momentum Compaction Faktor. Dargestellt sind die Ergebnisse in Abbildung 7.5, in Orange für negativen und in Blau für positiven Momentum Compaction Faktor. Als dunkleres Farbband ist das ein Sigma Intervall und als helleres Farbband der Bereich zwischen Minimum und Maximum eingezeichnet. Dabei ist deutlich zu erkennen, dass die Intensität der THz Strahlung bei negativem Momentum Compaction Faktor bei gleicher Bunchladung wesentlich höher ist. Zudem nehmen die Unterschiede zwischen Minimum und Maximum, sowie die Breite des ein Sigma Bandes mit steigendem Strahlstrom zu. Zurückzuführen ist dies auf die Abhängigkeit der Microbunching Instabilität von der Bunchladung. Ebenfalls erkennbar ist die sogenannte Burstingschwelle, die den Strahlstrom bezeichnet, ab welchem Strahlstrom die charakteristischen THz Bursts auftreten, auch hier existiert ein Unterschied zwischen den beiden Betriebsmodi. Die THz Bursts führen zu verstärkten Schwankungen der Strahlungsintensität, in der Folge steigen die Breite des ein Sigma Bandes, sowie die Differenz zwischen Minimum und Maximum an. Bei negativem Momentum Compaction Faktor tritt dies bei einem Strahlstrom von etwa 0,140 mA bis 0,145 mA auf, bei positivem Momentum Compaction Faktor ist dies bei etwa 0,18 mA der Fall. Somit ist bei negativem Momentum Compaction Faktor der Schwellwert für die Bunchladung geringer und die charakteristischen THz Bursts setzen bei geringen

Bunchladungen ein.

Für die Darstellung im Spektrogramm wird die Fourier-Transformierte der Strahlungsintensität verwendet. Berechnet wird durch die Fouriertransformation die spektrale Leistungsdichte für die unterschiedlichen Frequenzen. Im Spektrogramm wird die spektrale Leistungsdichte über die Frequenz aufgetragen, die Leistungsdichte wird dabei farbkodiert. Dies entspricht damit einer Zeile im Spektrogramm. Die vertikale Position im Spektrogramm hängt vom Bunchstrom während der Messung ab. Da die Einzelmessungen alle zehn Sekunden über eine Zeitspanne von mehreren Stunden durchgeführt werden, ergeben sich durch Zusammensetzen der einzelnen Messungen die in Abbildung 7.6 dargestellten Spektrogramme. Die Dauer der Messung hängt hierbei von der Lebensdauer des zirkulierenden Elektronenpaketes ab. Durch kontinuierliche Elektronenverluste reduziert sich die Ladung des Elektronenpakets und damit der Bunchstrom. Begonnen wird, insbesondere bei negativem Momentum Compaction Faktor, mit einer möglichst hohen Ladung des Elektronenpaketes. Beendet wird die Messung, wenn die Bunchladung den Schwellwert für das Auftreten der Microbunching Instabilität deutlich unterschritten hat. Dieser Schwellwert für die Bunchladung bzw. den damit verbundenen Strom kann aus dem Spektrogramm ermittelt werden. Hierfür wird die Ladung bzw. der Strom beim unteren Ende der Linie bei einer Frequenz von knapp 30 kHz verwendet. Bei einer Frequenz von etwa 8 kHz bis 10 kHz ist eine durchgängige vertikale Linie in beiden Spektrogrammen zu sehen. Diese Linie ist auf die Synchrotronoszillation zurückzuführen. Insbesondere bei negativem Momentum Compaction Faktor treten ebenfalls höhere Harmonische von der Synchrotronoszillation auf, die sich als weitere äquidistante, vertikale Linien im Spektrogramm zeigen. Im unteren Frequenzbereich von 100 Hz bis 1000 Hz ist die Wiederholrate der durch die Microbunching Instabilität verursachten Bursts bei der THz Strahlung für die Linien relevant. Auch hier sind deutlich die höheren Harmonischen zur Grundfrequenz zu beobachten.

Zwischen den beiden Spektrogrammen in Abbildung 7.6 sind deutliche Unterschiede zu erkennen. Obwohl der Momentum Compaction Faktor betragsmäßig gleich ist, hat das unterschiedliche Vorzeichen deutliche Unterschiede zur Folge. Wie auch in Abbildung 7.5 zu beobachten ist, unterscheiden sich die Bunchladungen bzw. die damit verbundenen Strahlströme, bei denen die Microbunching Instabilität auftritt. Etwas oberhalb dieses Schwellwertes beginnen die charakteristischen THz Bursts aufzutreten. Im Spektrogramm zeigen diese sich im unteren Frequenzbereich von 80 Hz bis 1000 Hz. Bei der emittierten Intensität der THz Strahlung äußert sich dies in Form einer Zunahme der Fluktuationen, also in einer Zunahme der Unterschiede zwischen Minimum und Maximum, sowie einer Zunahme der Breite des ein Sigma Bandes. Anhand des Spektrogramms ist erkennbar, dass sich ebenfalls die Wiederholrate der auftretenden Bursts unterscheidet, diese ist für negativen Momentum Compaction Faktor geringer. Ebenfalls ist die Stromabhängigkeit der Wiederholrate der Bursts bei beiden Spektrogrammen deutlich zu erkennen. Diese Abhängigkeit tritt auch bei der Betrachtung der Fluktuationen des Energy Spreads in Abbildung 7.4, aufgrund von unterschiedlichen Messungen bei unterschiedlichen Betriebsparametern sind die beiden Messungen nicht direkt vergleichbar, zeigen jedoch unabhängig voneinander die angesprochene Stromabhängigkeit.

Bisher wurden die Energy Spread Messungen und die Intensitätsmessung der kohärenten Synchrotronstrahlung separat voneinander betrachtet. Der folgende Abschnitt befasst sich mit der synchronen Messung des horizontalen Bunchprofils und der Intensität der emittierten THz Strahlung.

7.4. Synchrone Messung mit KALYPSO und KAPTURE bei positivem und negativem Momentum Compaction Faktor

Die Microbunching Instabilität wirkt sich in unterschiedlicher Weise aus, daher könnten unterschiedliche Messgrößen für die Untersuchung dieser Instabilität verwendet werden.

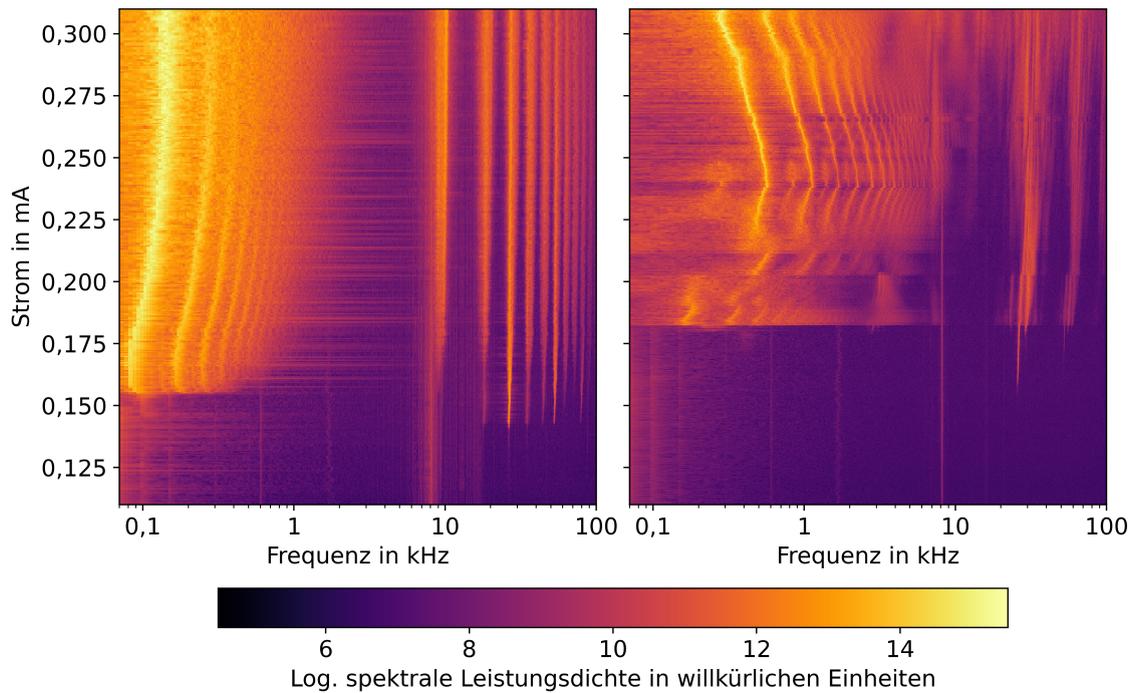


Abbildung 7.6.: Spektrogramm für positiven und negativen Momentum Compaction Faktor. Dargestellt sind zwei sogenannte Spektrogramme, auf der linken Seite für negativen und auf der rechten Seite für positiven Momentum Compaction Faktor. Auf der x-Achse ist die Frequenz in logarithmischer Skala aufgetragen und auf der y-Achse der Bunchstrom. Jede Zeile im Spektrogramm entspricht einer Einzelmessung, für diese wird über einige hunderttausend Umläufe die Intensität der kohärenten Synchrotronstrahlung gemessen und das Messergebnis fouriertransformiert. Die so berechnete spektrale Leistungsdichte ist farbkodiert dargestellt.

Zwei der Messgrößen sind der Energy Spread und die Intensität der kohärenten Synchrotronstrahlung im THz Bereich. Für die Untersuchung bietet sich die parallele Verwendung der Messgeräte an, im Fall einer synchronen Messung kann der zeitliche Verlauf der Messgrößen verglichen werden. Die synchrone Messung erlaubt damit fundiertere Aussagen bezüglich der auftretenden Effekte. Beide Messgeräte untersuchen somit dasselbe Elektronenpaket bei denselben Umläufen, damit treten Störeffekte bei beiden Messungen zum selben Zeitpunkt auf. Daher sind solche äußeren Störungen geeignet zur Überprüfung der Synchronisation der Messung.

Zum Starten der Einzelmessung wird bei beiden Messinstrumenten ein Triggersignal verwendet, dabei handelt es sich in diesem Experiment um ein Triggersignal, das alle 10 s gegeben wird. Nach dem Start der Messung werden von den beiden Detektorsystemen über einen Zeitraum von 368 ms Daten aufgenommen, das entspricht 1 000 000 Umläufen. Je nach verwendeter Einstellung wird mit KAPTURE nur jeder zweite bis vierte Umlauf aufgezeichnet, um die entstehende Datenmenge geringer zu halten. Mit KALYPSO wird jeder Umlauf aufgezeichnet. Mit diesen Einstellungen ergibt sich eine gewisse Unsicherheit bei der Synchronisation, da eine Verschiebung um wenige Umläufe nicht zwingend erkannt wird, sofern mit KAPTURE nicht jeder Umlauf aufgezeichnet wird. Durch die ähnliche Architektur der beiden Detektorsysteme reicht ein synchrones Triggersignal für die synchrone Messung. Mit dem 10 s Triggersignal wird die Einzelmessung gestartet und mit dem folgenden Triggersignal, das einmal pro Umlauf der Teilchen gesendet wird, wird die Datennahme gestartet. Durch die räumliche Trennung und separate Quellen für die Triggersignale soll die Synchronisation zusätzlich überprüft werden. Wie erwähnt, eignen sich dafür externe Störungen, die sowohl horizontal auf das Bunchprofil oder die

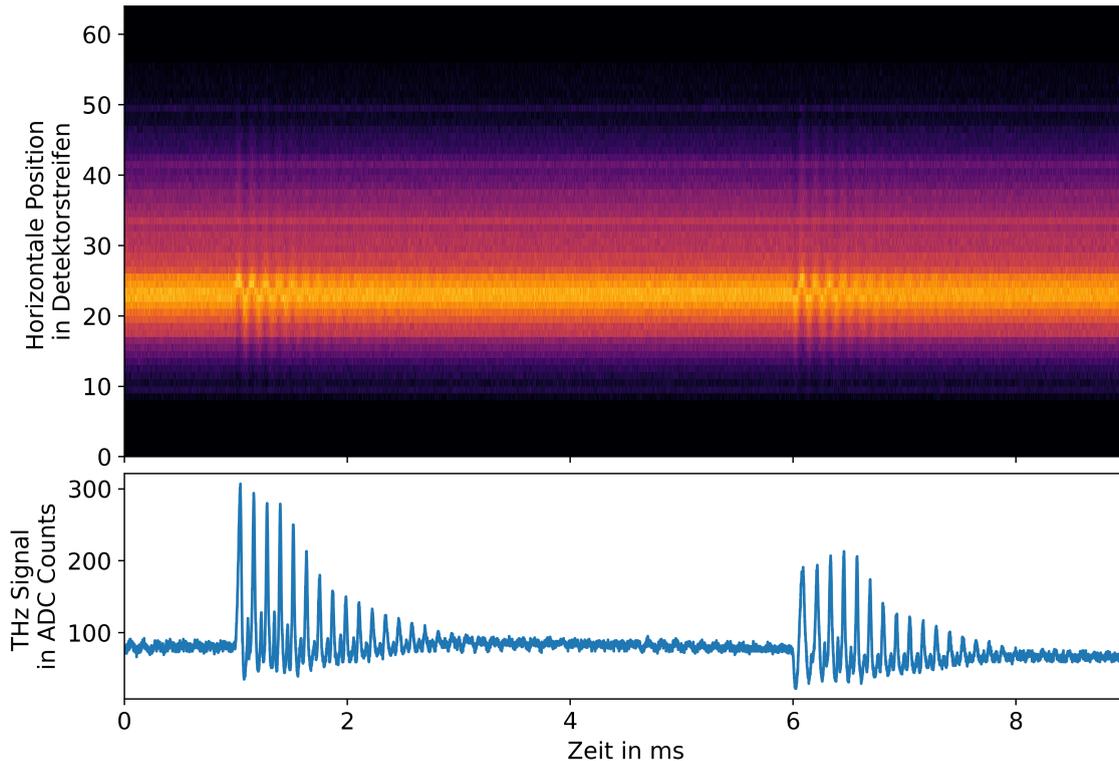


Abbildung 7.7.: Überprüfung der Synchronisation von KALYPSO und KAPTURE. Zur Überprüfung der Synchronisation der beiden Messsysteme wird ein Phasensprung des Low Level RF Systems verwendet. Der Phasensprung von 2° bei der beschleunigenden Hochfrequenz führt zu einem kurzen, mit beiden Systemen detektierbaren Signal. Anhand dieses Signals kann die Synchronisation der beiden Systeme überprüft werden. Die beiden Phasensprünge bei der Änderung der Phase und beim Wechsel zurück auf die ursprüngliche Phase 5 ms später sind deutlich sichtbar.

Position und ebenfalls auf die gemessene Synchrotronstrahlungsintensität im THz Bereich auswirken. Aufgrund der schnellen Messung können für die KAPTURE Messung bereits unterschiedliche Ankunftszeiten als Störung ausreichen. Bei der KALYPSO Messung zeigen sich Positionsveränderungen deutlich, dazu kann zum Beispiel einer der drei Kickermagnete, die für die Injektion benötigt werden, verwendet werden.

Für die in Abbildung 7.7 dargestellte Überprüfung der Synchronisation wird ein Phasensprung beim Low Level Radio Frequency (LLRF) System verwendet. Dabei wird die Phase der beschleunigenden Hochfrequenz um 2° verschoben, in der Folge erfährt das gesamte Elektronenpaket je nach Bedingung eine stärkere bzw. schwächere Beschleunigung. Insgesamt wird die Phase zweimal geändert, einmal mit dem Phasensprung auf eine um 2° versetzte Phase und ein zweites Mal beim Wechsel auf die ursprüngliche Phase. Die Zeitdifferenz zwischen den beiden Phasensprüngen lässt sich einstellen, genauso wie die Größe des Phasensprungs. Bei dieser Messung beträgt die Zeitdifferenz zwischen den beiden Phasensprüngen 5 ms. Im oberen Teil der Abbildung ist die Messung des horizontalen Bunchprofils mit KALYPSO dargestellt. Durch den Phasensprung und die damit verbundene abweichende Stärke des beschleunigenden elektromagnetischen Feldes führt zu einer veränderten Position des Elektronenpakets. In der Folge kommt es zu einer gedämpften horizontalen Schwingung, die in der Grafik deutlich sichtbar ist. Beim zweiten Phasensprung passiert das Gleiche nochmal, nur in die umgekehrte Richtung. Es ist zu erkennen, dass bei der ersten Anregung der erste Ausschlag nach oben, beim zweiten Phasensprung nach unten erfolgt. Gleiches lässt sich im unteren Bereich bei der Intensität

der THz Strahlung beobachten. Der Strahlstrom des einzelnen Elektronenpakets beträgt während der Messung etwa $66 \mu\text{A}$ und liegt damit deutlich unter dem Schwellwert für das Auftreten der Microbunching Instabilität, es wäre daher eine konstante Intensität der THz Strahlung zu erwarten. Durch die beiden Phasensprünge werden deutliche Abweichung bei der gemessenen Intensität der THz Strahlung detektiert. Die variierende Intensität der THz Strahlung ist vermutlich auf Veränderungen des Formfaktors des Elektronenpakets und damit einer veränderten Abstrahlung der kohärenten Synchrotronstrahlung zurückzuführen. Durch den Phasensprung verändert sich die Phase der Hochfrequenz beim Durchlauf der Teilchen, in der Folge könnte der Elektronenbunch komprimiert oder gestreckt werden. Beides würde den Formfaktor und damit die emittierte kohärente Synchrotronstrahlung beeinflussen. In den Umkehrpunkten großer Synchrotronoszillationen wurde die Veränderung der Elektronenverteilung im Bunch und damit verbundene Änderungen des Formfaktors bereits beobachtet, ähnliches sollte bei dem hier verwendeten Phasensprung ebenfalls auftreten [Jud12, Jud13]. Zusätzlich könnten Abweichungen zu geringeren THz Intensitäten auf unterschiedliche Ankunftszeiten zurückzuführen sein. Das Timing für die Datennahme ist so gewählt, dass das Maximum der THz Strahlung gemessen wird. Da das Zeitfenster, in dem gemessen wird, sehr kurz ist, ist die Messung auf unterschiedliche Ankunftszeiten sensitiv. Durch den Phasensprung erfährt das gesamte Elektronenpaket eine stärkere bzw. schwächere Beschleunigung und erhält daher eine zu hohe bzw. zu geringe Energie. In Kombination mit der Phasenfokussierung, die die Energieabhängigkeit der Ankunftszeit nutzt, resultiert eine abweichende Ankunftszeit für das gesamte Elektronenpaket. Eine frühere oder spätere Ankunftszeit verschiebt das Intensitätsmaximum zeitlich und kann damit zu einer geringeren, gemessenen Strahlungsintensität führen. Erwähnt sind zwei denkbare Ursachen für das beobachtete Verhalten. Zur Verifikation wären zusätzliche Messungen der Pulsform notwendig, um Veränderungen der Ankunftszeit oder der Bunchlänge feststellen zu können. Möglich wären diese Messungen mit einem Oszilloskop oder KAPTURE.

Die Anregung des Elektronenpaketes als Ganzes, dient hier der Überprüfung der Synchronisation, um im nächsten Schritt den zeitlichen Verlauf der Microbunching Instabilität, sowohl im Bezug auf die THz Strahlung, als auch den Energy Spread zu untersuchen. Diese Anregungen, mit den Kickermagneten für die Injektion oder über den verwendeten Phasensprung beim LLRF System, können neben der Überprüfung der Synchronisation für die Untersuchung der transversalen Schwingungsdämpfung genutzt werden. In Abbildung 7.8 sind die Ergebnisse der parallelen Messung von KALYPSO und KAPTURE abgebildet. Im oberen Teil ist die Messung des Strahlprofils, als Heatmap im Hintergrund dargestellt. Die weiße Kurve entspricht der Bunchgröße, bzw. dem Energy Spread, zur Reduktion der Fluktuationen wird ein gleitender Mittelwert über 350 Umläufe berechnet und abgebildet. Im unteren Bereich ist die Intensitätsmessung der THz Intensität im zeitlichen Verlauf dargestellt. Die charakteristische, periodische, sägezahnartige Struktur ist sowohl beim Energy Spread, als auch bei der Intensität der THz Strahlung deutlich zu beobachten. Hierbei ist eine parallele Zunahme der Strahlungsintensität der kohärenten Synchrotronstrahlung, als auch beim Energy Spread und der damit verbundenen Bunchgröße zu beobachten. Nach dem Erreichen des Maximums, setzt durch Dämpfungseffekte die Abnahme des Energy Spreads ein, diese ist auch bei der Strahlungsintensität sichtbar. Dieses Muster wiederholt sich periodisch, die Wiederholungsfrequenz und dessen Stromabhängigkeit sind deutlich in den Spektrogrammen wie zum Beispiel in Abbildung 7.6 zu erkennen.

Der vorherige Abschnitt hat sich mit der zeitlichen Entwicklung der Auswirkungen der Microbunching Instabilität auf den Energy Spread und die Intensität der emittierten THz Strahlung befasst. Neben der zeitlichen Abhängigkeit kann auch die Abhängigkeit von der Bunchladung und damit des Strahlstroms untersucht werden. Dazu werden mehrere Einzelmessungen kombiniert. Bei jeder Einzelmessung wird für jeden Umlauf die Bunchgröße, sowie für jeden zweiten bis vierten Umlauf die Intensität der Synchrotronstrahlung

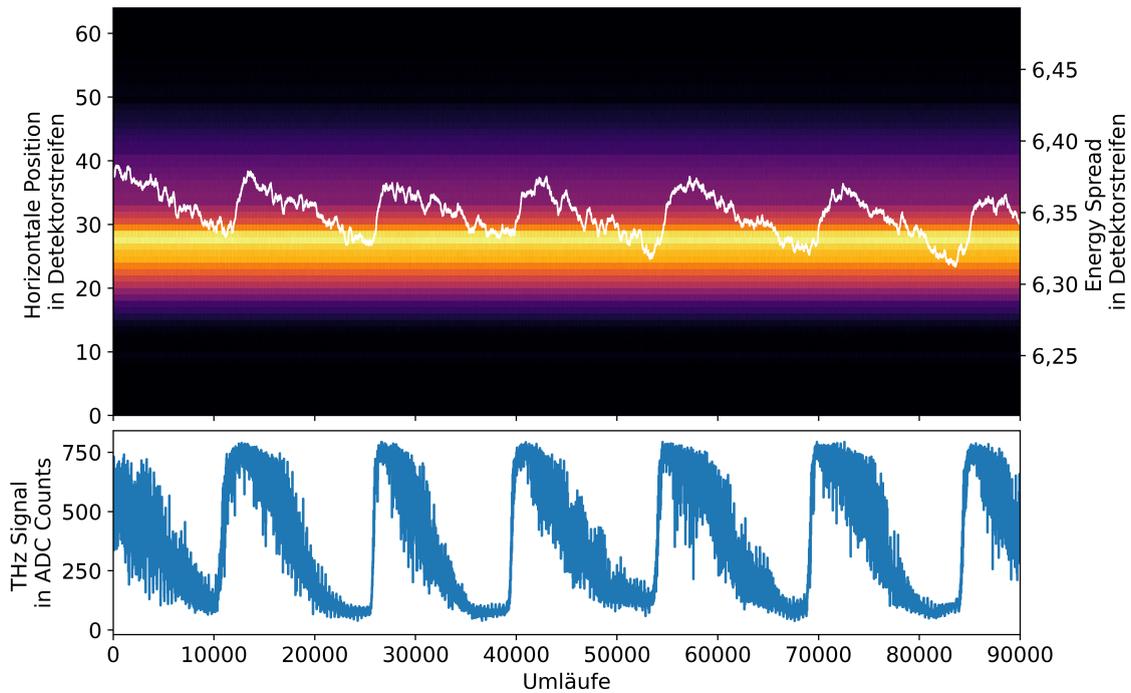


Abbildung 7.8.: Parallele Messung von KALYPSO und KAPTURE. Dargestellt ist im oberen Bereich der Abbildung die Messung des horizontalen Strahlprofils, die mit KALYPSO durchgeführt wurde. Im Hintergrund ist die bekannte Heatmap dargestellt und als weiße Kurve ist die Bunchgröße bzw. der damit verbundene Energy Spread eingezeichnet. Im unteren Bereich ist das mit KAPTURE aufgenommene Signal der THz Strahlung dargestellt. Sowohl bei der Intensität der THz Strahlung, als auch beim Energy Spread ist die für die Microbunching Instabilität periodische, sägezahnartige Struktur zu erkennen.

in unterschiedlichen Frequenzbereichen gemessen. Über die einzelnen Ergebnisse einer Messung wird gemittelt und die Standardabweichung oder ein Bereich, in dem 68,35 % der Messwerte liegen, bestimmt. In Abbildung 7.8 sind die Schwankungen aufgrund der Microbunching Instabilität deutlich sichtbar, daher ist klar, dass die Standardabweichung bzw. der ein Sigma Bereich Aussagen zur Schwankungsbreite liefert, jedoch nicht als Fehler oder Messunsicherheit betrachtet werden kann. Dargestellt sind die Ergebnisse für ein Experiment mit positivem Momentum Compaction Faktor in Abbildung 7.9. Gemessen werden dafür neben der horizontalen Strahlgröße, bzw. dem damit verbundenen Energy Spread auch die Intensität der Synchrotronstrahlung im THz Bereich und dem Bereich des sichtbaren Lichts. Wie erwartet nimmt die horizontale Strahlgröße mit zunehmender Bunchladung zu, die Fluktuationen sind auf die Energy Spread, Änderungen durch die Microbunching Instabilität, sowie ein gewisses Rauschen zurückzuführen. Letzteres wird bei geringen Strahlströmen relevant. Der Lücke bei der Messung der horizontalen Bunchgröße bei knapp über 0,6 mA ist auf die Umstellung des Gotthard-Gains für die Signalverstärkung von KALYPSO zurückzuführen. Dazu muss die Messung gestoppt, die Änderung des Gains vorgenommen und die Messung wieder gestartet werden. An dieser Stelle ist es notwendig, die gemessene Bunchgröße bei Strömen oberhalb von 0,6 mA unter Berücksichtigung des Stroms zu reskalieren, um einen durch die Umstellung des Detektorsystems verursachten Sprung der Bunchgröße in diesem Bereich zu vermeiden. Die Microbunching Instabilität wirkt sich auf die kohärente Synchrotronstrahlung im THz Bereich aus. Die Intensität der inkohärenten Synchrotronstrahlung bleibt davon unbeeinflusst und hängt linear vom Strahlstrom ab. Jedoch ist der Messaufbau auf zusätzliche Effekte sensitiv, wie zum Beispiel auf unterschiedliche Ankunftszeiten oder horizontale Positionsänderun-

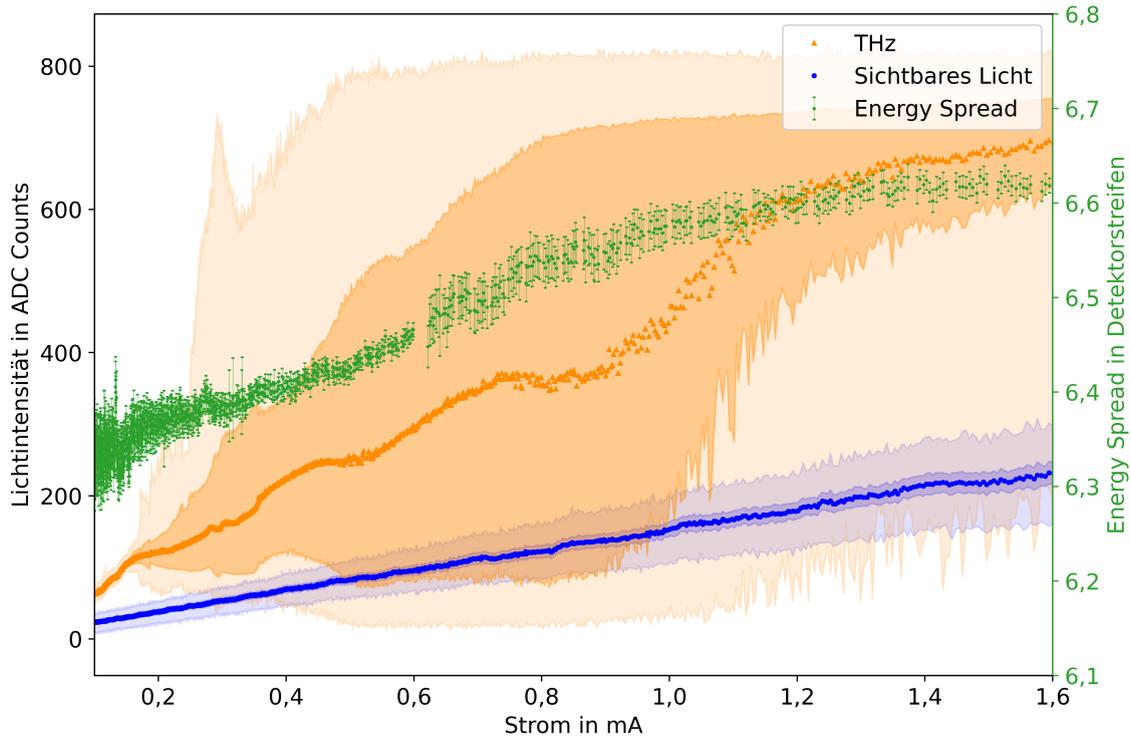


Abbildung 7.9.: Parallele Messung bei positivem Momentum Compaction Faktor. Dargestellt ist die Stromabhängigkeit des Energy Spreads, der Intensität des sichtbaren Lichts und die Intensität der THz Strahlung. Als weiteres, schwächeres Farbband ist der Bereich zwischen Minimum und Maximum während der Messung eingezeichnet. Für die Lichtintensität ist jeweils das ein Sigma Band farblich eingezeichnet. Ebenfalls ist für den Energy Spread die Standardabweichung als Fehlerbalken eingezeichnet. Der Sprung beim Energy Spread bei knapp über 0,6 mA ist auf Änderungen der Einstellungen von KALYPSO zurückzuführen.

gen. Insgesamt ist die Schwankungsbreite der Messungen der Intensität des sichtbaren Lichts gering, das zeigt auch die Betrachtung der maximalen Schwankungsbreite zwischen Maximum und Minimum. Eine sehr viel größere Schwankungsbreite zeigt sich bei der durch die Microbunching Instabilität beeinflussten Strahlungsintensität im THz Bereich. Die durchschnittliche THz Intensität nimmt ebenfalls mit zunehmenden Strahlstrom zu, die Schwankungsbreite erreicht bei etwa 0,9 mA ein Maximalwert. Dafür kann es zwei Gründe geben, zum einen ist das Burstingverhalten bei der Microbunching Instabilität stark stromabhängig. Zum anderen ist der Aufbau für Messung bei geringen Strömen optimiert, da bei negativem Momentum Compaction Faktor Strahlströme von maximal 0,5 mA mit einem einzelnen Elektronenpaket erreicht werden. Der THz Detektor geht bei höheren Strahlströmen während den Bursts phasenweise in die Sättigung. Es wird nur der Maximalwert des Sensors und nicht der Strahlungsintensität gemessen. Bei Betrachtung der Schwankungsbreite der THz Intensität kann davon ausgegangen werden, dass der THz Detektor ab einem Strahlstrom von 0,6 mA bis 0,8 mA das Detektorlimit zumindest zeitweise erreicht. Grundsätzlich zeigt sich das erwartete Bild, dass die Intensität der THz Strahlung stark schwankt, wie auch in Abbildung 7.8 zu erkennen ist.

Anstatt der gemessenen THz Daten kann für die in Abschnitt 7.3 beschriebenen Spektrogramme auch die mit KALYPSO gemessene Strahlgröße verwendet werden. Da Änderungen der Strahlgröße auf durch die Microbunching Instabilität verursachten Änderungen des Energy Spreads zurückgeführt werden können. Dargestellt sind die Spektrogramme, basierend auf den Daten zur Strahlgröße und der Intensität der THz Strahlung in Abbildung 7.10.

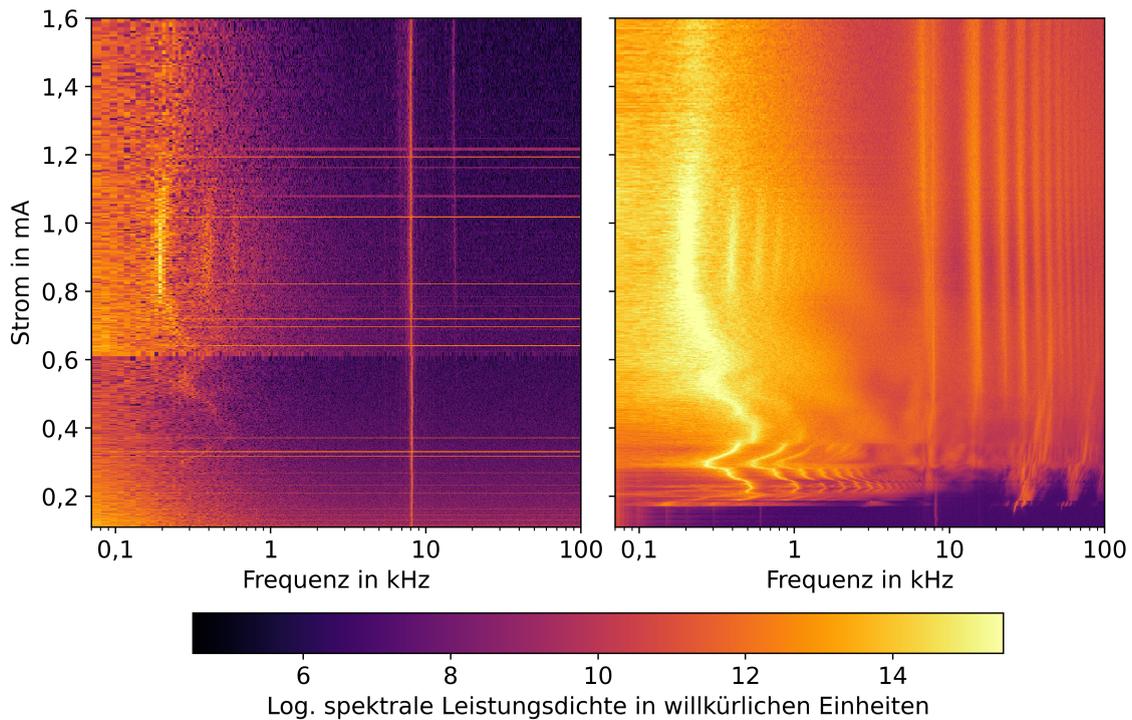


Abbildung 7.10.: Spektrogramm für Energy Spread und THz Daten bei positivem Momentum Compaction Faktor. Dargestellt sind zwei Spektrogramme, auf der linken Seite für die mit KALYPSO gemessenen Strahlgröße und auf der rechten Seite für die THz Messung mit KAPTURE bei positivem Momentum Compaction Faktor. Auf der x-Achse ist die Frequenz in logarithmischer Skala aufgetragen und auf der y-Achse der Bunchstrom. Jede Zeile im Spektrogramm mit den THz Daten entspricht einer Einzelmessung, für diese wird über einige hunderttausend Umläufe die Intensität der kohärenten Synchrotronstrahlung gemessen und das Messergebnis fouriertransformiert. Analog ist das Vorgehen für das Spektrogramm, das auf den KALYPSO Daten basiert. Hierzu werden die Messwerte für die Strahlgröße bzw. den damit verbundenen Energy Spread verwendet und von diesen die Fouriertransformierte berechnet. Die berechnete spektrale Leistungsdichte ist farbkodiert dargestellt.

Das linke Spektrogramm zeigt weniger Details, trotzdem tritt im unteren Frequenzbereich die Linien, die mit der Wiederholrate der Instabilität assoziiert werden können, deutlich hervor. Diese sind auch im rechten, auf den THz Daten basierenden Spektrogramm zu erkennen. Zusätzlich tritt bei etwa 8 kHz eine vertikale Linie deutlich hervor, die auf die Synchrotronoszillation zurückgeführt werden kann. Die Synchrotronoszillation ist die Frequenz, mit der der longitudinale Phasenraum rotiert und ist auf der Energieachse mit KALYPSO detektierbar. Die höheren Frequenzen im Spektrogramm kommen durch die Bewegung der Mikrostrukturen im Phasenraum, die maßgeblich die THz Emission beeinflussen. Aufgrund der Auflösung des Messaufbaus mit KALYPSO können dort die Substrukturen nicht aufgelöst werden und sind deshalb nicht im Spektrogramm sichtbar.

7.5. Unterschiede bei der Microbunching Instabilität bei positivem und negativem Momentum Compaction Faktor

Zum einen hat sich gezeigt, dass der optimierte optische Aufbau und der weiterentwickelte Sensor von KALYPSO die Sensitivität deutlich erhöhen. Dadurch werden die Messungen des horizontalen Bunchprofils bei jedem Umlauf für geringere Bunchladungen möglich. Es lassen sich damit die Effekte der Microbunching Instabilität auf das horizontale Strahlprofil im Bereich des Schwellwertes für die Microbunching Instabilität untersuchen. Des Weiteren

ist die Untersuchung der Microbunching Instabilität bei negativem Momentum Compaction Faktor möglich. In diesem Modus sind aktuell Strahlströme von über 0,4 mA in einem Elektronenpaket nur schwer zu erreichen. Folglich ist es vorteilhaft, wenn durch die hohe Sensitivität die Messung bei geringeren Strahlströmen möglich ist. Es erlaubt die Messung der Energy Spread Änderungen bei unterschiedlichen Strahlströmen, wie zum Beispiel in Abbildung 7.4 dargestellt ist. Die Darstellung ist dabei zeitabhängig mit umlaufaufgelösten Messungen oder gemittelt für die Stromabhängigkeit der Microbunching Instabilität möglich.

Die Intensität der kohärenten Synchrotronstrahlung im THz Bereich eignet sich ebenfalls für die Untersuchung der Microbunching Instabilität. Zudem besteht die Möglichkeit, die Messungen der THz Strahlung und die des Bunchprofils zu kombinieren. Somit können parallel zwei unterschiedliche Größen untersucht werden, in denen sich die Microbunching Instabilität manifestiert. Zeitaufgelöst lassen sich die Zu- bzw. Abnahmen des Energy Spreads den THz Bursts gegenüberstellen. Dabei ist die zeitgleiche Zunahme sichtbar und nach dem Erreichen des Maximums eine Abnahme, bis der Prozess erneut startet. Die parallelen Messungen können auch für die Untersuchung der Stromabhängigkeit verwendet werden. Dazu wird über die Einzelmessung gemittelt und über Mittelwert und Schwankungsbreite Aussagen zur mittleren THz Intensität und Bunchgröße, sowie deren Schwankungen getroffen.

Insbesondere bei der Betrachtung der emittierten kohärenten Synchrotronstrahlung im THz Bereich treten zwischen positivem und negativem Momentum Compaction Faktor auf. Zwar nutzen die Experimente den betragsmäßig gleichen Momentum Compaction Faktor, jedoch unterscheidet sich das Vorzeichen. Dies führt im Fall von negativen Momentum Compaction Faktor zu einem Beginn der charakteristischen THz Bursts bei niedrigeren Strömen, sowie einer insgesamt höheren THz Intensität bei gleicher Bunchladung. Ebenfalls sind die Fluktuationen ausgeprägter, dass sich in einem breiteren ein Sigma Band bzw. einem größeren Abstand zwischen Minimum und Maximum manifestiert. Diese Messergebnisse und Beobachtungen passen zu den von Patrick Schreiber durchgeführten Messungen und Simulationen mit Inovesa, die diesen Unterschied vorhergesagt haben [Sch22]. Die vergleichbaren Parameter für Momentum Compaction Faktor und die summierte Beschleunigungsspannung lassen den direkten Vergleich von Simulation und Messergebnissen zu.

Besonders deutlich sichtbar werden die Unterschiede der Microbunching Instabilität bei positivem und negativem Momentum Compaction Faktor in der Darstellung als Spektrogramm in Abbildung 7.6. Dabei fällt auf, dass die Schwelle bezüglich der Ladung des Elektronenpakets, ab der die Microbunching Instabilität auftritt, für negativen Momentum Compaction Faktor geringer ist. Zusätzlich treten dabei bei höheren Frequenzen die höheren Harmonischen der Synchrotronoszillation auf. Die Frequenz der Synchrotronoszillation ist vom Betriebsmodus und den Einstellungen abhängig und liegt bei diesen Experimenten im Bereich von 8 kHz bis 9 kHz. Bei niedrigeren Frequenzen wirkt sich vor allem die Wiederholrate der THz Bursts aus, diese Wiederholrate ist bei negativem Momentum Compaction Faktor geringer. Die höheren Harmonischen dieser Oszillation treten sowohl bei positivem, als auch negativem Momentum Compaction Faktor auf. Auch hier setzt das Bursting bei negativem Momentum Compaction Faktor bei einer geringeren Bunchladung ein.

8. Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde am VLD-Port ein Messsystem zur zeitaufgelösten horizontalen Strahlprofilmessung aufgebaut. Hierbei wird sowohl die Strahlgröße, als auch die Position gemessen. Durch die Lage des Quellpunkts der Synchrotronstrahlung in einer dispersiven Region des Speicherrings sind zudem Aussagen über die Elektronenenergieverteilung möglich. Wesentlicher Bestandteil des Aufbaus ist eine weiterentwickelte Version der Zeilenkamera KALYPSO, die erstmals auf einem TI-LGAD Sensor basiert und eine erhöhte Sensitivität aufweist. Die gesteigerte Sensitivität der Zeilenkamera vergrößert den Messbereich zu geringen Bunchladungen und erlaubt dadurch die Messung bei weiteren Betriebsmodi des Beschleunigers, bei denen nur geringe Bunchladungen erreichbar sind. Zur Inbetriebnahme und Charakterisierung werden verschiedene Messungen durchgeführt, um die Möglichkeiten des Systems aufzuzeigen. Dazu wird die Strahldynamik bei der Injektion, während der Erhöhung bzw. Reduktion der Elektronenenergie und im Kurzbunchbetrieb bei positiven und negativen Momentum Compaction Faktor gemessen. Die Messungen im Kurzbunchbetrieb dienen der Untersuchung der Microbunching Instabilität und werden durch synchrone Messungen der THz Strahlung ergänzt.

Um die Möglichkeiten des Systems aufzuzeigen, wurde ein Experiment mit der kleinstmöglichen Ladung, die im Normalbetrieb auftritt durchgeführt. Dies ist ein einzelner Injektionsschuss eines einzelnen Elektronenpakets, das eine Ladung von ungefähr 1,5 pC hat und erstmals erfolgreich detektiert werden konnte. Bei KARA entspricht diese Ladung einem Strom von etwa 4 μ A. Von besonderem Interesse sind dabei die Nichtgleichgewichtszustände, die unmittelbar nach der Injektion zu erwarten sind. Zur Untersuchung dieser Prozesse ist eine umlaufaufgelöste Messung notwendig. Genutzt werden können diese Erkenntnisse für die zukünftige Optimierung der Transferlinie vom Boostersynchrotron zum Speicherring, sowie den Einstellungen des Speicherrings. Hilfreich dafür ist ein besseres Verständnis der Strahldynamik und Strahlparameter unmittelbar nach der Injektion. Bei den übrigen Vorbeschleunigern von der thermionischen Elektronenquelle bis zum Boostersynchrotron kann durch Optimierung eine Erhöhung der Ladung des injizierten Elektronenpakets um einen Faktor fünf erreicht werden. Das würde das Signal zu Untergrund Verhältnis bei dieser Messung wesentlich verbessern und eine bessere zeitliche Auflösung durch geringes Mitteln erlauben oder zu einer höheren Signifikanz der Messung führen und folglich die Untersuchung der Nichtgleichgewichtszustände unmittelbar nach der Injektion verbessern.

Während bei der Untersuchung der Injektion der Bunchstrom geringfügig oberhalb der Nachweisgrenze liegt, kann bei der Untersuchung der Strahldynamik auf der Energierampe mit wesentlich höheren Bunchströmen gearbeitet werden. Für diese Messung wird mit einem einzelnen Elektronenpaket mit einer Ladung von ungefähr 425 pC durchgeführt. Dies entspricht bei KARA einem Bunchstrom von knapp 0,93 mA. Im Laufe der Messung nimmt der Strom geringfügig ab. Nach der Akkumulation der genannten Ladung im einzelnen Elektronenbunch wird die Elektronenenergie von der Injektionsenergie von 0,5 GeV auf die üblicherweise für die Experimente mit der Synchrotronstrahlung verwendete Energie von 2,5 GeV gebracht und anschließend wieder auf die Injektionsenergie reduziert. Der

Versuch wird für den Vergleich mit anderen Messinstrumenten, mit mehreren umlaufenden Teilchenpaketen und einem Strahlstrom von 60 mA wiederholt. Diese Messinstrumente besitzen eine geringere Sensitivität und können dadurch nicht bei den geringen Strahlströmen im Singlebunchbetrieb messen. Dabei werden mit einem Synchrotron-Light-Monitor die Position und Strahlgröße in horizontaler und vertikaler Richtung gemessen. Zusätzlich wird mit dem Bunch-by-Bunch (BBB) Feedbacksystem der horizontale und vertikale Tune gemessen. Die Quellpunkte der Synchrotronstrahlung liegt sowohl für KALYPSO als auch den Synchrotron-Light-Monitor in einer dispersiven Region, damit wirken sich Veränderungen der Elektronenenergieverteilung auf beide Systeme aus. Zusätzlich befinden sich beide Messsysteme an 5° Ports von Ablenkmagneten und sind um einen Double Bend Achromaten verschoben, dadurch sind die optischen Funktionen sehr ähnlich und die Messergebnisse vergleichbar. Bei dieser Untersuchung zeigt sich, dass sich die beiden Systeme ergänzen und dadurch mit KALYPSO ein System für die Messung im Single Bunch Betrieb zur Verfügung steht und mit dem Synchrotron-Light-Monitor ein System für die Messung im Multibunchbetrieb.

Bei der Messung der Strahlposition und -größe während der Veränderung der Elektronenenergie sind deutliche Unterschiede zwischen der Erhöhung und der Reduktion der Elektronenenergie zu beobachten. Grund dafür ist die Verwendung der gleichen Setzwerte für die Magnetströme. Nicht berücksichtigt sind dabei Hystereseeffekte, die bei gleichen Spulenströmen zu unterschiedlichen Magnetfeldstärken führen. Daher muss das Ramping Table für die Reduktion der Elektronenenergie noch angepasst werden. Die Messergebnisse der beiden Detektorsysteme können für die Optimierung und Anpassung der Ramping Tables verwendet werden. Das gilt nicht nur für die Erhöhung oder Reduktion der Elektronenenergie, sondern auch für die Ramping Tables zur Veränderung der Magneto-optik, die für die Reduktion der Bunchlänge im Kurzbunchbetrieb eingesetzt werden.

Prädestiniert für die Messung mit KALYPSO sind auf der Zeitskala von einigen hundert bis tausend Umläufen ablaufende Änderungen, die im Single Bunch Betrieb auftreten. Verursacht werden solche Änderungen beispielsweise durch die Microbunching Instabilität, bei der es sich um eine Single Bunch Instabilität handelt, die durch die Selbstwechselwirkung des Bunchs mit der vom ihm emittierten kohärenten Synchrotronstrahlung verursacht wird. Diese Instabilität äußert sich in einer fluktuierenden Emission von kohärenter Synchrotronstrahlung im THz Bereich und einer Zunahme des Energy Spreads und der damit verbundenen Bunchlänge. Messbar im transversalen Strahlprofil werden die Änderungen des Energy Spreads in dispersiven Regionen des Speicherrings, in denen das Produkt aus Dispersion und Energy Spread zur horizontalen Strahlgröße beiträgt. Da die übrigen beitragenden Parameter während der Messung konstant sind, kann die Änderung der Bunchgröße auf Änderungen des Energy Spreads zurückgeführt werden.

Ziel der Experimente ist die Untersuchung der Microbunching Instabilität bei positivem und negativem Momentum Compaction Faktor. Zur Gewährleistung der Vergleichbarkeit wird ein betragsmäßig gleicher Faktor verwendet. Gemessen wird neben dem horizontalen Strahlprofil auch die emittierte Leistung von inkohärenter Synchrotronstrahlung im sichtbaren Bereich mit einem Photodetektor sowie die kohärente Strahlung mit einem THz Detektor gemessen. Für die Datenaufnahme von den beiden Detektoren für die Strahlungsintensität wird das KAPTURE System verwendet. Hierbei werden aufeinander abgestimmte Triggersignale für eine synchrone Messung mit beiden Messgeräten verwendet. Die Synchronisation kann durch Anregungen des Elektronenpakets wie durch einen Kick mit einem, der für die Injektion benötigten, Kickermagneten oder durch einen Phasensprung mit dem LLRF System verursacht werden. Dies führt zu einem, mit beiden Systemen detektierbaren, Signal, das zur Überprüfung der Synchronisation dient.

Die Microbunching Instabilität zeigt sich sowohl im zeitlichen Verlauf der Intensität der THz

Strahlung, als auch beim Energy Spread. Dabei tritt ein deutlicher Unterschied zwischen positivem und negativem Momentum Compaction Faktor auf. Dieses Verhalten ist erwartet worden und deckt sich mit den Messungen und Simulationen von Patrick Schreiber [Sch22]. Bei negativem Momentum Compaction Faktor setzt die Microbunching Instabilität bei einer geringeren Bunchladung ein. Zusätzlich haben die von der Instabilität verursachten Fluktuationen eine geringere Wiederholrate. Die Intensität der emittierten THz Strahlung ist bei gleicher Bunchladung bei negativem Momentum Compaction Faktor signifikant höher. Dabei zeigt sich, dass die Messergebnisse von KALYPSO für die Detektion der Microbunching Instabilität gut geeignet sind und damit auch für das Training von auf Machine Learning basierenden Feedback Systemen zur Unterdrückung dieser Instabilität. Von diesen Entwicklungen können insbesondere Synchrotronstrahlungsquellen der kommenden Generation profitieren, die aufgrund von geringen Strahldurchmessern und kurzen Bunchlängen hohe Ladungsdichten erreichen und damit im Betrieb schnell die Schwelle für das Auftreten der Microbunching Instabilität erreichen. Unterbunden wird die Instabilität bisher durch die Verlängerung der Bunchlänge mittels äußeren Eingriffen.

Die beobachteten Änderungen der horizontalen Strahlgröße aufgrund von durch die Instabilität verursachten Fluktuationen des Energy Spreads sind gering. Für die bessere räumliche Auflösung der horizontalen Bunchgröße wären zukünftige KALYPSO Varianten mit bis zu 1024 Detektorstreifen hilfreich. Jedoch nimmt dabei die Lichtintensität auf dem Detektor ab, da die gleiche Intensität auf einer größeren Detektorfläche verteilt wird. Daher wird das untere Limit der Bunchladung für die umlaufaufgelösten Messungen ansteigen. Jedoch ist dafür eine wesentlich bessere räumliche Auflösung im Messbereich zu erwarten, die der Untersuchung der Microbunching Instabilität zugutekäme und zukünftig für die Forschung in diesem Bereich genutzt werden kann. Unabhängig davon bietet die verwendete Version aufgrund der hohen Sensitivität Potential für weitere Untersuchungen der Dynamik des gerade injizierten Teilchenstrahls und der damit verbundenen Nichtgleichgewichtszustände.

Anhang

A. Berechnung der Magnetfeldstärken der Quadrupol und Sextupolmagnete auf Basis der gemessenen Ströme

Für die Simulationen der Magneto-optik werden die magnetischen Feldstärken und Feldgradienten benötigt. Gemessen und ausgelesen werden die Ströme, die durch die Spulen fließen. Dadurch wird die Umrechnung der Stromstärke in die zugehörigen Magnetstärken notwendig. Insbesondere die der Quadrupol- und Sextupolmagnete, da diese für die Magneto-optik essenziell sind. Für das Magnetsystem des Speicherrings existieren zwei unterschiedliche Formeln für die Umrechnung. Die zugehörigen Parameter wurden von Montse Pont [Ein99, Pon01] und Max Streichert [Str11] ermittelt.

Für die Berechnung der Quadrupolstärken k und Sextupolstärken SH, SV werden die folgenden Formeln verwendet:

$$k = \left(\frac{I \cdot p_1}{1 + \left(\frac{I}{p_2}\right)^{p_3}} - (I + C_Q) \cdot p_4 \right) \cdot \frac{1}{E}, \quad (\text{A.1})$$

$$SH = \left(\frac{I \cdot p_1}{1 + \left(\frac{I}{p_2}\right)^{p_3}} - (I + C_S) \cdot p_4 \right) \cdot \frac{1}{E}, \quad (\text{A.2})$$

$$SV = (p_1 + p_2 \cdot I) \cdot \frac{1}{E}. \quad (\text{A.3})$$

Dabei bezeichnet I die Stromstärke, p_x bezeichnet die in der Tabelle A.1 aufgelisteten Parameter. Bei dem Parameter C_Q und C_S handelt es sich um einen für den jeweiligen Magnettypen konstanten Parameter. Dieser beträgt 400 für alle Quadrupole mit Ausnahme der dritten Quadrupolfamilie, für die der Wert 350 beträgt, für die Sextupole ist dieser Wert 250.

Tabelle A.1.: Parameter für die Berechnung der Magnetstärken. In der Tabelle sind die von M. Pont ermittelten Parameter p_x für die Berechnung der Magnetstärken aus den Spulenströmen angegeben.

| Magnetfamilie | p_1 in 10^{-2} | p_2 in 10^2 | p_3 | p_4 in 10^{-6} |
|---------------|--------------------|-------------------------|--------|--------------------|
| MQ1 | 1,5936 | 5,5447 | 6,8067 | 3,1936 |
| MQ2 | -1,5946 | 5,5206 | 6,9370 | -2,9760 |
| MQ3 | 1,8393 | 4,7943 | 7,7880 | 10,000 |
| MQ4 | -1,5965 | 5,5202 | 6,9285 | -2,7354 |
| MQ5 | 1,5974 | 5,5142 | 6,9868 | 2,7878 |
| MSH | 91,309 | 2,9412 | 12,262 | -220,00 |
| MSV | -59,915 | $-7,6458 \cdot 10^{-3}$ | | |

Tabelle A.2.: Parameter für die Berechnung der Magnetstärken. In der Tabelle sind die von Max Streichert ermittelten Parameter p_x für die Berechnung der Magnetfeldstärken über Polynome vierter Ordnung auf Basis der Spulenströme angegeben.

| Magnetfamilie | p_0 in 10^{-2} | p_1 in 10^{-2} | p_2 in 10^{-5} | p_3 in 10^{-7} | p_4 in 10^{-10} |
|---------------|--------------------|--------------------|--------------------|--------------------|---------------------|
| MQ1 | -7,012 | 1,860 | -2,893 | 1,286 | -2,026 |
| MQ2 | 7,477 | -1,865 | 3,010 | -1,330 | 2,078 |
| MQ3 | -12,00 | 2,310 | -5,161 | 2,394 | -3,929 |
| MQ4 | 7,368 | -1,830 | 2,989 | -1,325 | 2,074 |
| MQ5 | -7,586 | 1,870 | -3,045 | 1,344 | -2,094 |
| MSH | 312,2 | 78,1 | | | |
| MSV | -204,7 | -71,2 | | | |

Tabelle A.3.: Parameter für die Berechnung der Elektronenenergie. In dieser Tabelle sind die Parameter für die Berechnung der Elektronenenergie auf Basis der Ströme der Dipolmagnete angegeben. Dies ist möglich durch die Proportionalität zwischen Teilchenenergie und Magnetfeldstärke, bei konstantem Ablenkradius.

| Parameter | Wert |
|-----------|-----------------------------|
| p_0 | $-1,161 \cdot 10^{-2}$ |
| p_1 | $4,37 \cdot 10^{-3}$ |
| p_2 | $-2,211\,73 \cdot 10^{-6}$ |
| p_3 | $6,969\,09 \cdot 10^{-9}$ |
| p_4 | $-7,497\,45 \cdot 10^{-12}$ |

Max Streichert hat Polynome vierter Ordnung für die Berechnung der Magnetfeldstärken verwendet:

$$k = (p_0 + p_1 \cdot I + p_2 \cdot I^2 + p_3 \cdot I^3 + p_4 \cdot I^4) \cdot \frac{1}{E}, \quad (\text{A.4})$$

$$SH = (p_0 + p_1 \cdot I) \cdot \frac{1}{E}, \quad (\text{A.5})$$

$$SV = (p_0 + p_1 \cdot I) \cdot \frac{1}{E}. \quad (\text{A.6})$$

Wie bei der Berechnungsmethode von M. Pont werden die Parameter p_x in der Tabelle A.2 angegeben. Eingesetzt werden in die Formeln jeweils die numerischen Werte der Magnetströme in A und die Energie in GeV. Damit ergeben sich die Feldgradienten für k , SH und SV in m^{-2} für die Quadrupole und m^{-3} für die Sextupole.

Neben den Quadrupol- und Sextupolstärken, die für die Simulation der Magneto-optik relevant sind, kann ebenfalls die Stärke der Dipolmagnete betrachtet werden. An dieser Stelle steht nicht die Stärke der Dipolmagnete, sondern der damit verbundene Ablenkradius der Elektronen im Vordergrund. Da bei einem Synchrotron der Ablenkradius konstant gehalten wird und folglich die Magnetfeldstärke proportional zur Teilchenenergie ist, wird über den Spulenstrom die Teilchenenergie gemessen. Auch für diese Berechnung werden Polynome vierter Ordnung verwendet. Die zugehörigen Parameter p_x wurden von M. Pont bestimmt. Auch hier werden die numerischen Werte der Spulenströme eingesetzt, das Ergebnis ist die Elektronenenergie in GeV.

$$E = p_0 + p_1 \cdot I + p_2 \cdot I^2 + p_3 \cdot I^3 + p_4 \cdot I^4. \quad (\text{A.7})$$

Die für die Berechnung notwendigen Parameter p_x sind in Tabelle A.3 angegeben.

B. Mit Betafunktion normierte Bunchgrößenmessung während der Energierampe

Für die Strahlgröße gilt

$$\sigma_x = \sqrt{\beta_x(s) \cdot \epsilon_x + D_x^2(s) \cdot \sigma_\delta^2} \quad [\text{Wie15}], \quad (\text{B.1})$$

sofern der Term mit Dispersion und Energy Spread klein oder verschwindend ist, vereinfacht sich die Strahlgröße zu

$$\sigma_x = \sqrt{\beta_x(s) \cdot \epsilon_x}. \quad (\text{B.2})$$

Wird nun mit der Wurzel der Betafunktion normiert, bleibt auf der rechten Seite der Gleichung nur noch die Wurzel der Emittanz übrig. Dadurch ist der Vergleich von Strahlgrößenmessungen an unterschiedlichen Positionen im Speicherring möglich. Dazu muss die horizontale Betafunktion an den Positionen der Quellpunkten der Synchrotronstrahlung, die zu den Detektorsystemen gelangt, bekannt sein. Während der Energierampe ändert sich kontinuierlich die Magneto-optik, daher muss für jeden Messpunkt die aktuelle Magneto-optik simuliert und die Betafunktionen an den beiden Positionen bestimmt werden. Anschließend kann mit diesen Werten für die Betafunktionen die Normierung durchgeführt werden. Für die Berechnung der Magneto-optik und der Elektronenenergie werden die Rücklesewerte der Magnetströme verwendet. Die Umrechnung der Magnetspulenströme in die Magnetfeldstärken ist für das Hochfahren der Energierampe berechnet. Aufgrund der Hysterese unterscheiden sich die Magnetfeldstärken bei gleichem Spulenstrom zwischen dem Hinauf- und Hinabfahren der Energierampe. Daher werden sowohl die berechnete Elektronenenergie als auch die Magnetfeldstärken beim Downramping schlechter passen als beim Upramping. Die Simulation der Magneto-optik wird mit Ocelot durchgeführt. Dabei wird neben den optischen Funktionen auch die Tunes bestimmt. Damit ist auf Basis der Simulation auch ein Tunediagramm und der Vergleich mit den gemessenen Tunes möglich.

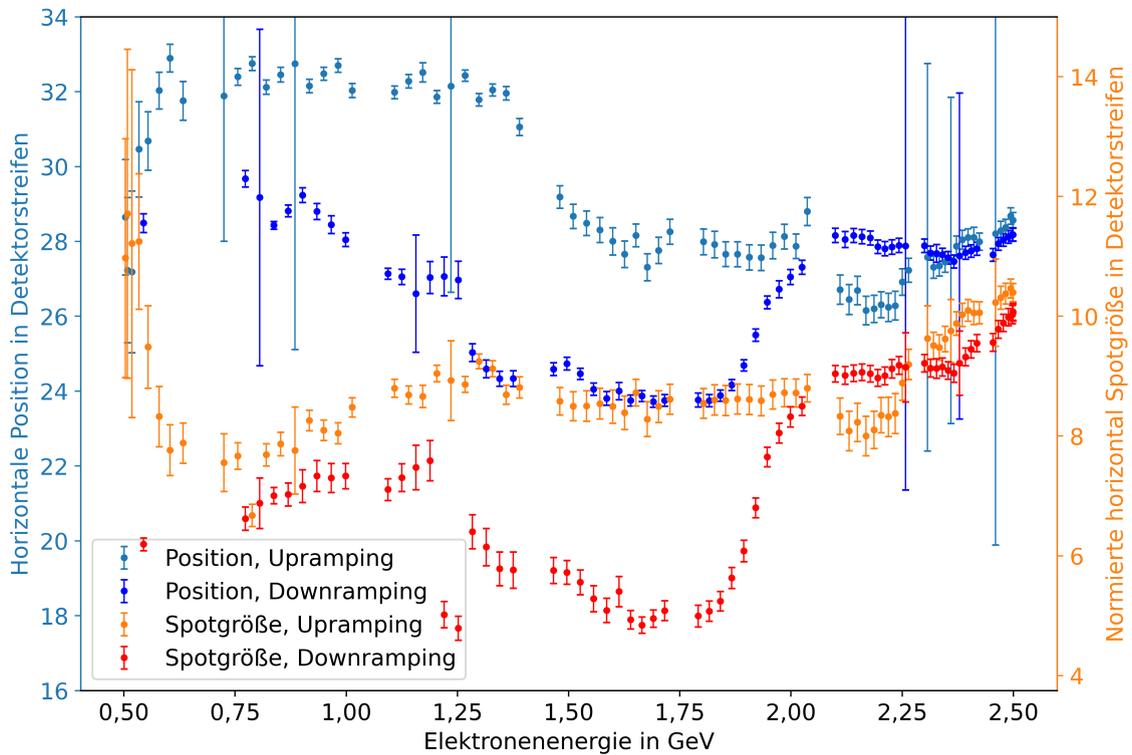


Abbildung B.1.: Positions- und normierte Größenmessung des Bunches mit KALYPSO. Mit KALYPSO wird die Größe und die Position der Synchrotronstrahlung auf dem Sensor während des Durchfahrens der Energierampe bestimmt. Einmal beim Hochfahren der Energie, das hier als Up-ramping bezeichnet wird, und die umgekehrte Richtung, die als Down-ramping bezeichnet ist. Größe und Position werden für jeden Umlauf ermittelt, anschließend wird über 100 000 Umläufe gemittelt, die Standardabweichung der Mittelung ist als Fehlerbalken dargestellt. Die Normierung der Bunchgröße erfolgt mit den berechneten Betafunktionen.

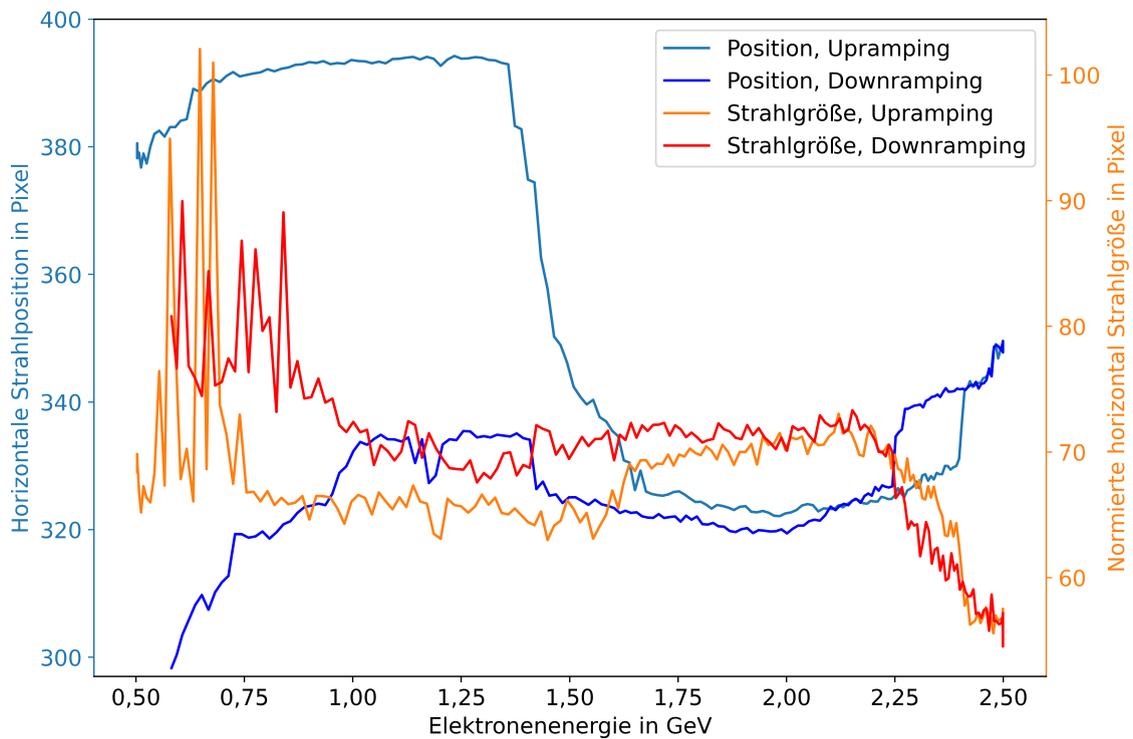


Abbildung B.2.: Normiert Strahlgrößen- und Strahlagemessung mit dem Synchrotron Light Monitor. Mit dem Synchrotron Light Monitor wird die Position und die Strahlgröße beim Durchfahren der Energierampe gemessen. Einmal beim Hochfahren der Energie, das hier als Upramping bezeichnet wird, und die umgekehrte Richtung, die als Downramping bezeichnet ist. Die Normierung der Strahlgröße erfolgt mit den berechneten Betafunktionen.

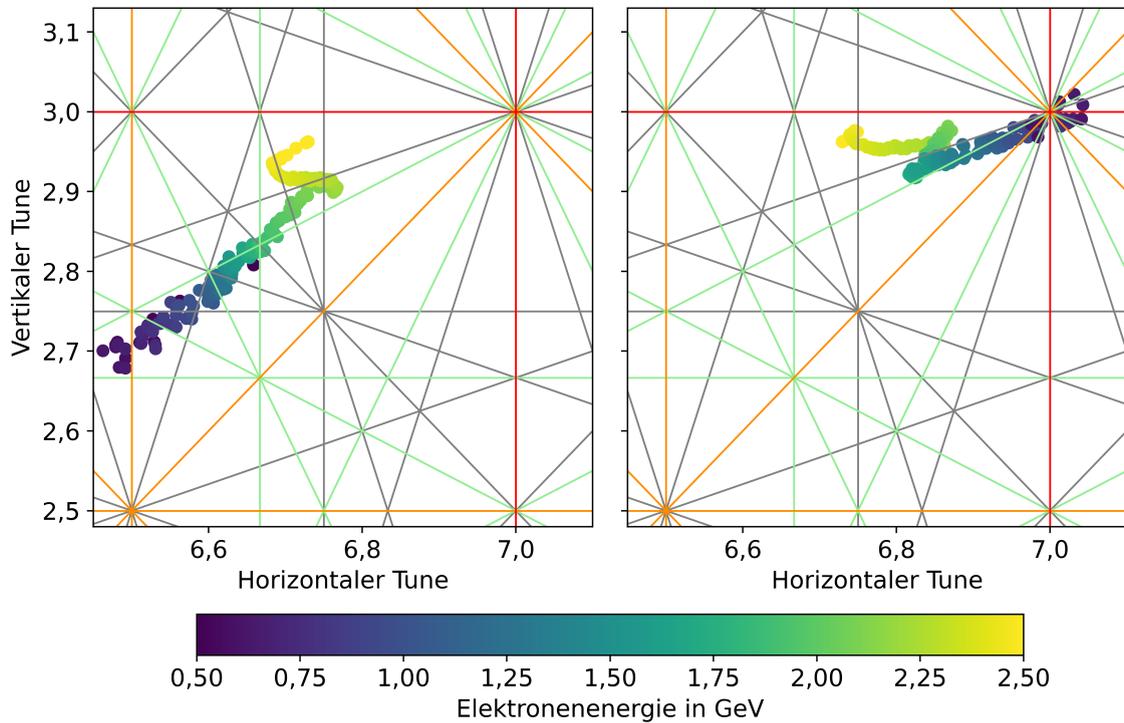


Abbildung B.3.: Simuliertes Tunediagramm auf der Energierampe. Dargestellt sind die simulierten Tunediagramme für die Energierampe, sowohl für das Hochfahren der Energie (links) und die Reduktion der Elektronenenergie (rechts). Jeder Punkt wird nach seinem horizontalen und vertikalen Tune eingezeichnet, die Farbe des Punktes richtet sich nach der Elektronenenergie, diese ist farbkodiert dargestellt. Zusätzlich sind die Betatronresonanzen in diesem Bereich eingezeichnet. Die Resonanzen erster Ordnung sind in Rot, die Resonanzen zweiter Ordnung ist in Orange, die Resonanzen dritter Ordnung ist in Grün und die Resonanzen der vierten Ordnung sind in Grau eingezeichnet.

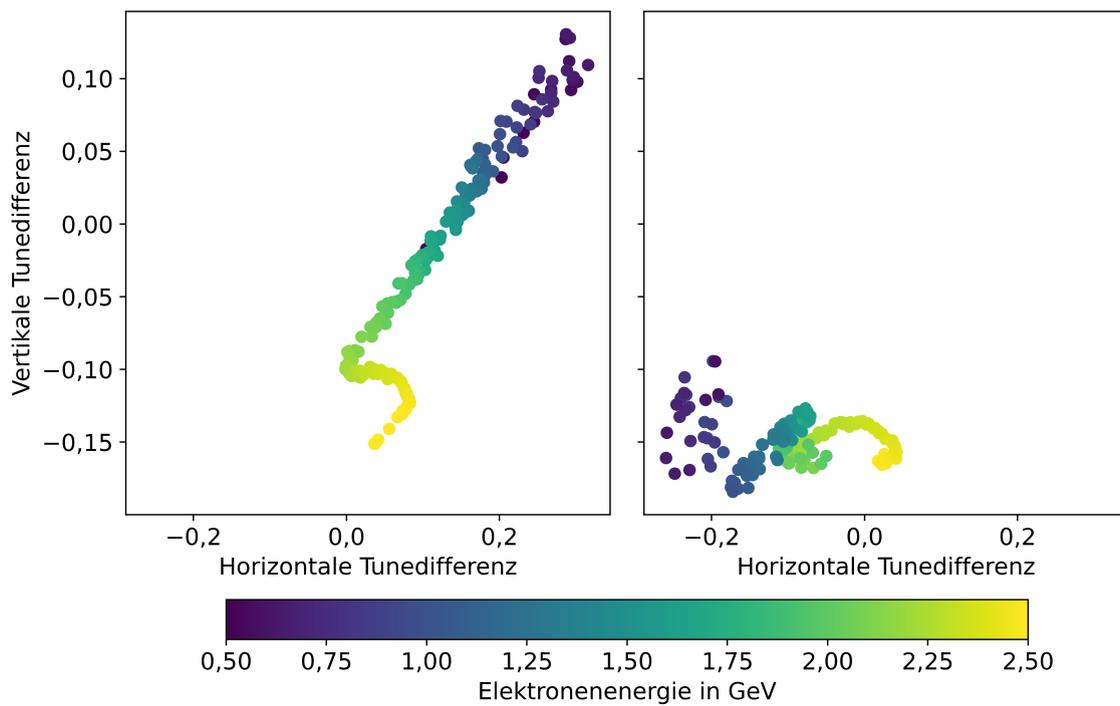


Abbildung B.4.: Diagramm mit der Differenz zwischen gemessenen und simulierten Tune. In diesem Tunediagramm sind die Tunedifferenzen zwischen gemessenen und simulierten Tune beim Hochfahren der Energierampe auf der linken Seite dargestellt. Für das Downramping ist die Tunedifferenz auf der rechten Seite dargestellt.

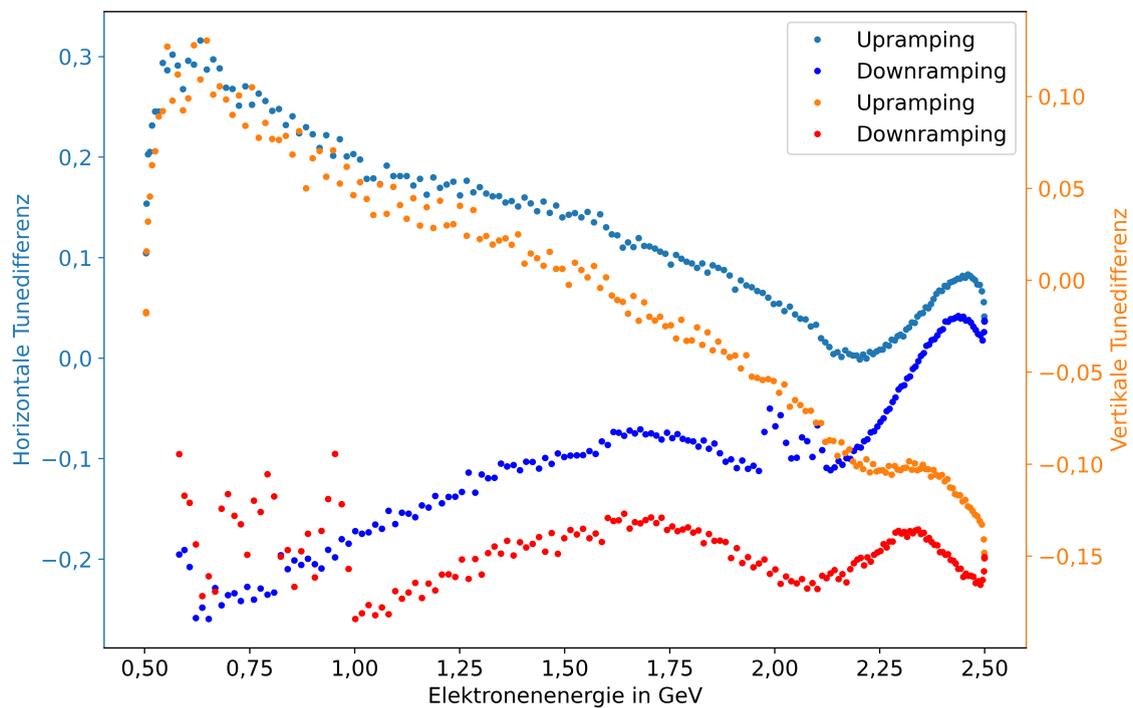


Abbildung B.5.: Energieabhängigkeit der Differenz zwischen simulierten und gemessenen Tunes bei der Energierampe. Dargestellt sind die Differenzen zwischen simulierten und gemessenen Tune, sowohl in der horizontalen als auch der vertikalen Ebene, in Abhängigkeit von der Elektronenenergie beim Durchfahren der Energierampe. Einmal beim Hochfahren der Energie, das hier als Upramping bezeichnet wird, und die umgekehrte Richtung, die als Downramping bezeichnet ist. In den beiden Blautönen sind die horizontalen Tunedifferenzen und in Orange bzw. Rot die vertikalen Tunedifferenzen eingezeichnet.

C. Ramping Table für Energierampe

Tabelle C.4.: Verwendetes Ramping Table für die Energierampe. In der Tabelle sind die Setzwerte für die Dipolmagnete, die fünf verschiedenen Quadrupolmagnetfamilien, sowie die drei Sextupolmagnetfamilien angegeben. Die Zeitspanne zwischen zwei Schritten beträgt 0,25 s.

| Schritt | Spulenstrom der Dipolmagnete in A | | Spulenstrom der fünf Quadrupolfamilien in A | | | | | Spulenstrom der drei Sextupolfamilien in A | | |
|---------|-----------------------------------|--------|---|-------|--------|------|--------|--|--|--|
| | Q1 | Q2 | Q3 | Q4 | Q5 | SH | SV1 | SV2 | | |
| 0 | 123,049 | 64,805 | 58,4 | 63,9 | 63,695 | 29,5 | 26,5 | 26,5 | | |
| 6 | 124,64 | 65,6 | 59,2 | 64,8 | 64,85 | 30 | 27 | 27 | | |
| 11 | 125,91 | 66,4 | 59,8 | 65,4 | 65,5 | 30,5 | 27,5 | 27,5 | | |
| 15 | 127,9 | 67,61 | 60,8 | 66,4 | 66,52 | 31 | 28 | 28 | | |
| 19 | 129,88 | 68,8 | 61,7 | 67,5 | 67,57 | 31,5 | 28,5 | 28,5 | | |
| 26 | 133,91 | 71,09 | 63,6 | 69,6 | 69,7 | 32,5 | 29,5 | 29,5 | | |
| 31 | 137,94 | 73,3 | 65,55 | 71,6 | 71,9 | 33,5 | 30 | 30 | | |
| 38 | 143,15 | 76,2 | 68 | 74,4 | 74,6 | 35 | 31,5 | 31,5 | | |
| 45 | 148,36 | 79 | 70,5 | 77,1 | 77,3 | 36 | 32,5 | 32,5 | | |
| 82 | 183,1 | 97,6 | 86,8 | 95,2 | 95,6 | 44,5 | 39,5 | 39,5 | | |
| 144 | 244,2 | 130,3 | 115,5 | 126,9 | 127,5 | 59,5 | 53 | 53 | | |
| 220 | 317,58 | 169,5 | 150 | 165,5 | 166,2 | 76,5 | 69 | 69 | | |
| 300 | 391,07 | 208,9 | 184,39 | 204 | 204,5 | 94 | 85 | 85 | | |
| 380 | 454,79 | 243 | 213,95 | 237 | 237 | 108 | 98 | 98 | | |
| 420 | 489,84 | 262 | 229,84 | 255 | 255 | 117 | 103,27 | 103,27 | | |
| 460 | 524,9 | 280,8 | 245,5 | 272 | 272 | 125 | 107,80 | 107,80 | | |
| 490 | 545,93 | 292 | 254 | 277 | 281 | 130 | 110,74 | 110,74 | | |
| 524 | 566,95 | 302,9 | 262 | 281,2 | 289,75 | 133 | 113,64 | 113,64 | | |
| 560 | 587,98 | 313,05 | 268,19 | 286,6 | 298,2 | 139 | 116,25 | 116,25 | | |
| 596 | 609 | 322,4 | 272,8 | 292,4 | 307,8 | 140 | 118,41 | 118,41 | | |
| 640 | 637 | 333 | 280,55 | 300,7 | 319,5 | 145 | 120,53 | 120,53 | | |
| 680 | 665 | 343,6 | 288,12 | 309 | 330,1 | 149 | 122 | 122 | | |

Akronyme

BBB Bunch-by-Bunch.

DBA Double Bend Achromat.

EOSD Elektro-Optische Spektrale Dekodierung.

IR2 Infrarot 2.

KALYPSO KARlsruhe Linear arraY detector for MHz rePetition rate SpectrOscopy.

KAPTURE KARlsruhe Pulse Taking Ultra-fast Readout Electronics.

KARA KARlsruhe Research Accelerator.

KIT Karlsruher Institut für Technologie.

LLRF Low Level Radio Frequency.

NIR Nahinfrarot.

RMS Root-Mean-Squared.

SBD Schottky Barrier Diode.

THz Terahertz.

TI-LGAD Trench-Isolated Low Gain Avalanche Diode.

UV ultra-violett.

VLD Visible Light Diagnostics.

Literaturverzeichnis

- [Abe23] Abele, H. et al. Particle Physics at the European Spallation Source. *Phys. Rept.*, 1023:1–84, 2023. [arXiv:2211.10396](#), [doi:10.1016/j.physrep.2023.06.001](#).
- [Bal15] Balerna, A. und Mobilio, S. *Synchrotron Radiation: Basics, Methods and Applications*, chapter Introduction to Synchrotron Radiation, pages 3–28. Springer, Berlin, Heidelberg, 2015. [doi:10.1007/978-3-642-55315-8_1](#).
- [Boh20] Bohm, G. and Zech, G. Statistische Datenanalyse für Physiker. Springer eBook Collection. Springer Spektrum, Berlin, 2020. [doi:10.1007/978-3-662-61391-7](#).
- [Bol19] Boltz, T. et al. Feedback Design for Control of the Micro-Bunching Instability based on Reinforcement Learning. In *Proc. 10th International Particle Accelerator Conference (IPAC'19), Melbourne, Australia, 19-24 May 2019*, number 10 in International Particle Accelerator Conference, pages 104–107, Geneva, Switzerland, Jun. 2019. JACoW Publishing. [doi:10.18429/JACoW-IPAC2019-MOPGW017](#).
- [Bro16] Brosi, M. et al. Fast mapping of terahertz bursting thresholds and characteristics at synchrotron light sources. *Phys. Rev. Accel. Beams*, 19:110701, Nov 2016. [doi:10.1103/PhysRevAccelBeams.19.110701](#).
- [Bro17] Brosi, M. et al. Studies of the Micro-Bunching Instability in Multi-Bunch Operation at the ANKA Storage Ring. In *Proc. of International Particle Accelerator Conference (IPAC'17), Copenhagen, Denmark, 14-19 May, 2017*, number 8 in International Particle Accelerator Conference, pages 3645–3648, Geneva, Switzerland, May 2017. JACoW. [doi:10.18429/JACoW-IPAC2017-THOBA1](#).
- [Bro19] Brosi, M. et al. Synchronous Measurements of Electron Bunches Under the Influence of the Microbunching Instability. In *Proc. 10th International Particle Accelerator Conference (IPAC'19), Melbourne, Australia, 19-24 May 2019*, number 10 in International Particle Accelerator Conference, pages 3119–3122, Geneva, Switzerland, Jun. 2019. JACoW Publishing. [doi:10.18429/JACoW-IPAC2019-WEPTS015](#).
- [Bro20] Brosi, M. In-depth analysis of the micro-bunching characteristics in single and multi-bunch operation at KARA. PhD thesis, Karlsruhe Institute of Technology, Karlsruhe, 2020. [doi:10.5445/IR/1000120018](#).
- [Bro21] Brosi, M. Overview of the Micro-Bunching Instability in Electron Storage Rings and Evolving Diagnostics. In *Proc. IPAC'21*, number 12 in International Particle Accelerator Conference, pages 3686–3691. JACoW Publishing, Geneva, Switzerland, 08 2021. [doi:10.18429/JACoW-IPAC2021-THXA02](#).
- [Cas14] Caselle, M. et al. Commissioning of an ultra-fast data acquisition system for coherent synchrotron radiation detection. In *5th International Particle Accelerator Conference (IPAC 2014), Dresden, 15. - 20. Juni 2014. Paper*

- THPME113 JACoW, 2014*, pages 3497–3499. JACoW Publishing, 2014. doi:10.5445/IR/170096360. LK 02. doi:10.5445/IR/170096360.
- [Cas15] Caselle, M. et al. A picosecond sampling electronic 'kapture' for terahertz synchrotron radiation. In *3rd International Beam Instrumentation Conference (IBIC 2014), Monterey, CA., September 14-18, 2014*. Ed.: J. Sebek, pages 24–28. JACoW Publishing, 2015. doi:10.5445/IR/1000098919.
- [Cas19] Caselle, M. et al. Ultra-fast detector for wide range spectral measurements. In Solli, D. R., Herink, G. and Bielawski, S., editor, *Real-time Measurements, Rogue Phenomena, and Single-Shot Applications IV*, volume 10903, page 1090306. International Society for Optics and Photonics, SPIE, 2019. doi:10.1117/12.2511341.
- [Cha17] Chao, A. Beam Dynamics of Collective Instabilities in High Energy Accelerators. *CERN Yellow Rep. School Proc.*, 3:43, 2017. doi:10.23730/CYRSP-2017-003.43.
- [Dan11] Danared, H. und Eshraqi, M. ESS LINAC, Design and Beam Dynamics. *Conf. Proc. C*, 110904:2637–2639, 2011.
- [Dem15] Demtröder, W. Experimentalphysik 1 : Mechanik und Wärme. Springer-LehrbuchSpringerLink. Springer Spektrum, Berlin, Heidelberg, 7th edition, 2015. doi:10.1007/978-3-662-46415-1.
- [Dem17] Demtröder, W. Experimentalphysik 2 : Elektrizität und Optik. Springer-LehrbuchSpringer eBook CollectionSpringerLink. Springer Spektrum, Berlin, Heidelberg, 7th edition, 2017. doi:10.1007/978-3-662-55790-7.
- [Di 22] Di Mitri, S. Fundamentals of Particle Accelerator Physics. Graduate Texts in Physics. Springer International Publishing, Cham, 1st edition, 2022. doi:10.1007/978-3-031-07662-6.
- [Doh17] Dohlus, M. and Wanzenberg, R. An Introduction to Wake Fields and Impedances. *CERN Yellow Rep. School Proc.*, 3:15, 2017. doi:10.23730/CYRSP-2017-003.15.
- [Dul10] Dullmann, C. E. et al. Production and Decay of Element 114: High Cross Sections and the New Nucleus Hs-277. *Phys. Rev. Lett.*, 104:252701, 2010. doi:10.1103/PhysRevLett.104.252701.
- [Eck17] Ecker, G. Teilchen, Felder, Quanten : Von der Quantenmechanik zum Standardmodell der Teilchenphysik. SpringerLink. Springer Spektrum, Berlin, Heidelberg, 2017. doi:10.1007/978-3-662-54550-8.
- [Ede16] Edelhäuser, L. Tutorium Quantenfeldtheorie : Was Sie schon immer über QFT wissen wollten, aber bisher nicht zu fragen wagten. SpringerLink. Springer Spektrum, Berlin, 2016. doi:10.1007/978-3-642-37676-4.
- [Ein99] Einfeld, D., Krussel, A. und Pont, M. Magnetic measurements of the ANKA storage ring magnets. In *IEEE Particle Accelerator Conference (PAC 99)*, pages 3375–3377, 3 1999.
- [Fli16] Fließbach, T. Allgemeine Relativitätstheorie. SpringerLink. Springer Spektrum, Berlin, 7th edition, 2016. doi:10.1007/978-3-662-53106-8.
- [Glu20] Gluskin, E. und Mezentsev, N. *Synchrotron Light Sources and Free-Electron Lasers: Accelerator Physics, Instrumentation and Science Applications*, chapter Superconducting Wigglers and Undulators, pages 935–985. Springer International Publishing, Cham, 2020. doi:10.1007/978-3-030-23201-6_61.

- [Her17] Herr, W. Overview - Intensity Limitations in Particle Accelerators. *CERN Yellow Rep. School Proc.*, 3:1, 2017. doi:10.23730/CYRSP-2017-003.1.
- [Hil13] Hiller, N. Electro-Optical Bunch Length Measurements at the ANKA Storage Ring. PhD thesis, Karlsruhe Institute of Technology, Karlsruhe, 2013. doi:10.5445/IR/1000041159.
- [Hin08] Hinterberger, F. Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik. SpringerLink. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2nd edition, 2008. doi:10.1007/978-3-540-75282-0.
- [Hof17] Hofmann, I. Space Charge Physics for Particle Accelerators. Particle Acceleration and DetectionSpringerLink. Springer, Cham, 2017. doi:10.1007/978-3-319-62157-9.
- [Hut05] Huttel, E. et al. Operation with a low emittance optics at anka. In *Proceedings of the 2005 Particle Accelerator Conference*, pages 2467–2469, 2005. doi:10.1109/PAC.2005.1591147.
- [Jac06] Jackson, J. D. Klassische Elektrodynamik. De Gruyter, Berlin, Boston, 4th edition, 2006. doi:10.1515/9783110200034.
- [Jud12] Judin, V. et al. Spectral and Temporal Observations of CSR at ANKA. *Conf. Proc. C*, 1205201:1623–1625, 2012.
- [Jud13] Judin, V. Untersuchung von Bunch-Bunch-Wechselwirkungen und des Einflusses der geometrischen Impedanz bei der Erzeugung kohärenter THz-Strahlung. PhD thesis, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), 2013. doi:10.5445/IR/1000039528.
- [Keh17] Kehrer, B. et al. Time-Resolved Energy Spread Studies at the ANKA Storage Ring. In *Proc. of International Particle Accelerator Conference (IPAC'17), Copenhagen, Denmark, 14-19 May, 2017*, number 8 in International Particle Accelerator Conference, pages 53–56, Geneva, Switzerland, May 2017. JACoW. doi:10.18429/JACoW-IPAC2017-M00CB1.
- [Keh19a] Kehrer, B. Time-resolved studies of the micro-bunching instability at KARA. PhD thesis, Karlsruhe Institute of Technology, Karlsruhe, 2019. doi:10.5445/IR/1000098584.
- [Keh19b] Kehrer, B. et al. Turn-by-Turn Horizontal Bunch Size and Energy Spread Studies at KARA. In *Proc. 10th International Particle Accelerator Conference (IPAC'19), Melbourne, Australia, 19-24 May 2019*, number 10 in International Particle Accelerator Conference, pages 2498–2500, Geneva, Switzerland, Jun. 2019. JACoW Publishing. doi:10.18429/JACoW-IPAC2019-WEPGW016.
- [Kra02] Kramer, S. L. Direct observation of beam impedance above cutoff. *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, 5:112001, Nov 2002. doi:10.1103/PhysRevSTAB.5.112001.
- [Kri22] Krieger, H. Strahlungsquellen für Physik, Technik und Medizin. Springer Spektrum, Berlin, 4., erweiterte und aktualisierte edition, 2022. doi:10.1007/978-3-662-66746-0.
- [Lis16] Lista, L. Statistical Methods for Data Analysis in Particle Physics. Lecture Notes in Physics ; 909 SpringerLink. Springer, Cham [u.a.], 1st edition, 2016. doi:10.1007/978-3-319-20176-4.
- [Lis23] Lista, L. Statistical Methods for Data Analysis : With Applications in Particle Physics. Lecture Notes in Physics ; 1010. Springer International Publishing, Cham, 3rd edition, 2023. doi:10.1007/978-3-031-19934-9.

- [Mar17] Martini, M. Intrabeam Scattering: Anatomy of the Theory. *CERN Yellow Rep. School Proc.*, 3:291–351, 2017. doi:10.23730/CYRSP-2017-003.291.
- [Min03] Minty, M. G. and Zimmermann, F. Measurement and Control of Charged Particle Beams. Springer Nature, [Erscheinungsort nicht ermittelbar], 2003. doi:10.1007/978-3-662-08581-3.
- [Mü05] Müller, A.-S. et al. Far infrared coherent synchrotron edge radiation at anka. In *Proceedings of the 2005 Particle Accelerator Conference*, pages 2518–2520, 2005. doi:10.1109/PAC.2005.1591164.
- [Mü20] Müller, A.-S. und Schwarz, M. *Synchrotron Light Sources and Free-Electron Lasers: Accelerator Physics, Instrumentation and Science Applications*, chapter Accelerator-Based THz Radiation Sources, pages 83–117. Springer International Publishing, Cham, 2020. doi:10.1007/978-3-030-23201-6_6.
- [Oce22] Ocelot 22.12.0 [software], 2022. URL: <https://github.com/ocelot-collab/ocelot>.
- [Pap19] Papash, A. I. et al. New Operation Regimes at the Storage Ring KARA at KIT. In *Proc. 10th International Particle Accelerator Conference (IPAC'19), Melbourne, Australia, 19-24 May 2019*, number 10 in International Particle Accelerator Conference, pages 1422–1425, Geneva, Switzerland, Jun. 2019. JACoW Publishing. doi:10.18429/JACoW-IPAC2019-TUPGW016.
- [Pat19] Patil, M. M. et al. An Ultra-Fast and Wide-Spectrum Linear Array Detector for High Repetition Rate and Pulsed Experiments. In *Proc. 10th International Particle Accelerator Conference (IPAC'19), Melbourne, Australia, 19-24 May 2019*, number 10 in International Particle Accelerator Conference, pages 2504–2506, Geneva, Switzerland, Jun. 2019. JACoW Publishing. doi:10.18429/JACoW-IPAC2019-WEPGW018.
- [Pat20] Paternoster, G. et al. Trench-Isolated Low Gain Avalanche Diodes (TI-LGADs). *IEEE Electron Device Letters*, 41(6):884–887, 2020. doi:10.1109/LED.2020.2991351.
- [Pat21a] Patil, M. M. et al. Application of KALYPSO as a Diagnostic Tool for Beam and Spectral Analysis. In *Proc. IPAC'21*, number 12 in International Particle Accelerator Conference, pages 3451–3454. JACoW Publishing, Geneva, Switzerland, 08 2021. doi:10.18429/JACoW-IPAC2021-WEPAB331.
- [Pat21b] Patil, M. M. et al. Modern Ultra-Fast Detectors for Online Beam Diagnostics. In *Proc. IPAC'21*, number 12 in International Particle Accelerator Conference, pages 4540–4544. JACoW Publishing, Geneva, Switzerland, 08 2021. doi:10.18429/JACoW-IPAC2021-FRXC03.
- [Pat23] Patil, M. M. et al. Status and upgrade of the visible light diagnostics port for energy spread measurements at KARA. In *Proc. 14th International Particle Accelerator Conference*, number 14 in IPAC'23 - 14th International Particle Accelerator Conference, pages 4713–4716. JACoW Publishing, Geneva, Switzerland, 05 2023. doi:10.18429/jacow-IPAC2023-thp1123.
- [Per03] Perez, F. et al. Beam size and bunch length measurements at the anka storage ring. In *Proceedings of the 2003 Particle Accelerator Conference*, volume 5, pages 3276–3278, 2003. doi:10.1109/PAC.2003.1289886.
- [Pon01] Pont, M. Das Magnetsystem von ANKA. *Nachrichten - Forschungszentrum Karlsruhe*, 32:290–97, 2001. 90; LK 01; (2000).

- [Rub16] Rubensson, J.-E. Synchrotron radiation : an everyday application of special relativity. IOP concise physics. Morgan & Claypool Publishers, San Rafael, CA, 2016. doi:10.1088/978-1-6817-4115-4.
- [San69] Sands, M. The Physics of Electron Storage Rings: An Introduction. *Conf. Proc. C*, 6906161:257–411, 1969.
- [Sch19] Schreiber, P. et al. Status of Operation With Negative Momentum Compaction at KARA. In *Proc. 10th International Particle Accelerator Conference (IPAC'19), Melbourne, Australia, 19-24 May 2019*, number 10 in International Particle Accelerator Conference, pages 878–881, Geneva, Switzerland, Jun. 2019. JACoW Publishing. doi:10.18429/JACoW-IPAC2019-MOPTS017.
- [Sch22] Schreiber, P. Negative momentum compaction operation and its effect on the beam dynamics at the accelerator test facility KARA. PhD thesis, Karlsruhe Institute of Technology, Karlsruhe, 2022. doi:10.5445/IR/1000148354.
- [Ste18] Steinmann, J. L. et al. Continuous bunch-by-bunch spectroscopic investigation of the microbunching instability. *Phys. Rev. Accel. Beams*, 21:110705, Nov 2018. doi:10.1103/PhysRevAccelBeams.21.110705.
- [Ste19a] Steinmann, J. L. Diagnostics of short electron bunches with THz detectors in particle accelerators. PhD thesis, Karlsruhe Institute of Technology, Karlsruhe, 2019. doi:10.5445/KSP/1000090017.
- [Ste19b] Steinmann, J. L. et al. Continuous Bunch-by-Bunch Reconstruction of Short Detector Pulses. In *Proc. 10th International Particle Accelerator Conference (IPAC'19), Melbourne, Australia, 19-24 May 2019*, number 10 in International Particle Accelerator Conference, pages 2501–2503, Geneva, Switzerland, Jun. 2019. JACoW Publishing. doi:10.18429/JACoW-IPAC2019-WEPGW017.
- [Str11] Streichert, M. Numerische Optimierung der linearen Optik des ANKA Speicher-rings. Diplomarbeit, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), 2011.
- [Van23] Van der Linden, J. Top quark properties at ATLAS and CMS. In *56th Rencontres de Moriond on QCD and High Energy Interactions*, 6 2023. arXiv:2306.02068.
- [Wal19] Waldi, R. Statistische Datenanalyse : Grundlagen und Methoden für Physiker. Springer eBooksSpringer eBook Collection. Springer Spektrum, Berlin, 2nd edition, 2019. doi:10.1007/978-3-662-60645-2.
- [Wie15] Wiedemann, H. Particle Accelerator Physics. Graduate texts in Physics. Springer, [Cham, u.a.], 4th edition, 2015. doi:10.1007/978-3-319-18317-6.
- [Wil96] Wille, K. Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen : eine Einführung. Teubner-Studienbücher. Teubner, Stuttgart, 2., überarb. und erw. edition, 1996. doi:10.1007/978-3-663-11039-2.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, herzlich bedanken.

Prof. Dr. Anke-Susanne Müller danke ich für das Ermöglichen dieser Masterarbeit an KARA.

Bei Prof. Dr. Günter Quast möchte ich mich für die Bereitschaft zum Korreferat bedanken.

Besonders bedanken möchte ich mich bei Dr. Johannes Steinmann für die Übernahme der Betreuung, den wertvollen Diskussionen, sowie der Unterstützung bei den Messungen und nicht zuletzt für das Korrekturlesen der Arbeit und das hilfreiche Feedback.

Für die Unterstützung bei sämtlichen KALYPSO betreffenden Fragen und Problemen möchte ich mich bei Dr. Meghana Patil.

Bei den Operateuren Dr. Akira Mochihashi, Dr. Edmund Blomley, Dr. Marcel Schuh, Dr. Johannes Steinmann und Dr. Patrick Schreiber möchte ich mich herzlich für das Erreichen der für die Messung notwendigen Strahl- und Betriebsparametern bei KARA. Insbesondere Patrick, Akira und Johannes für das Kunststück den angestrebten negativen Momentum Compaction Faktor zu erreichen.

Ein großes Dankeschön gilt der THz-Gruppe (totgesagte leben bekanntlich länger) für das angenehme Arbeitsklima und die hilfreichen Diskussionen, Fragen und Anregungen. Gleiches gilt für die gemeinsamen Mittagspausen und StudiCoCo Meetings im Kreis der Studenten und Doktoranden.

Für das Korrekturlesen dieser Arbeit danke ich Jessica und meiner Schwester Caroline. Für die hilfreichen Kommentare zur Einleitung und Zusammenfassung danke ich Dr. Bastian Härer und Marvin-Dennis Noll für die Hinweise bezüglich LaTeX.

Abschließend möchte ich mich bei meiner Familie bedanken, die mich während des kompletten Studiums und den beiden Abschlussarbeiten unterstützt, motiviert und für den nötigen Rückhalt gesorgt hat.