

Untersuchung von Bunch-Bunch-Wechselwirkungen und des Einflusses der geometrischen Impedanz bei der Erzeugung kohärenter THz-Strahlung

Zur Erlangung des akademischen Grades eines
DOKTORS DER NATURWISSENSCHAFTEN

von der Fakultät für Physik
des Karlsruher Institutes für Technologie (KIT)

genehmigte
DISSERTATION
von

Dipl.-Phys.
Vitali Judin
aus Taldy-Kurgan

Tag der mündlichen Prüfung: 15. November 2013
Referent: **Prof. Dr. Anke-Susanne Müller**
Korreferent: **Prof. Dr. Günter Quast**

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	1
2	Grundlagen der Beschleunigerphysik	5
2.1	Koordinatensystem eines Teilchenbeschleunigers	5
2.2	Grundgleichung der Beschleunigerphysik	6
2.3	Beschleunigung der Teilchen	7
2.4	Strahlführung	11
2.4.1	Phasenraumvolumen und Emittanz	11
2.4.2	Magnetoptik	12
2.4.3	Bewegungsgleichungen und Matrixformalismus	15
2.4.4	Dispersion und <i>momentum compaction factor</i>	18
2.4.5	Phasenraumellipse	19
2.4.6	Matrixformalismus für optische Funktionen	20
2.4.7	Optische Resonanzen	22
2.4.8	Wirkung der Sextupole	22
2.4.9	Magnetstrukturen für Ring-Beschleuniger	25
2.4.10	ANKA-Magnetstruktur	25
2.5	Synchrotronstrahlungsquellen	27
2.5.1	Strahlung beschleunigter Ladungen	27
2.5.2	Strahlung bei longitudinaler und transversaler Beschleunigung	29
2.5.3	Winkelcharakteristik der Synchrotronstrahlung	31
2.5.4	Strahlungsspektrum	32
2.6	Longitudinale Strahldynamik	33
2.6.1	Synchrotronschwingung	34
3	Kohärente Synchrotronstrahlung im THz-Bereich	37
3.1	Kohärenz an Synchrotronstrahlungsquellen	38
3.2	Unterdrückung der niederfrequenten Emission	40
3.3	Auskopplung der THz-Strahlung an ANKA	41
3.4	Low- α_c -Optik	43
4	Kollektive Effekte, Wake-Felder und Impedanzen	47
4.1	Grundbegriffe	47
4.1.1	Longitudinale und transversale Wake-Felder	48
4.1.2	Longitudinale und transversale Impedanz	50

4.2	Rotationssymmetrische Geometrien	50
4.3	Eigenschaften von Wakefunktion und Impedanz	51
4.4	Verlustfaktor und einige Impedanzbeispiele	52
4.5	CSR-Wake-Feld und die <i>Microbunching</i> -Instabilität	54
4.6	Numerische Simulationen der Bursting-Effekte	58
5	Studien der kohärenten Synchrotronstrahlung im Bursting	59
5.1	Burstingschwelle an ANKA	59
5.2	Messmethoden der Burstingschwelle	60
5.3	Studien der Bursting-Moden	64
5.3.1	Experimentelle Methoden zur Untersuchung der Bursting-Moden	64
5.3.2	Messaufbau an ANKA	66
5.3.3	Beobachtung der Bursting-Moden im Spektrogramm	69
5.3.4	Merkmale der Bursting-Moden	72
5.3.5	Systematisierung des Bursting-Verhaltens	76
5.3.6	Bursting als Fluktuation der THz-Strahlung	78
5.4	Mittlere Intensität und das Bursting-Tastverhältnis	80
5.5	Burstingverhalten bei einer hohen RF-Spannung	81
5.6	<i>Microbunching</i> unterhalb der Burstingschwelle	83
6	Mikrowellenstrahlung an Synchrotronstrahlungsquellen	85
6.1	Messaufbau und Detektor	85
6.2	Strahlvakuumkammer als Mikrowellenhohlleiter	86
6.3	Beobachtung der Mikrowellenstrahlung an ANKA	87
6.3.1	Überprüfung der Linearität des LNB-Detektors	92
6.4	Bunchlängenüberwachung mittels LNB	92
6.4.1	Beobachtungen an anderen Synchrotronstrahlungsquellen	94
7	Multi-Bunch-Effekte bei der Erzeugung kohärenter THz-Strahlung	97
7.1	Schnelle THz-Detekoren	98
7.2	Indizien der Multi-Bunch-Effekte an ANKA	100
7.3	Messsystem für ein kontinuierliches CSR-Monitoring	103
7.4	Messergebnisse und Diskussion	107
7.4.1	Bursting-Moden einzelner Bunche im Multi-Bunch-Umfeld	107
7.4.2	Quasi-Einzelschussmessung der Burstingschwelle	109
7.4.3	Untersuchung des korrelierten Burstingverhaltens	109
8	Impedanzeinfluss der Vakuumkammer auf die kohärente Emission	115
8.1	Beobachtung der impedanzbedingten Einflüsse auf CSR	116
8.1.1	Indizien für geometrische Impedanzeinflüsse	116
8.1.2	Verstärkte Emission aufgrund der Scraper-Impedanz	117
8.1.3	Untersuchung systematischer Unsicherheiten	119
8.1.4	Scraper-Impedanz im <i>Steady-State</i> - und Bursting-Regime	122
8.1.5	Beobachtung des Scrapereffekts in spektraler CSR-Emission	124
8.2	Anwendungsmöglichkeit	124

9 Zusammenfassung	127
10 Anhang	131
A Quellen geladener Teilchen	131
B Martin-Puplett Spektrometer	132
C Lock-in Verstärker	135
D ANKA-Layout	138
Literaturverzeichnis	139

1. Einführung

In den letzten Jahrzehnten konnte ein deutlicher Fortschritt in der Forschung zum Verständnis der Materie und des Ursprungs der Kräfte beobachtet werden. Das stetige Vordringen zu höheren Energien und kürzeren Zeiträumen erfordert geeignete Methoden und eine entsprechende Instrumentierung. Als eines der wichtigsten Instrumente in dieser Tendenz hat sich der Teilchenbeschleuniger etabliert. Die historische Entwicklung dieser Grossgeräte war die notwendige Voraussetzung für die Experimente der Teilchen-, Kern-, Atom- oder Festkörperphysik. Als reines Hilfsmittel am Anfang setzte sich die Beschleunigerphysik fortlaufend als eigenständiges Forschungsgebiet durch. Mit der Weiterentwicklung der Beschleunigertechnologie findet immer mehr eine Differenzierung der verschiedenen Anwendungsgebiete statt. Einer der wichtigsten Forschungsschwerpunkte ist die Nutzung von Teilchenbeschleunigern als intensive Lichtquelle.

In einem langen Weg der Theorie über die Natur der elektromagnetischen Wellen, beginnend mit dem mathematischen Formalismus von Maxwell [1, 2] über die ersten Übertragungsexperimente von Hertz an der Technischen Hochschule Karlsruhe [3], gewann sie immer mehr an Bedeutung, sowohl in der Forschung als auch im technologischen Fortschritt. Der allgemeine Fall der Ausstrahlung elektromagnetischer Wellen für eine gleichförmige Bewegung einer Ladung auf einer Kreisbahn wurde von Schott 1914 beschrieben [4]. Im Spezialfall der Teilchenbeschleuniger geht die erste Charakterisierung der elektromagnetischen Strahlung von relativistischen Elektronen im Magnetfeld auf Schwinger zurück [5]. Fast zeitgleich wurden ähnliche Publikationen von mehreren Forschern aus der ganzen Welt eingereicht [6, 7, 8]. Der damalige Stand der Entwicklung von Teilchenbeschleunigern drang erst in die Energiebereiche von einigen hundert MeV ein. Im Jahre 1947 wurden an einem der damals fortschrittlichsten Beschleuniger (Elektronen-Synchrotron) der General Electric Company die grundlegenden theoretischen Vorhersagen von Schwinger buchstäblich sichtbar gemacht [9]. Der sichtbare Teil des Spektrums der elektromagnetischen Strahlung, die von den beschleunigten, relativistischen Elektronen emittiert wird, konnte hier direkt beobachtet werden. Mit dieser spektakulären Entdeckung erhielt das Phänomen einen neuen Namen: Synchrotronstrahlung. Schnell wurden die Vorzüge der breitbandigen, kollimierten

und intensiven Synchrotronstrahlung für Spektroskopie und Strukturuntersuchungen erkannt. Zunächst wurde diese Strahlung an damaligen Hochenergie-Teilchenbeschleunigern parasitär genutzt. Schließlich stellte es sich heraus, dass die Anforderungen der Experimente mit Synchrotronstrahlung an die Eigenschaften des gespeicherten Teilchenstrahles mit denen der Hochenergiephysik auseinandergingen. So entstand 1968 die erste dedizierte 270 MeV Synchrotronstrahlungsquelle TANTALUS I [10] an der Universität von Wisconsin, USA. Die Entwicklung der Synchrotronstrahlungsquellen schritt permanent voran und so entstanden über mehrere Entwicklungsgenerationen zahlreiche solcher Einrichtungen über die ganze Welt verteilt.

Die Synchrotronstrahlungsquelle ANKA ist ein Elektronenspeicherring am Karlsruher Institut für Technologie (KIT) zur Erzeugung der Synchrotronstrahlung für Nutzer zu Industrie- und Forschungszwecken. Nach der Inbetriebnahme im Jahre 2000 gewann die Einrichtung neben reiner Dienstleistung (als Lieferant der Synchrotronstrahlung) immer mehr an Bedeutung als Forschungsobjekt für Beschleunigerphysik. Im Mai 2007 wurde mit der Gründung einer Helmholtz-University Young Investigators Group die Untersuchung der nichtlinearen Strahldynamik und kohärenter Terahertz (THz) Strahlung an ANKA in den Fokus genommen. Die Tatsache, dass bei genügend kurzer Bunchlänge (engl. *bunch* = Elektronenpaket) im Beschleuniger die Elektronen zusätzlich zur inkohärenten Synchrotronstrahlung noch kohärent emittieren können (siehe Abbildung 1.1), wurde schon 1945 von Schwinger [5] in Erwägung gezogen, jedoch nicht publiziert. Anschließend wurde dieser Gedanke noch ein mal von Schiff [8] diskutiert, aber erst 1954 von Nodvick und Saxon [11] aufgegriffen und ausführlich beschrieben. Tatsächlich geriet kohärente Synchrotronstrahlung (im Folgenden CSR - *Coherent Synchrotron Radiation*) erst viel später, nämlich 1981, wieder in den Fokus der Wissenschaft. Dies geschah in der Veröffentlichung des Astrophysikers Michel [12], in welcher er explizit auf die potenzielle Nutzbarkeit dieser Strahlung an Synchrotronstrahlungsquellen einging. Einige Jahre später ist auch der erste experimentelle Nachweis von CSR gelungen [13, 14].

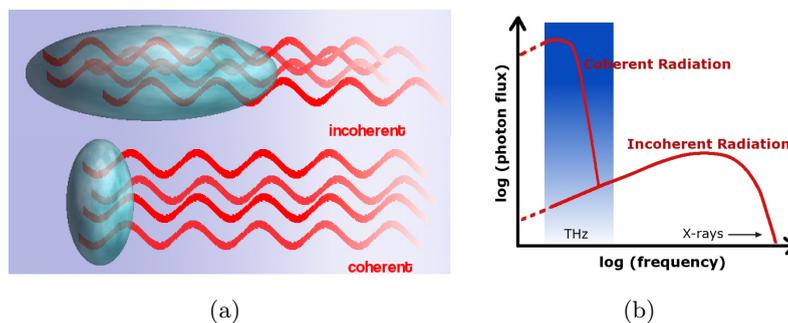


Abbildung 1.1: Für sehr kurze Bunche, in der Größenordnung der Wellenlänge und darunter, überlagern sich die einzelne Teilwellen konstruktiv (a). Dadurch entsteht kohärente Strahlung, die um einen Faktor der Elektronenanzahl im Bunch ($10^6 - 10^{10}$) gegenüber der inkohärenten Strahlung verstärkt ist. Die kohärente Strahlung äußert sich dementsprechend nur für lange Wellenlängen (b) [15].

Für kohärente Emission ist es notwendig, dass die Bunchlänge in der Größenordnung der Wellenlänge oder noch kürzer liegt. Die phasenrichtige Überlagerung der einzelnen Teilwellen erhöht die Intensität der Strahlung gegenüber dem inkohärenten Fall millionen- bis milliardenfach. Anknüpfend an eine Pionierarbeit von BESSY II [16, 17] wurde an ANKA im Jahre 2004 ein spezieller Betriebsmodus für CSR-Erzeugung entwickelt: der Low- α_c -Mode [18]. Dabei werden die Beschleunigerparameter so geändert, dass die Bunchlänge deutlich verkürzt wird. Dadurch lässt sich kohärente und breitbandige Strahlung im THz Bereich erzeugen. Allerdings werden bei sehr hohen Elektronendichten im Bunch an Speicherringen durch kollektive Effekte hervorgerufene Instabilitäten beobachtet. Dabei können z.B. zeitabhängige, feine Substrukturen im Bunch (engl. *microbunching*) entstehen, die dementsprechend noch stärkere Leistungsausbrüche (engl. *bursting*) der kohärenten Strahlung im THz Bereich verursachen können. Durch die direkte Kopplung von Intensität und Spektrum der CSR mit der longitudinalen Ladungsverteilung des Elektronenbunches, kann die kohärente Emission darüber hinaus auch zu diagnostischen Zwecken eingesetzt werden. Die Untersuchung der Phänomene bei kurzen Bunchlängen ist für das bessere Verständnis der nichtlinearen Teilchendynamik in Speicherringen und somit für die Nutzbarkeit der CSR essentiell. Dazu muss auch der Einfluss von geometrischen Veränderungen des Strahlrohres, als so genannte Impedanz, sowie die Wechselwirkung von mehreren Bunchen untereinander auf die CSR-Emission berücksichtigt werden. Das Ziel dieser Arbeit war es, ein Fundament für die Kontrolle von Burstingeffekten zu schaffen, indem Systematiken dieser Effekte in Abhängigkeit von verschiedenen Parametern untersucht werden.

Die Arbeit ist folgendermaßen gegliedert. Nach einer Einführung wird in Kapitel 2 ein Überblick über die Grundlagen der Beschleunigerphysik gegeben. Weiterhin wird in Kapitel 3 die Entstehung der CSR an einer Synchrotronstrahlungsquelle beschrieben. In Kapitel 4 wird die Impedanz und ihre Auswirkungen auf einen Elektronenbunch eingeführt, sowie einige Beispiele der Impedanzeffekte in Speicherringen dargestellt. Die Effekte der CSR auf die longitudinale Ladungsverteilung (CSR-Impedanz) und die damit verbundene Instabilität als Rückkopplungswirkung wird in Kapitel 5 untersucht. Eine Definition der Schwelle für das Auftreten von Bursting wird hier eingeführt und verschiedene Methoden zu ihrer Bestimmung vorgestellt. Die Frequenzanalyse der CSR-Fluktuationen im Bursting kann zur Charakterisierung der Beschleunigerparameter verwendet werden. Die Messmethoden für Fluktuationen und deren Resultate werden hier dargestellt. In Kapitel 6 wird ein neu entwickelter Ansatz zur Bestimmung der Bunchlänge an Speicherringen mittels Mikrowellenstrahlung gezeigt. Dabei werden die Eigenschaften der Vakuumkammer in der Rolle eines Wellenleiters untersucht. Im Rahmen der Studie der CSR mit schnellen THz-Detektoren in Kapitel 7 werden Indikatoren für Einflüsse der benachbarten Bunche vorgestellt. Es wird eine neue Messmethode mit einem KIT intern entwickelten Datenerfassungssystem für ultra-schnelle CSR-Signalaufnahme beschreiben und die ersten Messergebnisse gezeigt. Schließlich wird in Kapitel 8 der Impedanzeinfluss der Vakuumkammer auf CSR-Eigenschaften untersucht und die Ergebnisse diskutiert.

2. Grundlagen der Beschleunigerphysik

In diesem Kapitel sind die Grundlagen der Beschleunigerphysik zusammengetragen. Angefangen mit den Grundprinzipien der Beschleunigung von geladenen Teilchen wird ein Überblick über die Strahlführung und Teilchendynamik der ringförmigen Teilchenbeschleuniger gegeben. Es wird eine einfache Methode zur Berechnung der Elektronenstrahloptik mittels Matrizenformalismus vorgestellt. Weiterhin wird ein Überblick über die Grundlagen der Erzeugung von Synchrotronstrahlung an modernen Strahlungsquellen gegeben.

2.1 Koordinatensystem eines Teilchenbeschleunigers

Wie bei jedem komplexen System beginnt eine formelle Beschreibung eines Teilchenbeschleunigers mit Einführung eines geeigneten Koordinatensystems, wie in Abbildung 2.1 dargestellt. Das sogenannte Idealteilchen bewegt sich mit der Sollenergie E_0 auf einer Sollbahn $s(t)$ und stellt den Ursprung des mitbewegten, karthesischen (x,y,z) - Koordinatensystems dar, wobei gilt z ist tangential an $s(t)$. In diesem Koordinatensystem lassen sich Positionen aller anderen Teilchen und deren Bewegungen in einem Bunch beschreiben.

Jedes Teilchen in einem Bunch lässt sich zu einem bestimmten Zeitpunkt eindeutig durch einen Vektor im 6-dimensionalen Phasenraum $\vec{x}(t) = (x, p_x, y, p_y, z, p_z, t)$ beschreiben. Man spricht in der x - y -Ebene von einer transversalen Bewegung und in z -Richtung von einer longitudinalen Bewegung. Es hat sich als geschickt erwiesen, einen an das Problem angepassten Phasenraum zu wählen. Dies ergibt folgenden 6-komponentigen Vektor eines Teilchens [19] $\vec{x}(s) = (x, x', y, y', l, \delta)$. Die Koordinaten $x' = \frac{dx}{ds}$, $y' = \frac{dy}{ds}$ sind die transversale Richtungsabweichungen mit der Einheit mrad. Es lässt sich zeigen, dass diese Größen die transversalen Impulskomponenten p_x , p_y implizieren. Für kleine Abweichungen in paraxialer Näherung kann angenommen werden, dass [19]

$$x' = \frac{dx}{ds} = \frac{dx}{dz} = \frac{p_x}{p_z} = \tan \theta \approx \theta, \quad (2.1)$$

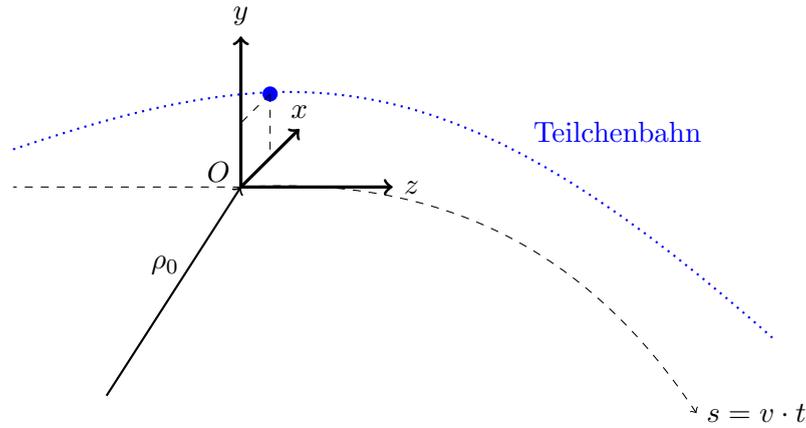


Abbildung 2.1: Das globale Standardkoordinatensystem für Teilchenbeschleuniger (x,y,s) . Die Sollbahn wird durch die Kurve s beschrieben. Das Idealteilchen folgt dieser Bahn und ist gleichzeitig der Ursprung O des mitbewegten kartesischen Koordinatensystems (x,y,z) . In diesem System werden alle Teilchen des Bunches relativ zum Idealteilchen beschrieben.

mit θ als Winkel zwischen Teilchenbahn und Sollbahn. Die longitudinale Ortsabweichung l entspricht in erster Näherung $v_0\tau$ mit $\tau = t - t_0$ als Zeitdifferenz relativ zum Idealteilchen, wobei v_0 dessen Geschwindigkeit ist. Die Ortsabweichung ist per Konvention im vorderen Teil des Bunches positiv. Die 6. Koordinate des Phasenraums ist die relative Impulsabweichung $\delta = \frac{p-p_0}{p_0}$ zum Idealteilchen mit Sollimpuls p_0 . Diese wird häufig entsprechend der Größenordnung der gängigen Abweichungen in Promille angegeben.

2.2 Grundgleichung der Beschleunigerphysik

Das Grundprinzip der Beschleunigung und Führung geladener Teilchen durch elektromagnetische Felder beruht auf der Lorentzkraft [20]

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}). \quad (2.2)$$

Im Rahmen dieser Arbeit wird das Elektron als Standardteilchensorte verwendet. Die Änderung der kinetischen Energie eines Elektrons lässt sich mit Gl. 2.2 wie folgt angeben [21]

$$\Delta E_{\text{kin}} = \int \vec{F} d\vec{s} = e \left(\int \vec{E} d\vec{s} + \int (\vec{v} \times \vec{B}) \cdot \vec{v} dt \right) = e \int \vec{E} d\vec{s}. \quad (2.3)$$

Dementsprechend trägt nur das elektrische Feld zur Energieänderung bei. Die Magnetfelder ändern bekannterweise nur die Richtung des Teilchens, nicht seine Geschwindigkeit. Somit lässt sich die Physik der Beschleunigung und Führung in erster Näherung separat betrachten¹.

¹Eine Ausnahme bietet jedoch das vom Karlsruher Physikstudent R. Wideröe zwischen 1923 und 1928 entworfene Konzept des Betatrons, welches im Grunde genommen ein Transformator mit einem Teilchenstrahl als sekundäre Wicklung ist [22].

2.3 Beschleunigung der Teilchen

Zur Beschleunigung geladener Teilchen kann das elektrische Feld sowohl konstant sein, als auch zeitlich variieren. Im Falle des konstanten Feldes wird von einem statischen Beschleuniger gesprochen. Das wohl bekannteste Beispiel dieser Art ist ein Röhrenfernseher, der neben dem einfachen Kondensator zum Typ der statischen Linearbeschleuniger gehört. Der limitierende Faktor dieser Geräteart ist die maximale Durchschlagsspannung zwischen den Elektroden und auch die technische Einschränkung bei den statischen Hochspannungsquellen. Dennoch findet diese Art der Beschleuniger auch heute sehr oft Verwendung z.B. als zuverlässige Gleichstrom-Elektronenquelle [23], wie es auch an ANKA der Fall ist (siehe Abbildung 2.2).

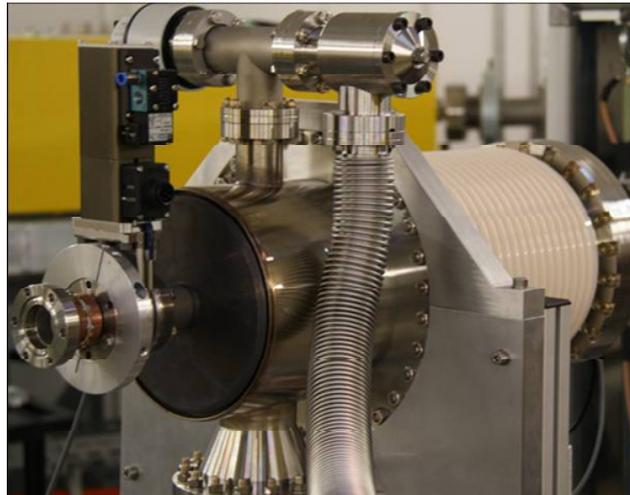


Abbildung 2.2: Thermische Elektronenquelle des Vorbeschleunigerkomplexes am ANKA-Speicherring mit der statischen Potenzialdifferenz von -90 kV. Die Quelle kann sowohl konstante Teilchenströme liefern, als auch im Pulsbetrieb durch Variieren der Gitterspannung betrieben werden. Eine ausführliche Beschreibung der Elektronenquellen ist in Anhang A zu finden.

Die wichtigste Einschränkung der elektrostatischen Beschleuniger ist die Tatsache, dass es unmöglich ist, diese unbegrenzt zu kaskadieren [22]. Einen Ausweg bietet die Verwendung von Hochfrequenzfeldern. Das aus der Lehrbuchphysik bekannte Zyklotron gehört zu den ersten Kreisbeschleuniger dieser Art. Das Prinzip wurde schon 1930 von E.O. Lawrence vorgeschlagen und zwei Jahre später von M.S. Livingston in Berkeley (USA) realisiert [19]. Das Konzept ist einfach: zwei Kondensatorplatten werden mit hohen Spannung konstanter Frequenz gespeist und es wird ein D-förmiger Ablenkmagnet von jeder Seite an den Kondensator platziert. Die Teilchen werden zwischen den Platten beschleunigt und anschließend um 180° abgelenkt, so dass diese zu einem späteren Zeitpunkt wieder durch den Kondensator propagieren. Während der Flugzeit im Magneten ändert die HF-Spannung ihre Phase. So laufen die Teilchen auf immer größer werdenden Halbkreisbahnen mit einer konstanten Umlauffrequenz (Zyklotronfrequenz) $\omega_z = \frac{q}{m} B_z$. Dieser klassische Beschleunigertyp ist stark limitiert durch die relativistische Massenzunahme, da die Teilchen mit $1/\gamma(t)$ außer Phase laufen. Abhilfe in dieser Hinsicht schafft die synchrone Änderung

der HF-Frequenz (Synchro-Zyklotron) oder ein radialer Gradient im Magnetfeld (Isozyklotron). Das Zyklotron findet heute hauptsächlich Verwendung in der Beschleunigung schwerer Teilchen auf ein Bruchteil ihrer Ruheenergie, was für viele Zwecke wie z.B. in der Medizin ausreichend ist.

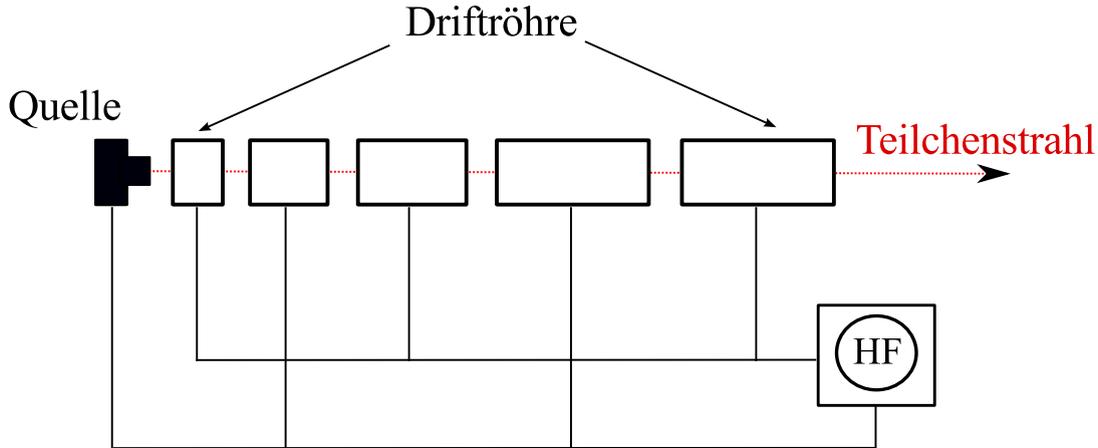


Abbildung 2.3: Grundprinzip eines Linearbeschleunigers mit hochfrequenter Einspeisung. Die Teilchen spüren nur beschleunigendes Feld, da die Driftröhre während dem Feldumkehr abschirmend wirken. Die Länge der Driftröhre muss bei nichtrelativistischen Teilchen an die Fluggeschwindigkeit angepasst werden.

Ein alternatives Konzept wurde 1924 von Ising vorgeschlagen und später von Wideröe realisiert [24, 25]: ein HF-Linearbeschleuniger (Abbildung 2.3). Die Anordnung der Beschleunigungsstrecken und Driftröhren wird dabei so gewählt, dass die Flugzeit des Teilchens an die Phase der HF-Quelle angepasst ist. Die Driftröhren schirmen das abbremsende Potential ab. Die Konstruktion des Linearbeschleunigers erlaubt mit Längenanpassung der Driftröhre gemäß [22]

$$l_n = \frac{1}{f_{\text{rf}}} \sqrt{\frac{nqU_0 \sin \Psi_s}{2m}}, \quad (2.4)$$

mit der Frequenz f_{rf} , der Amplitude U_0 , der Phase Ψ_s , der Ladung q , der Masse des Teilchens m und Driftröhrenindex n , auch den Übergang zu relativistischen Geschwindigkeiten. Um hochrelativistische Teilchen mit $v \approx c$ weiterhin zu beschleunigen, muss allerdings die Linearstruktur mit sehr hohen Frequenz >0.3 GHz betrieben werden [22]. Dies ist nur möglich wenn zu hochfrequenztauglichen Lösungen wie z.B. Wellenleitern oder Hohlraumresonatoren (engl. cavity) übergegangen wird. Es werden üblicherweise die transversal magnetischen (TM) Moden einer Hohlleiterstruktur für die Beschleunigung der Teilchen benutzt. Im Allgemeinen kann es beliebig viele Moden in einem Hohlraum geben, es wird jedoch versucht je nach Anwendung nur eine bestimmte Mode anzuregen. Für die Beschleunigung von Teilchen ist es oft die Grundmode (TM₀₁₀) einer Struktur. Die können Teilchen sowohl an laufenden Wellen, als auch an Stehwellen im Hohlraumresonator beschleunigt werden. Beide Ansätze können beliebig oft kaskadiert werden, verlangen allerdings eine sehr synchrone Teilchenposition-HF-Phasenbeziehung.

Die Herstellung von geeigneten, präzisen Hohlraumresonatoren hoher Güte mit sehr starken Feldgradienten ist äußerst aufwendig. Zum Erreichen hoher Teilchenenergien, ganz besonders in Anfängen der Beschleunigerbau, wurde sehr intensiv an Lösungen zur mehrfachen Verwendung einer Hohlraumstruktur durch den Teilchenstrahl geforscht. Ein intuitiver Ansatz dafür ist das Mikrotron.

In diesem Beschleunigertyp werden Teilchen von einem Vorbeschleuniger durch eine resonante Struktur geleitet und mithilfe eines oder mehrerer Ablenkmagnete auf eine geschlossene Bahn gebracht. Bei jedem Durchlauf gewinnt diese an Energie und die Bahn wird immer größer, bis die Teilchen schließlich ausgekoppelt werden. Diese Anordnung definiert eine Synchronizitätsbedingung für die Umlaufzeit [22] $T = \frac{h}{f_{\text{HF}}}$ mit $h \in \mathbb{N}$, damit die Teilchen jeweils zur gleichen Phase der beschleunigenden Spannung im Hohlraumresonator antreffen. Somit ergibt sich ein Energiegewinn pro Umlauf von [26] $\Delta E = h \frac{ec^2 B}{2\pi f_{\text{HF}}}$.

Ein Beispiel für ein Mikrotron lässt sich auch an ANKA finden, wie Abbildung 2.4 zeigt. Die resonante Hohlraumstruktur wird mit 3 GHz betrieben. Als Synchronizitätszahl h , die später auch als harmonische Zahl bezeichnet wird, wurde 1 gewählt. Das Magnetfeld beider 180° Ablenkmagnete beträgt 1 T. Bei insgesamt 10 Durchläufen wird die Energie der Elektronen nach der Quelle von 90 keV auf 53 MeV erhöht. Diese Technologie ist im Prinzip auch kaskadierbar. So wird an der Universität von Mainz eine Kette an Mikrotrons MAMI mit einer Endenergie von über 855 MeV betrieben. Die Limitierung des Mikrotrons ist seine hohe Komplexität durch sehr viele Vakuumverbindungen und äußerst großflächige Ablenkmagnete. Aus diesem Grund wurde nach einer alternativen Lösung für Hochenergiebeschleuniger gesucht und so entstand das Synchrotron.

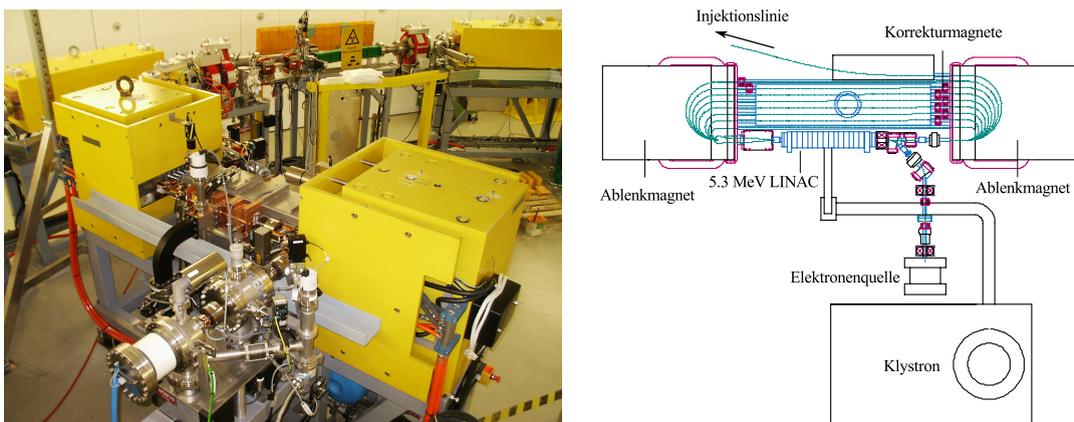


Abbildung 2.4: Das ANKA-Mikrotron ist das zweite Glied in der Beschleunigerkette. Der erzeugte Elektronenstrahl aus der Quelle wird mit 90 keV in die resonante Hohlraumstruktur des Mikrotrons geleitet und anschließend in 10 Umläufen auf 53 MeV Energie gebracht [15, 27].

Die Komposition aller bisherigen Erfahrungswerte erlaubte es M. Oliphant im Jahre 1943 die Konzipierung eines Synchrotrons [28]. Sein Vorschlag war es, wie bereits zuvor alternierende elektrische Felder zur Beschleunigung zu verwenden, aber die Teilchen sollen dabei

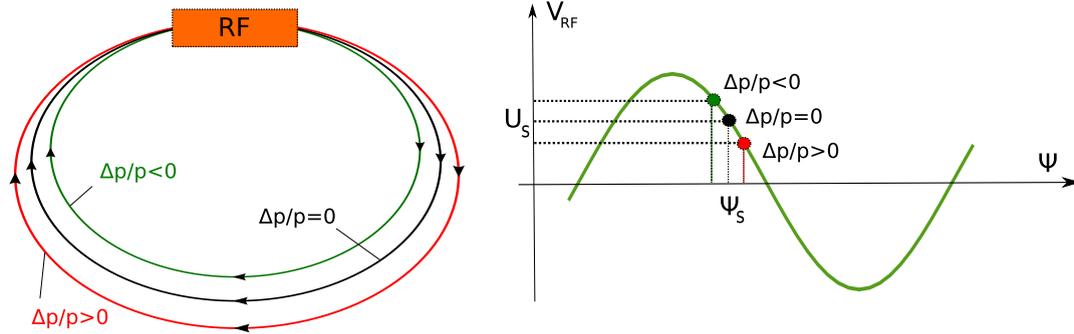


Abbildung 2.5: Das Prinzip der Phasenfokussierung lässt sich anhand von drei Teilchen verschiedener Energie anschaulich darstellen. Teilchen ohne Impulsabweichung $\Delta p/p = 0$ laufen stets phasengleich mit der HF-Spannung V_{HF} im Hohlraumresonator zur Sollphase Ψ_s ein. Teilchen mit erhöhter Energie $\Delta p/p > 0$ werden im Ablenkmagneten schwächer abgelenkt und durchlaufen effektiv eine längere Bahn. Somit laufen diese im Hohlraumresonator zur späteren Phase $\Psi > \Psi_s$ ein und erfahren eine effektiv kleinere HF-Spannung V_{HF} . Ein Teilchen mit Energiedefizit $\Delta p/p < 0$ verhält sich invers hierzu und erfährt effektiv eine höhere Spannung V_{HF} . Dies führt bei entsprechender Wahl von Ψ_s zur einer Korrektur der Teilchenenergie in Richtung der Sollenergie und auch zur longitudinalen Fokussierung vom Elektronenbunch [22].

stets auf einer geschlossenen Kreisbahn mit Radius R durch Magnetfelder gehalten werden. Auch hier muss analog zum Mikrotron die Synchronizitätsbedingung erfüllt werden,

$$f_{\text{rf}} = h \cdot f_{\text{rev}}, \quad h \in \mathbb{N}, \text{ harmonische Zahl}, \quad (2.5)$$

wobei f_{rev} die Umlauffrequenz ist. Der Vorteil dieser Lösung lag darin, dass kein flächendeckender, sondern nur ein lokalisierter Bereich mit einem homogenen Magnetfeld um die Teilchenbahn gewährleistet werden musste. Das Magnetfeld muss aber für Teilchen bei steigender Energie $E = R \cdot e \cdot c \cdot B$ linear angepasst werden [26]. Diese Gleichung ergibt sich aus dem nötigen Kräftegleichgewicht, das auf einer geschlossenen Kreisbahn im Magnetfeld herrschen muss. Die *synchrone* Veränderung des Magnetfeldes mit der Energie prägte entsprechend den Gerätenamen. Eine weitere wichtige Entdeckung auf dem Weg zur Realisierung des Synchrotrons, die Phasenfokussierung, wurde im Jahre 1944 fast zeitgleich durch V. Veksler [29, 30] und E. M. McMillan [31] gemacht. Das Prinzip ist in Abbildung 2.5 dargestellt und beruht auf Auto-Synchronisierung zwischen Umlaufzeit und HF-Phase. Relativistische Teilchen mit Sollimpuls $\Delta p/p = 0$ erfüllen im Gleichgewichtszustand die Synchronizitätsbedingung und durchqueren den Hohlraumresonator stets zur gleichen Sollphase Ψ_s . Teilchen mit positiv oder negativ abweichenden Energien haben entsprechend eine positive oder negative Impulsabweichung und laufen auf längeren oder kürzeren Kreisbahnen. Dies führt zum Zeitgewinn für $\Delta p/p < 0$ und Zeitverlust für $\Delta p/p > 0$, relativ zum Sollimpuls-Teilchen. Somit erfahren die Teilchen effektiv unterschiedliche HF-Spannungen gemäß der Phase im Hohlraumresonator. Bei der richtigen Wahl der Sollphase Ψ_s lässt sich eine effektive „Rückstellkraft“ erzeugen, was zu einer Energieoszillation von Teilchen um die Sollenergie E_0 und zu einer longitudinalen Oszillation um Ψ_s führt. Die Oszillation geschieht mit einer charakteristischen Frequenz f_s und wird als Synchrotronschwingung

bezeichnet. Das Prinzip ist für moderne Teilchenbeschleuniger grundlegend. Damit können sowohl nicht relativistische als auch relativistische Teilchen auf hohe Energien gebracht und darüber hinaus bei einer konstanten Energie im Ring dauerhaft gespeichert werden.

Bis jetzt wurden die verschiedenen Beschleunigungsprinzipien für geladene Teilchen nur sehr allgemein und unter Vernachlässigung transversaler Effekte betrachtet. Doch durch die Einführung der Phasenfokussierung ist es aus Abbildung 2.5 ersichtlich, dass die Energieabweichung eines Teilchens sehr wohl dessen transversale Ablage mitbestimmt. Dies wird als Dispersion bezeichnet und später im Kapitel 2.4.4 erläutert.

2.4 Strahlführung

Neben der Beschleunigung der Teilchen gehört die Strahlführung zu den großen Herausforderungen der Beschleunigerphysik. Die Teilchenbahn muss in erster Linie eindeutig definiert sein. Darüber hinaus bestimmt die Art der Strahlführung die Eigenschaften des Teilchenstrahls, die exakt an die Anforderungen des Experiments angepasst sein müssen. In diesem Kapitel werden wichtige Teilchenstrahleigenschaften, wie auch etablierte Strahlführungslösungen für ein Synchrotron vorgestellt.

2.4.1 Phasenraumvolumen und Emittanz

Freie Elektronen werden an einer dedizierten Quelle erzeugt (siehe Anhang A). Hier wird die Initialverteilung der Elektronen und deren Impulse in allen Raumdimensionen in der Regel zunächst durch die Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung [32] definiert. Zusätzlich wird das initiale 6D Phasenraumvolumen aufgrund Abmessungen der Quelle und endlichen Emissionszeiten geformt. Nach Liouville 1838 [33] bleibt das Phasenraumvolumen ρ einer Verteilung mit den kanonischen Ort- und Impulskoordinaten q_i und p_i unter dem Einfluss konservativer Kräfte erhalten gemäß:

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{\partial\rho}{\partial t} + \sum_{i=1}^N \left[\frac{\partial\rho}{\partial q_i} \dot{q}_i + \frac{\partial\rho}{\partial p_i} \dot{p}_i \right] = 0. \quad (2.6)$$

Somit bleibt das initiale Volumen von Teilchen im Phasenraum zeitlich konstant. Dies definiert das Maß für Raum- und Impulsausdehnung des Elektronenbunches – die Emittanz. Es hat sich als praktisch erwiesen, den Phasenraum in drei Sub-Räume, transversal (x, x') , (y, y') und longitudinal (l, δ) zu unterteilen. Wenn nun die Fläche A der Einhüllenden aller Teilchen im Sub-Phasenraum betrachtet wird, so ergibt sich die geometrische Emittanz als [34]

$$\epsilon = \frac{A}{\pi}. \quad (2.7)$$

Damit die Emittanz von Beschleunigern verschiedener Energien vergleichen werden kann, wird die normierte Emittanz ϵ_n definiert. Diese Größe bleibt auch unter Beschleunigung invariant [34],

$$\epsilon_n = \gamma\beta_z\epsilon, \quad (2.8)$$

wobei γ der relativistische Lorentz-Faktor ist und $\beta_z = \frac{v_z}{c}$ mit v_z als Teilchengeschwindigkeit und c als Lichtgeschwindigkeit. Die Einheit der Emittanz ist $[\epsilon] = \text{mm} \cdot \text{mrad}$.

Die Definition der Emittanz über die Phasenraumfläche ist nicht besonders anschaulich für realistische Verteilungen. Dafür gibt es eine formale Herangehensweise über die statistischen Momente [35]

$$\epsilon_{\text{rms},x} = \sqrt{\langle x_i^2 \rangle \langle x_i'^2 \rangle - \langle x_i x_i' \rangle^2}. \quad (2.9)$$

Dies wird als *RMS-Emittanz*² bezeichnet. Sie gilt für beliebige Teilchenensembles.

Einen zusätzlichen Beitrag zum initialen Phasenraumvolumen und somit zur initialen Emittanz leistet bei kleinen Teilchenenergien die Coulomb-Abstoßung der Teilchen, die sogenannte Raumladung. Bei Annahme einer zylindrischen Elektronenverteilung kann die radiale Kraft aufgrund von Raumladungseffekten auf ein Elektron innerhalb des Bunches wie folgt dargestellt werden [19]

$$F_r = \frac{e^2 \rho}{2\epsilon_0 \gamma^2} r, \quad (2.10)$$

wobei ρ die Elektronendichte, e die Elementarladung, r der Abstand von der Bunchmitte ist. Mit dem steigenden γ geht dieser Term gegen Null. Deswegen ist es wichtig zur Erhaltung der Initialemittanz schon auf den ersten Metern das Raumladungsregime zu verlassen. Beispielsweise, dominieren die Raumladungseffekte an ANKA im Bereich der elektrostatischen Beschleunigung innerhalb der Elektronenquelle. Schon nach dem ersten Durchgang durch das Mikrotron ist $\gamma \approx 10$ und der Raumladungsterm somit vernachlässigbar.

Die Emittanz ist eine Schlüsselgröße sowohl für eine Teilchenquelle als auch für einen Teilchenbeschleuniger und bleibt in linearer Näherung erhalten. Im Realfall wird aber diese Größe zusätzlich durch weitere Faktoren wie z.B. Vakuumqualität, kollektive Effekte und Dämpfungsmechanismen stark beeinflusst. Deswegen wird oft in Charakteristiken eine Gleichgewichtsemittanz entsprechend erst für ein Äquilibrium aller Effekte angegeben. So beträgt beispielsweise die Gleichgewichtsemittanz in (x, x') Ebene an ANKA im normalen Betrieb ca. 50 nm rad [36], was anschaulich bei einer punktförmigen Teilchenverteilung einer Divergenz von 50 nm in einem Meter Abstand entspricht.

2.4.2 Magneto-optik

Aus der zwangsläufig endlichen initialen Emittanz folgt, dass der Strahl ohne jegliche Korrektur sich transversal ausdehnen und anschließend mit der Vakuumkammer kollidieren wird. Tatsächlich gilt als Richtwert für den Mindestabstand der Teilchen im Bunch mit einer transversalen Ausdehnung σ_x und σ_y von der Vakuumkammerwand $10\sigma_x$ und entsprechend $10\sigma_y$. Deswegen ist es wichtig, für den Strahltransport fokussierende Elemente einzusetzen. Grundsätzlich lässt sich die Strahlführung nach der Lorentz-Gleichung 2.2

²RMS: engl. rms = root mean square

sowohl mit elektrischen als auch mit magnetischen Feldern realisieren. Da jedoch die beschleunigende Kraft durch elektrische Felder für Elektronen um den Faktor $c \approx 3 \cdot 10^8$ geringer ist, werden dafür Magnetfelder eingesetzt [26]. Die Beschreibung der Bewegung geladener Teilchen im Magnetfeld erfolgt unter der Annahme, dass das Feld nur transversale Komponenten $\vec{B} = (B_x, B_y, 0)$ hat und Teilchenablagen von der Sollbahn sehr klein sind (analog zur Lichtoptik, paraxiale Näherung). Die Bewegung eines Elektrons im Teilchenbeschleuniger ist durch das Magnetfeld \vec{B} an jedem Punkt seiner Bahn eindeutig bestimmt. Wenn o.B.d.A. nur die horizontale Bewegung eines Elektrons im Magnetfeld betrachtet wird, so gilt für seine momentane Bahnkrümmung $R(x, y, s)$ aus dem Gleichgewicht zwischen Lorentz- und Zentrifugalkraft [26]

$$\frac{1}{R(x, y, s)} = \frac{e}{p} B_y(x, y, s) \quad (2.11)$$

Die paraxiale Näherung erlaubt es, eine Taylor-Entwicklung des Magnetfeldes B_y um die Idealbahn ($x=0$) durchzuführen [26]:

$$B_y(x) = B_{y,0} + \frac{dB_y}{dx}x + \frac{1}{2!} \frac{d^2B_y}{dx^2}x^2 + \dots \quad (2.12)$$

Durch eine Multiplikation mit e/p ergibt sich entsprechend

$$\frac{e}{p} B_y(x) = \frac{e}{p} B_{y,0} + \frac{e}{p} \frac{dB_y}{dx}x + \frac{e}{p} \frac{1}{2!} \frac{d^2B_y}{dx^2}x^2 + \dots = \frac{1}{R} + kx + \frac{1}{2}mx^2 + \dots, \quad (2.13)$$

somit lässt sich die Wirkung des Magnetfelds auf Teilchen in Multipole zerlegen. Das konstante Dipolfeld $B_{y,0}$ sorgt für die Ablenkung und definiert die Ablenkstärke $1/R$. Dieser Feldtyp lässt sich technisch einfach realisieren, wie Abbildung 2.6 zeigt. Im Falle eines Elektromagnets ist es in der Regel ein C-förmiges Eisenjoch, welches von einer mit Strom I durchflossenen Spule mit n Wicklungen umschlossen wird. Diese Anordnung erzeugt ein Ablenkkfeld der Stärke [26]

$$\frac{1}{R} = \frac{e \mu_0 n I}{p h}, \quad (2.14)$$

wobei h der Polabstand ist.

Die Quadrupolkomponente des Magnetfelds $\frac{e}{p} \frac{dB_y}{dx}x$ ist durch die Stärke k definiert. Der Gradient $g = \frac{dB_y}{dx}$ sorgt für eine lineare Abhängigkeit des magnetischen Feldes von der transversalen Position und somit für die Fokussierung der Teilchen. Eine technische Realisierung dieser Magnete ist etwas komplexer. Es werden dafür vier hyperbolische Polflächen abwechselnder Polarität benötigt, siehe Abbildung 2.7 (a). Für Quadrupolmagnete mit einer Apertur a gilt für den Gradienten [26]:

$$g = \frac{2\mu_0 n I}{a^2}. \quad (2.15)$$

Der erzeugte Feldverlauf wirkt nur in einer transversalen Ebene fokussierend, in der anderen dagegen ist die Wirkung entgegengesetzt. Ein wichtiger Ansatz zur Lösung des Problems ist das Prinzip der starken Fokussierung durch alternierende Gradienten, das 1950 von N. C. Christofilos patentiert wurde [38]. Die Quadrupolmagnete mit einer vertikalen

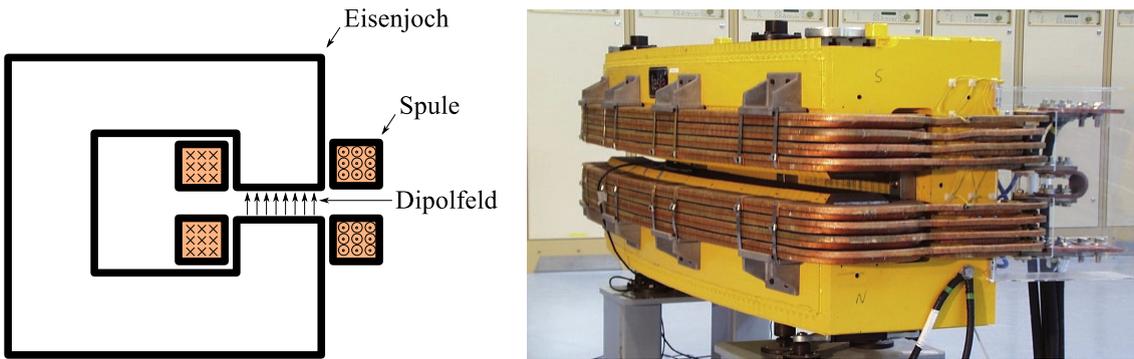


Abbildung 2.6: Auf der linken Abbildung ist der vereinfachte Aufbau eines Dipolmagneten auf Eisenjochbasis dargestellt. Beide Spulen werden gleich bestromt, so ergibt sich ein homogenes Feld im Polzwischenraum. Im praktischen Aufbau werden durch ausgeklügelte Polformen die höhere Multipolmomente und Feldabweichungen an den Rändern kompensiert. Rechts ist der ANKA-Dipolmagnet abgebildet. Dieser wird mit bis zu 650 A bestromt und erreicht dabei eine Flussdichte von 1.5 T. Der Ablenkradius vom ANKA-Dipolmagnet beträgt 5.559 m [37].

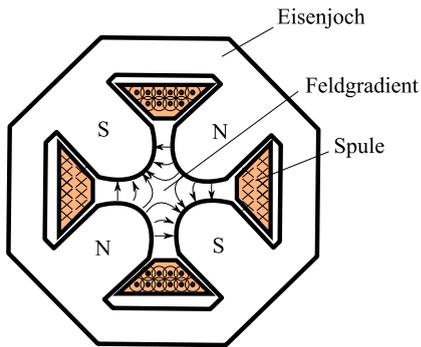
und horizontalen Fokussierung werden dabei nacheinander periodisch angeordnet. Analog zur Lichtoptik wirkt eine Kombination der Konvex- und Konkavlinen im richtigen Abstand fokussierend. Eine theoretische Beschreibung dieses Effekts wurde von Courant, Livingston und Snyder 1952 veröffentlicht [39].

Bei der ausschließlichen Verwendung der linearen Näherung (Dipol- und Quadrupolfeld), wird die Strahloptik als linear bezeichnet. Die transversalen Ebenen x, y können im Rahmen dieser Optik getrennt betrachtet werden. Die lineare Strahloptik kann durch Berücksichtigung höherer Multipole erweitert werden. So lassen sich die chromatischen Fokussierungsfehler der Quadrupole mit einem Sextupolfeld der Stärke $m = \frac{e}{p} \frac{d^2 B_y}{dx^2}$ korrigieren. Der Feldverlauf gemäß Taylor-Entwicklung hat in diesem Fall eine quadratische Abhängigkeit von der Ortskoordinate. Diese Magnetart ist in Abbildung 2.7 (b) dargestellt. Der Sextupolmagnet und alle höhere Multipole bewirken aufgrund ihrer Bauweise eine Kopplung der beiden transversalen Ebenen. Analog zu Quadrupolmagneten kann der Gradient in Abhängigkeit vom Strom I angegeben werden [26]:

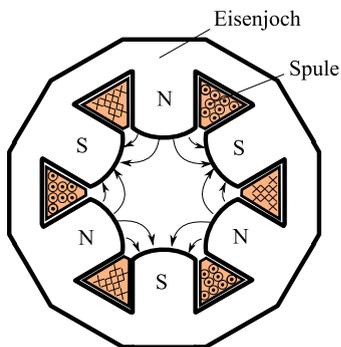
$$g' = \frac{d^2 B_y}{dx^2} = 6\mu_0 \frac{nI}{a^3}. \quad (2.16)$$

Für einen Kreisbeschleuniger wird im Idealfall von einer horizontal angeordneten Kreisbahn³ mit einem ausschließlich vertikalen Magnetfeld ausgegangen. Da der Strahl noch zusätzlich fokussiert werden muss, wird zusätzlicher Platz für die entsprechenden Elemente benötigt. Eine übliche Teilchenbahn hat die Form eines regelmäßigen Polygons, an dessen Ecken Dipolmagnete installiert sind. Die Teilchen beschreiben in diesen Dipolmagneten eine kreisbogenförmige Bahn und werden dabei abhängig von der Polygonwahl um einen bestimmten Winkel abgelenkt. Auf diese Weise können „beliebig“ lange gerade Strecken für fokussierende Elemente, Hohlraumresonatoren, Diagnostik usw. eingeplant werden.

³Es existierten auch vertikal angeordnete Kreisbeschleuniger, z.B. VEPI, Novosibirsk



(a) Quadrupolmagnet



(b) Sextupolmagnet

Abbildung 2.7: Der Aufbau eines Quadrupolmagneten (a, links) und eines Sextupolmagneten (b, links) auf Eisenjochbasis. Die Polflächen im mittleren Bereich sollen für einen optimalen Feldverlauf hyperbelförmig sein. Die Spulen werden so gewickelt, dass sie abwechselnde Stromrichtungen tragen und sich somit vier oder entsprechend sechs abwechselnden Magnetpole bilden. Im Inneren des Quadrupolmagneten hängt das Feld linear von der Ablage ab, so dass es als fokussierendes Element der linearen Strahloptik agieren kann. Im Sextupol hängt das Feld quadratisch von der Ablage ab und gehört somit nicht zur linearen Strahloptik. Auf der rechten Seite sind die entsprechenden ANKA-Magnete abgebildet.

2.4.3 Bewegungsgleichungen und Matrixformalismus

Im Rahmen der linearen Teilchenstrahloptik können ausgehend von der Lorentz-Gleichung 2.2 unter Anwendung der eingeführten Dipol- und Quadrupolstärken, $1/R(s)$ und $k(s)$, die Bewegungsgleichungen eines Teilchens der relativen Impulsabweichung $\Delta p/p$ im Beschleuniger aufgestellt werden [26]

$$x''(s) + \left(\frac{1}{R^2(s)} - k(s) \right) x(s) = \frac{1}{R(s)} \frac{\Delta p}{p} \quad (2.17)$$

$$y''(s) + k(s)y(s) = 0. \quad (2.18)$$

Dies sind entkoppelte inhomogene Differenzialgleichungen vom Hill'schen Typ [40]. Die analytische Lösung dieser Gleichungen lässt sich für ein „hard-edge“-Modell⁴ erarbeiten. Weiterhin wird die Annahme getroffen [26], dass das Teilchen die Sollenergie ($\Delta p/p = 0$)

⁴Die Stärken der Magnete sind innerhalb des Magnets konstant, außerhalb abrupt Null. Lösungen unter dieser Annahme liefern Ergebnisse, die in den meisten Fällen sehr gut mit der Praxis übereinstimmen [26].

aufweist und kein Dipolfeld erfährt ($1/R = 0$). Dies führt zu einer vereinfachten homogenen Differenzialgleichung 2. Ordnung

$$x''(s) - kx(s) = 0 \quad (2.19)$$

$$y''(s) + ky(s) = 0, \quad (2.20)$$

die entsprechend der Magnetstruktur stückweise gelöst werden kann. Die Lösung dieser Gleichung für $k > 0$ unter Berücksichtigung der Anfangsablage x_0 und Anfangsrichtungsabweichung x'_0 lässt sich repräsentativ für die horizontale Ebene wie folgt schreiben [26]

$$x(s) = x_0 \cosh \sqrt{k}s + \frac{x'_0}{\sqrt{k}} \sinh \sqrt{k}s \quad (2.21)$$

$$x'(s) = x_0 \sqrt{k} \sinh \sqrt{k}s + x'_0 \cosh \sqrt{k}s. \quad (2.22)$$

Das Ergebnis ist eine horizontale Defokussierung, die sich auch in Matrizenform angeben lässt [26]:

$$\begin{pmatrix} x(s) \\ x'(s) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cosh(\sqrt{k}s) & \frac{1}{\sqrt{k}} \sinh \sqrt{k}s \\ \sqrt{k} \sinh \sqrt{k}s & \cosh \sqrt{k}s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \end{pmatrix}. \quad (2.23)$$

Mit der entsprechenden Lösung für $k < 0$ können die Transfermatrizen für ein Quadrupolfeld der Stärke k wie folgt angegeben werden:

$$M_Q = \begin{cases} \begin{pmatrix} \cosh \Omega & \frac{1}{\sqrt{k}} \sinh \Omega \\ \sqrt{k} \sinh \Omega & \cosh \Omega \end{pmatrix} & k > 0 \text{ (defokussierend),} \\ \begin{pmatrix} \cos \Omega & \frac{1}{\sqrt{|k|}} \sin \Omega \\ -\sqrt{|k|} \sin \Omega & \cos \Omega \end{pmatrix} & k < 0 \text{ (fokussierend),} \end{cases} \quad (2.24)$$

wobei $\Omega = s\sqrt{k}$ ist. Analog ergibt sich als weitere stückweise gültige Lösung für eine Driftstrecke mit $k = 0$

$$M_d = \begin{pmatrix} 1 & s \\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (2.25)$$

Wenn nun die Ausgangsgleichung 2.18 in horizontaler Ebene für $1/R \neq 0$, $\Delta p/p = 0$ und $k = 0$ gelöst wird, so ergibt sich für einen Sektor-Dipolmagneten⁵ ebenfalls eine Transfermatrix

$$M_{\text{Dipol}} = \begin{pmatrix} \cos \frac{s}{R} & R \sin \frac{s}{R} \\ -\frac{1}{R} \sin \frac{s}{R} & \cos \frac{s}{R} \end{pmatrix}. \quad (2.26)$$

Zu erkennen ist eine Analogie zum fokussierenden Quadrupolmagneten. Dies ist die schwache Fokussierung ($1/R \ll \sqrt{k}$) in einem Dipolmagneten. Was zunächst kontraintuitiv erscheint, wird klar, wenn die Bahnen zweier mit horizontalem Versatz laufender Teilchen im Dipolfeld betrachtet werden. Die Bahnen werden sich bei 90°-Ablenkung kreuzen, was

⁵Ein *Sektormagnet* ist eine oft verwendete Magnetform, wobei die Eintritt- und Austrittskanten des Magnets senkrecht auf den ein- und ausfallenden Strahl stehen.

effektiv eine Fokussierung darstellt [26]. Die Anfertigung der Sektormagnete ist aufwendig, deswegen werden öfter die Rechteckmagnete eingesetzt. Dabei sind die Ein- und Austrittskante parallel zueinander und der Elektronenstrahl fällt unter einem Winkel $\pi/2 - \Psi$ zur Kante ein und aus. Dabei entspricht 2Ψ dem Gesamtablenkwinkel des Magnets. Der Eintritt der Teilchen mit einem Winkel zur Stirnfläche sorgt bei diesem Magnettyp für die sog. Kantenfokussierung [26]. Das Prinzip liegt darin, dass die Teilchen mit einer Ablage x_0 relativ zur Idealbahn ($x = 0$) eine um $\delta l = x_0 \tan \Psi$ kürzere Strecke im Magnetfeld durchlaufen. Somit werden die Teilchen unterschiedlicher Ablage unterschiedlich abgelenkt. Die Hauptmerkmale beider Dipolmagnetarten sind in Abbildung 2.8 dargestellt. Die Kante

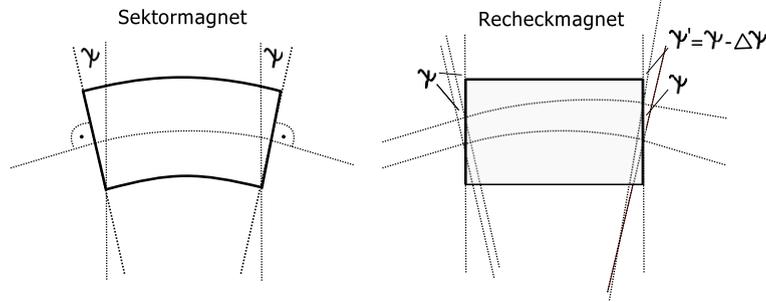


Abbildung 2.8: Zu sehen ist die schematische Darstellung eines Sektor- und Rechteckablenkmagnetes. Die Längen der Teilchenbahn innerhalb des Magnetfeldes hängt im Sektormagnet nicht von der Ablage ab. Im Rechteckmagnet dagegen laufen die Teilchen abhängig von der horizontalen Position längere oder kürzere Bahnen und erfahren dadurch unterschiedliche Ablenkwinkel, was sich zu einer zusätzlichen defokussierenden Wirkung aufsummiert. Darüber hinaus wirken die Kanten der Rechteckmagnete fokussierend in vertikaler Richtung. Diesem Effekt liegt die im Randfeld existierende Magnetfeldkomponente in horizontale Richtung zugrunde [26].

beim Rechteckmagnet bewirkt eine Defokussierung in horizontaler und eine Fokussierung in vertikaler Ebene. Dies lässt sich ebenfalls in Form einer Transfermatrix angeben [26]:

$$M_{\text{Kante,H}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{\tan \Psi}{R} & 1 \end{pmatrix}, \quad M_{\text{Kante,V}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{\tan \Psi}{R} & 1 \end{pmatrix}. \quad (2.27)$$

Die Ähnlichkeit zu der Matrix für eine dünne Linse mit der Brennweite f aus der Lichtoptik ist deutlich erkennbar [41]:

$$M_f = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix} \quad (2.28)$$

Die Repräsentation der Magnete durch Transfermatrizen erlaubt es die Verkettung mehrerer Elemente z.B. $M_{\text{Kante}}, M_{\text{Dipol}}, M_{\text{Kante}}$ als Matrixmultiplikation darzustellen:

$$M_{\text{RDipol}} = M_{\text{Kante}} M_{\text{Dipol}} M_{\text{Kante}}. \quad (2.29)$$

Auf diese Weise lassen sich komplexere Bauelemente oder gar der gesamte Teilchenbeschleuniger als eine einzelne Transfermatrix schreiben. Zur vollständigen Beschreibung der

Teilchenbewegungen lassen sich beide transversale Ebenen durch eine einzelne 4×4 Transfermatrix darstellen in der Form

$$M_{4 \times 4} = \begin{pmatrix} M_{\text{horizontal}} & M_{\text{Kopplung}} \\ M_{\text{Kopplung}} & M_{\text{vertikal}} \end{pmatrix}. \quad (2.30)$$

Bei entkoppelten Bewegungsgleichungen verschwinden die Kopplungselemente der Matrix. Dieser Formalismus lässt sich analog auch für den longitudinalen Phasenraum entwickeln. Damit kann die Bewegung der Teilchen im 6D Phasenraum durch eine 6×6 Matrix in linearer Näherung beschrieben werden. Ausgehend von den Anfangskordinaten eines Teilchens im Beschleuniger kann mit dem Matrizenformalismus der Verlauf seiner Bahn durch die Multiplikation der Transfermatrizen einzelner Elemente einfach berechnet werden. Dies machen sich viele Tracking-Programme wie AT [42], MAD [43], ELEGANT [44], usw. zunutze. Heutzutage ist es möglich eine Tracking-Simulation über mehrere tausende Umläufe im Beschleuniger mit einer Teilchenverteilung von 10^4 - 10^5 Makroteilchen⁶ auf einem Desktop-PC in wenigen Minuten auszuführen.

Der Einfluss nichtlinearer Elemente, wie höhere Multipole, auf den Strahl lässt sich nicht als Transfermatrix darstellen. Die Behandlung von diesem Problem geschieht mithilfe nichtlinearer Störungsrechnung. Dabei wird die Wirkung des Elements als eine kleine Winkeländerung („Kick“) angenähert [35]. Auf diese Weise können diese Effekte ebenfalls von Tracking-Programmen berücksichtigt werden.

2.4.4 Dispersion und *momentum compaction factor*

In der Ausgangsgleichung 2.18 wurde die Annahme $\Delta p/p = 0$ getroffen. Das longitudinale Phasenraumvolumen in einem realen Teilchenbeschleuniger ist jedoch ungleich null. Somit ist die Impulsabweichung aller Teilchen eine Verteilungsfunktion. Dies führt dazu, dass die Bewegungsgleichung in einem Dipolmagneten (Ablenkradius R) inhomogen wird:

$$x''(s) + \frac{1}{R^2}x(s) = \frac{1}{R} \frac{\Delta p}{p}. \quad (2.31)$$

Wenn die Gleichung durch $\Delta p/p$ geteilt wird, so ergibt sich mit der auf Impulsabweichung normierten horizontalen Ablage $D(s) = \frac{x(s)}{\Delta p/p}$ eine neue Differentialgleichung [45]:

$$D(s)'' + \frac{1}{R^2}D(s) = \frac{1}{R}. \quad (2.32)$$

⁶*Makroteilchen* - repräsentieren reale Ladungsverteilung im Teilchenbeschleuniger mit einer deutlich kleineren Anzahl der Teilchen. Dabei werden in einem punktförmigen Makroteilchen n reale Teilchen zusammengefasst.

Mit einem geeigneten Lösungsansatz $D(s) = A \cos\left(\frac{s}{R}\right) + B \sin\left(\frac{s}{R}\right) + R$ und $D'(s) = -(A/R) \sin\left(\frac{s}{R}\right) + (B/R) \cos\left(\frac{s}{R}\right)$ folgt eine Lösung, die sich als 6×6 Matrix schreiben lässt [45, 19]

$$\begin{pmatrix} x \\ x' \\ y \\ y' \\ l \\ \delta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \phi & R \sin \phi & 0 & 0 & 0 & R(1 - \cos \phi) \\ -\frac{1}{R} \sin(\phi) & \cos \phi & 0 & 0 & 0 & \sin \phi \\ 0 & 0 & 1 & R\alpha & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ -\sin \phi & -R(1 - \cos \phi) & 0 & 0 & 1 & \frac{R\phi}{\gamma^2} - R(\phi - \sin \phi) \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \\ y_0 \\ y'_0 \\ l_0 \\ \delta_0 \end{pmatrix}, \quad (2.33)$$

mit dem Ablenkwinkel $\phi = L/R$, wobei L die Länge des Dipolmagnets ist. Die obere, linke 4×4 -Matrix ist die aus der linearen Strahloptik bekannte Sektordipol-Transfermatrix. Die restlichen Koeffizienten beschreiben die Auswirkungen auf die longitudinale Ebene. Eine der wichtigen Konsequenzen ist die Änderung der Bahnlänge in Abhängigkeit von der relativen Impulsabweichung $\Delta p/p$ [45]

$$\Delta L = L - L_0 = \oint \frac{R + x_D(s)}{R} ds - \oint ds = \frac{\Delta p}{p} \oint \frac{D(s)}{R(s)} ds. \quad (2.34)$$

Wird diese Gleichung durch L_0 und $\Delta p/p$ geteilt, so folgt die relative Änderung der Bahnlänge pro relativer Impulsabweichung:

$$\alpha_c = \frac{\Delta L/L_0}{\Delta p/p} = \frac{1}{L_0} \oint \frac{D(s)}{R(s)} ds. \quad (2.35)$$

Diese Größe wird als *Momentum Compaction* Faktor bezeichnet.

2.4.5 Phasenraumellipse

Damit die Bewegung des gesamten Teilchenensembles statt einzelner Teilchentrajektorien untersucht werden kann, wird nach einer allgemeinen Lösung der Bewegungsgleichungen gesucht. Es wird zunächst angenommen, dass $\Delta p/p = 0$ und $1/R(s) = 0$. Damit ist die Hill'sche Differentialgleichung, wie es im Kapitel 2.4.3 beschreiben wurde, zu lösen:

$$x''(s) + k(s)x(s) = 0. \quad (2.36)$$

Eine allgemeine Lösung dieser Gleichung ist durch den folgenden Ansatz gegeben [45]:

$$x(s) = \sqrt{\epsilon} \sqrt{\beta(s)} \cos \mu(s), \quad (2.37)$$

mit der Einzelteilchen-Emittanz ϵ , der Beta-Funktion $\beta(s)$ und der Betatronschwingungsphase $\mu(s)$. Wobei gilt $\mu(s) = \Psi(s) + \phi$ mit der Anfangsphase ϕ und dem Phasenverschiebung $\Psi(s)$. Die Lösung in dieser Form zeigt offensichtlich eine Oszillation mit einer Amplitude $E(s) = \sqrt{\epsilon\beta(s)}$. Dies ist die Einhüllende (engl. *envelope*) aller Teilchenbahnen.

Eingesetzt in die Bewegungsgleichung ergibt der Lösungsansatz nach Gl. 2.37 [26]:

$$\epsilon = \gamma_x x^2 + 2\alpha_x x x' + \beta_x x'^2, \quad (2.38)$$

wobei $\alpha_x(s) := -\frac{\beta'_x(s)}{2}$, $\beta_x(s)$ und $\gamma_x(s) := \frac{1+\alpha_x(s)^2}{\beta_x(s)}$ als „Twiss“-Parameter bezeichnet werden. Diese Gleichung beschreibt eine Ellipse in der x - x' -Ebene wie Abbildung 2.9 zeigt. Eine entsprechende Lösung mit eigenen Parametern α_y , β_y , γ_y , existiert auch für die vertikale Ebene. Die „Twiss“-Parametern in Abhängigkeit von der Position s werden als optische Funktionen bezeichnet. Wie in Kapitel 2.4.1 dargestellt, kann die Emittanz als Invariante der Teilchenbewegung anschaulich über die Fläche der Phasenellipse $A = \pi\epsilon$ dargestellt werden. Die Form der Ellipse variiert abhängig von s , die Fläche bleibt jedoch im Rahmen der linearen Optik konstant [26]. Teilchen mit einer transversalen Ablage führen Oszillationen mit einer charakteristischen Frequenz durch. Die Frequenz wird aus historischen Gründen als Betatronfrequenz bezeichnet und ist für die vertikale und horizontale Ebene verschieden.

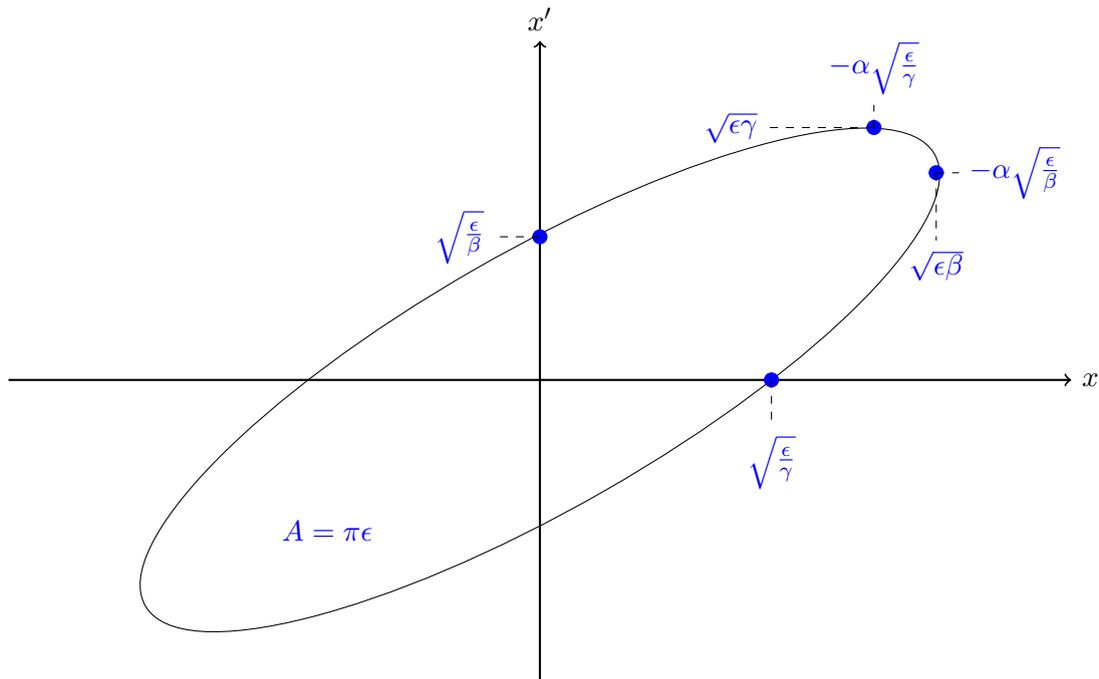


Abbildung 2.9: Darstellung einer Phasenraumellipse nach Gleichung 2.38 mit „Twiss“-Parametern α_x , β_x , γ_x . Die Fläche der Ellipse bleibt nach Satz von Liouville konstant und definiert die Emittanz ϵ der Teilchenverteilung. Die signifikanten Teilchenstrahleigenschaften lassen sich aus „Twiss“-Parametern direkt ermitteln.

2.4.6 Matrixformalismus für optische Funktionen

Als allgemeine Lösung der Bewegungsgleichungen beschreiben die optischen Funktionen die Bewegung des gesamten Teilchenensembles und gehören somit zu den grundlegenden Charakteristika eines Teilchenbeschleunigers. Es ist möglich die „Twiss“-Parameter, ähnlich wie die Einzelteilchentrajektorien, mithilfe der Transfermatrizen aus Anfangsparameter für den kompletten Teilchenbeschleuniger zu bestimmen.

Die Ellipsengleichung kann auch in Matrixschreibweise allgemein für die (u, u') -Ebene dargestellt werden, als [22]

$$\mathcal{W} = \begin{pmatrix} u & u' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \gamma & \alpha \\ \alpha & \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u \\ u' \end{pmatrix} = \mathbf{U}^T \mathbf{B}^{-1} \mathbf{U}. \quad (2.39)$$

Die „Beta“-Matrix \mathbf{B} ist wie alle Transfermatrizen für Strahlführungssysteme symplektisch und es gilt $\det \mathbf{B} = 1$ mit

$$\mathbf{B} = \begin{pmatrix} \beta & -\alpha \\ -\alpha & \gamma \end{pmatrix}. \quad (2.40)$$

Es lässt sich folgende Transformationsbeziehung zwischen den optischen Funktionen vor einer Magnetstruktur \mathbf{B}_1 und danach \mathbf{B}_2 zeigen [22]:

$$\mathbf{B}_2 = \mathbf{M} \mathbf{B}_1 \mathbf{M}^T. \quad (2.41)$$

Angewendet auf eine Driftstrecke M_{Drift} mit der Länge L für Anfangswerte $\alpha_0 = 0$ und $\beta_0 = \beta^*$ ergibt sich [26]:

$$\beta(s = L) = \beta^* + \frac{L^2}{\beta^*} \quad (2.42)$$

$$\alpha(s = L) = -\frac{L}{\beta^*}. \quad (2.43)$$

Die Betafunktion wächst somit quadratisch mit der Länge der Driftstrecke in hyperbolischer Abhängigkeit von β_0 . Anhand der Phasenraumellipse lässt sich der Zusammenhang zwischen der Betafunktion und der Strahlgröße $\sigma = \sqrt{\epsilon\beta}$ erkennen. Für die horizontale Ebene unter Berücksichtigung der Dispersion gilt entsprechend für die Strahlgröße [45]

$$\sigma_x(s) = \sqrt{\epsilon_x \beta_x(s) - D^2(s) \sigma_{\Delta p/p}}, \quad (2.44)$$

mit $\sigma_{\Delta p/p}$ als Impulsunschärfe.

Aus der Kenntnis der optischen Funktionen vor und nach einer Magnetstruktur, z.B. durch eine Messung, sowie des Phasenvorschubs $\Psi(s)$ der Betatronschwingung lässt sich die strahloptische Transfermatrix dieser Struktur bestimmen [26]

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} \sqrt{\frac{\beta}{\beta_0}} (\cos \Psi + \alpha_0 \sin \Psi) & \sqrt{\beta \beta_0} \sin \Psi \\ \frac{1}{\sqrt{\beta \beta_0}} ((\alpha_0 - \alpha) \cos \Psi - (1 + \alpha_0 \alpha) \sin \Psi) & \sqrt{\frac{\beta_0}{\beta}} (\cos \Psi - \alpha \sin \Psi) \end{pmatrix}. \quad (2.45)$$

Wird nun die Periodizitätsbedingung $\beta = \beta_0$ und zur Vereinfachung $\alpha = \alpha_0 = 0$ gesetzt, wie es oft für einen kompletten Umlauf um einen Speicherring angenommen werden kann, so ergibt sich die Transfermatrix in der folgenden Form [26]:

$$M_{\text{Umlauf}} = \begin{pmatrix} \cos 2\pi Q & \beta \sin 2\pi Q \\ -\frac{1}{\beta} \sin 2\pi Q & \cos 2\pi Q \end{pmatrix}, \quad (2.46)$$

wobei der Phasenvorschub eines Umlaufs $\Psi = 2\pi Q$ entspricht. An dieser Stelle wird Q als Arbeitspunkt (engl. *tune*) eines Ring-Beschleunigers eingeführt, was der Anzahl der Betatronschwingungen pro Umlauf entspricht. Diese Größe ist mit der Frequenz der Betatronschwingungen gekoppelt ($f_Q = f_{\text{rev}} \cdot Q$) und für beide transversale Ebenen unterschiedlich. Analog dazu kann auch in longitudinale Richtung Q_s angegeben werden (siehe Kapitel 2.6.1). Die Größenordnung von $Q_{\{x,y\}}$ ist 10^1 und für $Q_s \approx 10^{-2}$ bis 10^{-3} [45].

2.4.7 Optische Resonanzen

Eine magnetische Struktur ist leider durch Fertigungs- und Aufstellungsungenauigkeiten fehlerbehaftet. Ein Fehler des Magnetfeldes ΔB im Dipolmagnet der Länge L bewirkt einen horizontalen Kick von [45]

$$\Delta x' = \frac{e}{p} \Delta B \cdot L. \quad (2.47)$$

Dies führt unter der Annahme von $\alpha_x = 0$ im Phasenraum zu einer entsprechenden Emitanzveränderung [45]

$$\epsilon^* = \beta \Delta x'^2, \quad (2.48)$$

Bei kurzen Ablenkmagneten kann in guter Näherung angenommen werden, dass der Kick in der Mitte des Magnets wirkt. Beim periodischen Durchlaufen durch diese Struktur addiert sich die Wirkung des Kicks resonant, wenn der Phasenvorschub zwischen zwei Umläufen ein Vielfaches von 2π ist. Die Fehler der Quadrupolmagnete wirken resonant, wenn der Phasenvorschub ein Vielfaches von π ist. Somit lässt sich für Speicherringe folgende Regel für resonanzbedingte Störungen (optische Resonanzen) aufstellen [22]:

$$mQ_x = p, \quad nQ_y = p \quad (2.49)$$

$$mQ_x + nQ_y = p \quad m, n, p \in \mathbb{Z}, \quad (2.50)$$

$$|m| + |n| \text{ ist die Ordnung der Resonanz.} \quad (2.51)$$

Dieser Zusammenhang lässt sich graphisch in einem Resonanzdiagramm wie in Abbildung 2.10 darstellen. Entsprechend der eingestellten Magneto-optik stellt sich Q_x und Q_y als ein Punkt (Tune) in diesem Diagramm ein. Die Resonanzlinien sind die instabilen Arbeitspunkte. Bei Veränderung der eingestellten Magnetfelder verschiebt sich der Tune und kann eine Resonanzlinie kreuzen, was zur Aufblähung des Phasenraums gemäß Gleichung 2.48 und zum Teilchenverlust aufgrund zu hoher Schwingungsamplituden führen kann. Die Wirkung der Resonanzen schwächt mit deren Ordnung ab. Für Elektronenringe müssen Resonanzlinien bis zur 3.-4. Ordnung berücksichtigt werden, für Protonen jedoch bis zur 14. Ordnung. Dies liegt am unterschiedlichen Dämpfungsverhalten beider Teilchensorten, wie es im Kapitel 2.5.2 gezeigt wird.

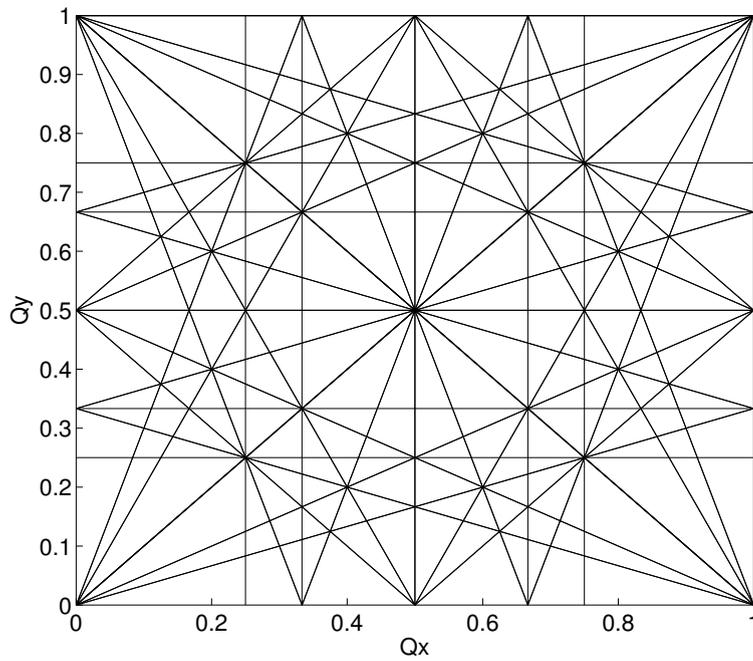
2.4.8 Wirkung der Sextupole

Die Impulsunschärfe $\sigma_{\Delta p/p}$ eines Teilchenstrahls im Kreisbeschleuniger liegt üblicherweise bei ungefähr einem Promille. Die Quadrupolfokussierung ändert sich in Abhängigkeit von der jeweiligen Impulsabweichung gemäß $\Delta k = \Delta p/p \cdot k$. Dieser Zusammenhang ist in Abbildung 2.11 anschaulich dargestellt. Es wird eine Verschiebung des Tunes erwartet gemäß [45]

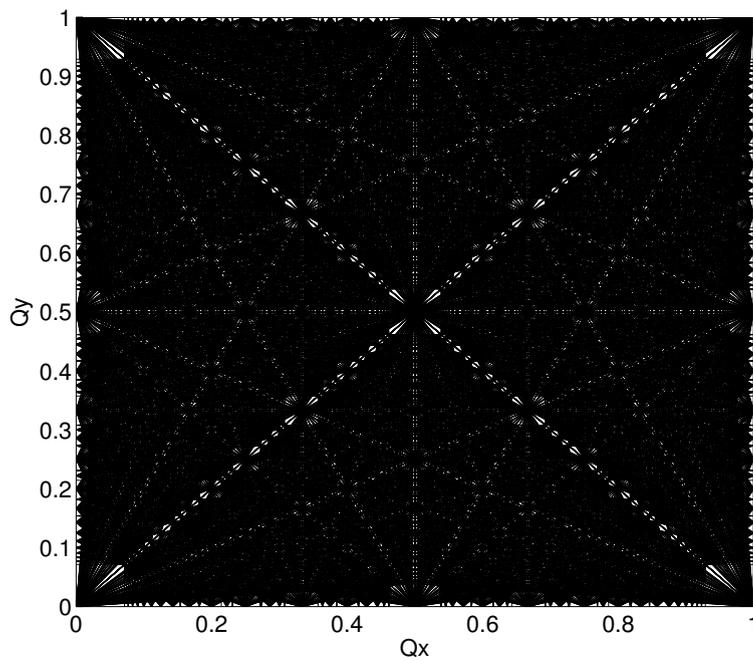
$$dQ = \frac{1}{4\pi} \Delta k \beta(s) ds. \quad (2.52)$$

Die Tuneverschiebung normiert auf die Impulsabweichung pro Umlauf wird in Analogie zur geometrischen Optik als die Chromatizität bezeichnet [45]:

$$\xi_{x,y} := \frac{\Delta Q_{x,y}}{\Delta p/p} = -\frac{1}{4\pi} \oint k(s) \beta_{x,y}(s) ds. \quad (2.53)$$



(a) Elektronen



(b) Hadronen

Abbildung 2.10: An Elektronenspeicherringen werden optische Resonanzanten bis 4. Ordnung beim Festlegen des *Tunes* berücksichtigt (a). Für Hadronenspeicherringe berücksichtigt das Resonanzdiagramm aufgrund der deutlich schwächeren Strahlungsdämpfung die Resonanzlinien bis zur 14. Ordnung (b).

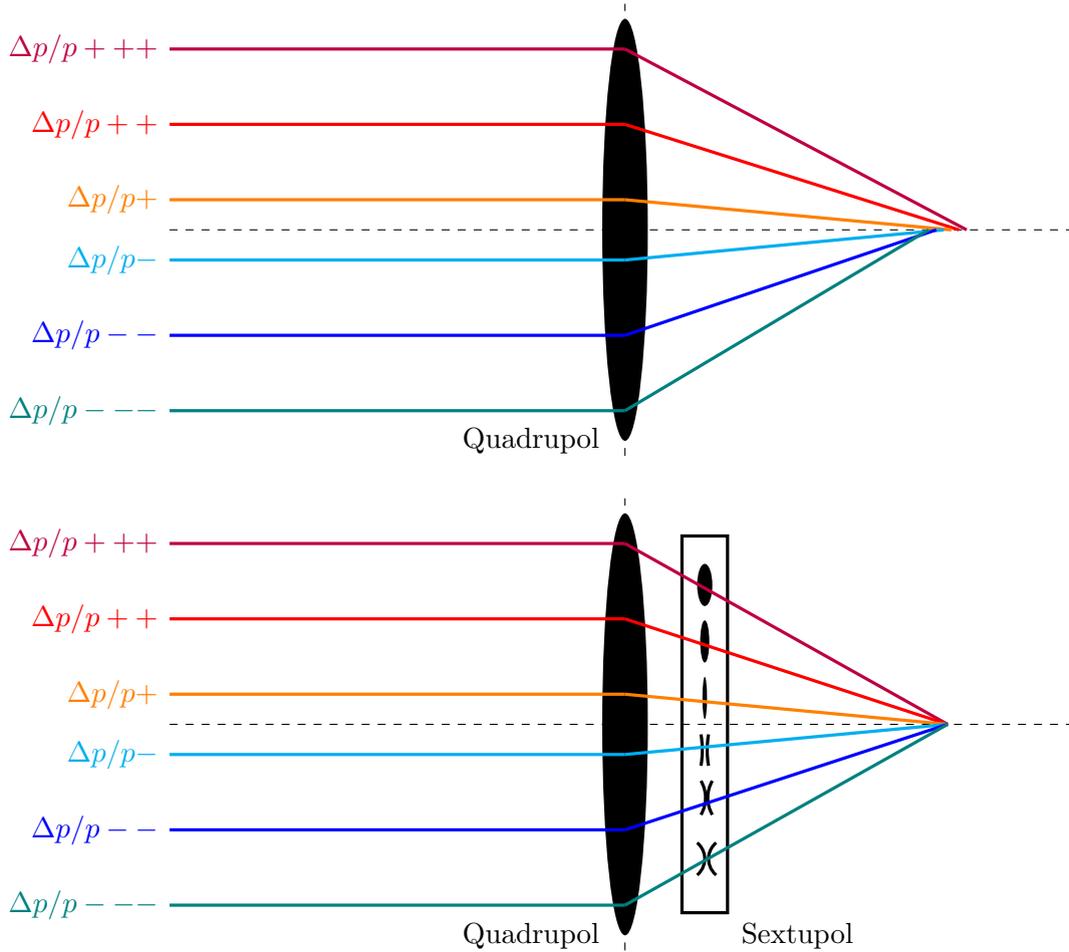


Abbildung 2.11: Chromatizität wird durch chromatische Fokussierungsfehler der Quadrupole verursacht und kann mithilfe der Sextupolmagnete in dispersiven Bereichen des Speicherrings korrigiert werden. Starke nichtlineare Felder der Sextupole schränken jedoch den Stabilitätsbereich der Teilchen im Phasenraum ein (vgl. [45]).

Die natürliche Chromatizität der meisten Speicherringe ist negativ und relativ hoch (Größenordnung 10^2). Die Konsequenz davon ist die Ausdehnung des Arbeitspunkts im Resonanzdiagramm, wodurch Teilchen leichter eine Resonanzlinie streifen können. Darüber hinaus können bei hoher negativer Chromatizität kollektive Effekte wie *head-tail*-Instabilitäten angeregt werden. Eine Abhilfe schafft das Anbringen von Sextupolmagneten an Orten nicht verschwindender Dispersion $D(s) \neq 0$, wie es in Abbildung 2.11 unten dargestellt ist. So lässt sich die Chromatizität einstellen gemäß [45]

$$\xi_{x,y} := -\frac{1}{4\pi} \oint (m(s)D(s) - k(s))\beta_{x,y}(s)ds, \quad (2.54)$$

mit $m(s)$ als Sextupolstärke. Die Anwendung nichtlinearer Felder erzeugt nicht harmonische Effekte in der Bewegung der Teilchen, deren Stärke mit der Betatron-Amplitude zunimmt. So schränkt der Einsatz von Sextupolen deutlich die sog. „dynamische Aperatur“ ein. Dies ist der Bereich in der x - y -Ebene, in dem Teilchentrajektorien noch stabil sind. Diese Größe kann mit einer Testteilchenverteilung und einem Tracking-Programm in Simulation über mehrere Tausend Umläufe (entsprechend der Dämpfungszeit) bestimmt

werden. Eine gleichmäßige Verteilung der Sextupole über mehrere dispersionsbehaftete Stellen im Ring hat sich als eine bessere Konstellation für die „dynamische Apertur“ erwiesen.

2.4.9 Magnetstrukturen für Ring-Beschleuniger

Eine der einfachsten und zuverlässigen Magnetstrukturen (engl. *lattices*) für den Teilchen-transport entsprechend des Prinzips der alternierenden Gradienten ist eine Anordnung fokussierender (**F**) und defokussierender (**D**) Quadrupole. Diese wird als eine FODO-Struktur bezeichnet, wobei das **O** für eine Driftstrecke zwischen den Quadrupolen steht. Eine Matrixdarstellung für die FODO-Zelle unter Annahme der Magnete als „dünne“ Linsen mit Brennweiten f_F und f_D lässt sich konstruieren zu [22]

$$M_{\text{FODO}} = \begin{pmatrix} 1 - 2L/f^* & 2L(1 - L/f_D) \\ -(2/f^*)(1 - L/f_F) & 1 - 2L/f^* \end{pmatrix}, \quad (2.55)$$

$$f^* = \left(\frac{1}{f_F} + \frac{1}{f_D} - \frac{L}{f_F f_D} \right)^{-1}. \quad (2.56)$$

Die Spur der Matrix muss < 2 bleiben [22], damit die Gesamtstruktur fokussierend wirkt. Die Stabilitätsbedingung ist somit definiert durch

$$0 < \left(\frac{1}{f_F} + \frac{1}{f_D} - \frac{L}{f_F f_D} \right) < 1 \quad (2.57)$$

oder, wenn dies in Quadrupolstärken k_F und k_D für Magnete der Länge l ausdrückt wird [45], durch

$$0 < (k_F l + k_D l - k_F k_D l^2) < 1. \quad (2.58)$$

Ähnlich wie bei der FODO-Struktur werden sehr oft für kreisförmige Beschleuniger periodische Strukturen mit langen dispersionsfreien Driftstrecken eingesetzt. Diese können für spezielle *Insertion Devices*⁷ oder für sonstige diagnostische Zwecke verwendet werden. Eine solche Aufgabe erfüllen achromatische Anordnungen mit $D(s_{\text{drift}}) = D'(s_{\text{drift}}) = 0$ vor und nach der Struktur.

2.4.10 ANKA-Magnetstruktur

Der ANKA Speicherring besteht aus vier Sektoren mit je 4 Ablenkmagneten und 10 Quadrupolmagneten pro Sektor. Es gibt insgesamt 5 Quadrupolfamilien (Q_1, Q_2, Q_3, Q_4, Q_5), was der Anzahl der entkoppelten Stromkreise für Quadrupole entspricht. Diese Lösung hat natürlich weniger Freiheitsgrade als eine Einzelbestromung der Quadrupole, ermöglicht jedoch eine Einsparung an Ressourcen. Die Magnetstruktur eines Sektors bildet einen *double Double Bend Achromat* (double DBA). Die beiden Achromate sind spiegelbildlich aufgebaut, wie in Abbildung 2.12 zu erkennen ist. Die DBA-Struktur wurde von R. Chasman

⁷*Insertion Devices* - (dt. Einschubgeräte) Anordnung schmaler starker Ablenkmagnete abwechselnder Polarität mit mehreren Perioden. Diese Geräte haben somit ein abwechselnd variierendes Magnetfeld, welches idealerweise im Integral verschwindet, damit es keine störende Wirkung auf Speicherringoptik gibt.

und K.G. Green in Hinsicht auf Achromateigenschaften und sehr kleine theoretische Emitanz entwickelt. In Abbildung 2.13 ist der entsprechende Verlauf der Betafunktionen und der Dispersion D_x dargestellt.

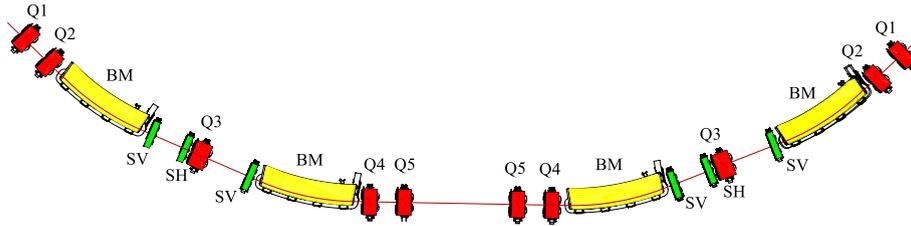


Abbildung 2.12: Ein Sektor des ANKA-Speicherringes besteht aus zwei DBA-Ketten und hat eine konstante Dispersion in den langen Driftstrecken. Zusätzlich zu den Dipolmagneten (gelb) sind auch die fünf Quadrupolfamilien (rot) pro DBA-Element zu erkennen. Es sind auch nichtlineare Elemente, zwei vertikale und ein horizontaler Sextupol (grün) dargestellt.

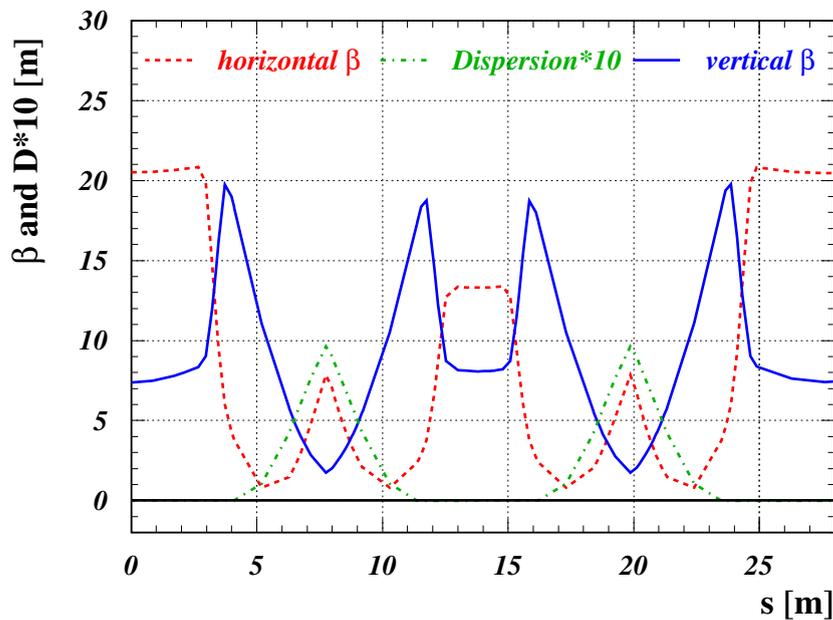


Abbildung 2.13: Die nominale ANKA-Optik zeigt keine Dispersion jeweils am Anfang und Ende eines Sektors. Die Betafunktionen in beiden Ebenen als Maß für die transversale Ausdehnung des Strahls wurde minimiert. Heute wird ANKA generell in einer spezifischen *Low-Beta-Optik* betrieben. Dabei wird die vertikale Strahlausdehnung zum Betrieb der supraleitenden *Insertion Devices* deutlich reduziert, dies geschieht auf Kosten einer horizontalen Vergrößerung des Strahles und einer steigenden Dispersion.

In diesem Abschnitt wurden nur die substanziellen Grundlagen der Teilchenstrahlphysik eingeführt. Für ein übergreifendes Studium zu diesem Themengebiet ist hier auf die zahlreiche Literatur zu verweisen [26, 19, 35].

2.5 Synchrotronstrahlungsquellen

Seit Jahren hat sich die Synchrotronstrahlung als unentbehrliches Werkzeug für Natur- und Ingenieurwissenschaft erwiesen. Hohe zeitliche und räumliche Stabilität, klare gepulste Zeitstruktur, definierte Polarisation, berechenbares Spektrum, geringe Divergenz, sehr kleine Quellgröße und schließlich absolute Reproduzierbarkeit sind Eigenschaften, die diese Strahlungsart so attraktiv für Nutzer machen. Eine Kenngröße, die die Qualität einer Strahlungsquelle beschreibt, ist die Brillanz⁸ [26, 45]:

$$B = \frac{F}{4\pi^2 \sigma_x \sigma_{x'} \sigma_y \sigma_{y'}} = \frac{F}{4\pi \epsilon_x \epsilon_y}, \quad [B] = \frac{\text{Photonen}}{0.1\% BW \cdot s \cdot \text{mm}^2 \cdot \text{mrad}^2}, \quad (2.59)$$

wobei F der Photonenfluss normiert auf den Strahlstrom ist. So liegt beispielsweise die Spitzenbrillanz einer Röntgenröhre bei ca. 10^{10} - 10^{12} , der Strahlungsquelle ANKA bei 10^{14} (Ablenkmagnet) bis 10^{18} (*Insertion Device*) [37] und eines modernen FELs bei bis zu 10^{34} ($\text{s mrad}^2 \text{mm}^2 0.1\% \text{bw}$)⁻¹ [45].

2.5.1 Strahlung beschleunigter Ladungen

In phänomenologischer Betrachtung kann die elektromagnetische Strahlung beschleunigter Ladungen sehr anschaulich erklärt werden. Während der Beschleunigung im Zeitintervall Δt ändert sich die Geschwindigkeit vom Teilchen um einen Wert Δv . Es entsteht eine Verformung des Coulomb Feldes, wie es in Abbildung 2.14 dargestellt ist. Wenn nur eine Feldlinie samt Störung exemplarisch betrachtet wird, so lässt sich das Verhältnis der Feldkomponenten in radiale und azimutale Richtung ausdrücken als [45]

$$\frac{E_\Theta}{E_R} = \frac{\Delta v \Delta t \sin \Theta}{c \Delta t}. \quad (2.60)$$

Durch Einsetzen des Coulomb Feldes als E_R folgt für die azimutale Komponente [45]

$$E_\Theta = \frac{1}{4\pi} \frac{e \frac{\Delta v}{\Delta t} \sin \Theta}{c^2 r} = \frac{1}{4\pi \epsilon_0} \frac{e \ddot{r} \sin \Theta}{c^2 r}. \quad (2.61)$$

Aus dem Betrag des Poynting-Vektors folgt der Energiefluss pro Raumwinkel $d\Omega$ [45]

$$\dot{W} d\Omega = \frac{e^2 \ddot{r}^2}{16\pi^2 \epsilon_0 c^3} \sin^2 \Theta d\Omega. \quad (2.62)$$

Eine Integration über den gesamten Raum (4π) liefert die Larmor-Formel[45]

$$P = \frac{e^2}{6\pi \epsilon_0 c^3} \dot{r}^2, \quad (2.63)$$

für die gesamte abgestrahlte Leistung durch Beschleunigung eines nicht-relativistischen Teilchens. Die vorgeführte Darstellung ist zwar sehr intuitiv, kann jedoch nicht zur Behandlung des relativistischen Falls herangezogen werden. Diese geschieht durch Einführung der retardierten Zeit $\tau = t - R/c$, wobei R die Distanz zum Beobachter ist.

⁸Brillanz - engl. brilliance.

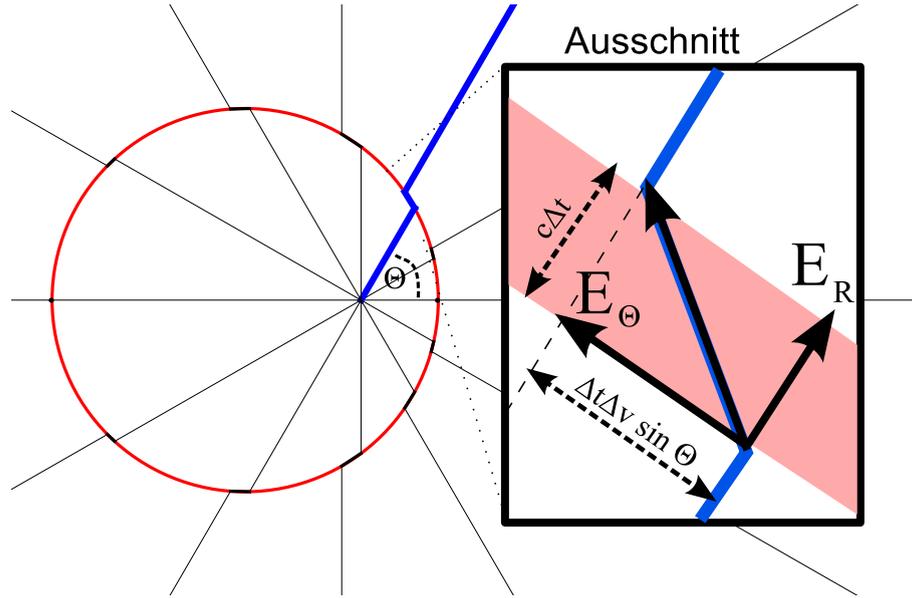


Abbildung 2.14: Verformung von Feldlinien einer beschleunigten Ladung. Die Beschleunigung wirkte während eines Zeitintervalls Δt (roter Streifen). Da die Wirkung sich mit der Lichtgeschwindigkeit c ausbreitet kann zur Berechnung der orthogonalen Feldkomponente eine einfache geometrische Konstruktion verwendet werden ([46], vgl. [45]).

Mit \vec{n} als Einheitsvektor in Richtung des Beobachters $\vec{x} - \vec{r}(\tau)$ und dem relativen Geschwindigkeitsvektor $\vec{\beta} = \vec{v}/c$ (siehe Abbildung 2.15) können die Liénard-Wiechert Potentiale angegeben werden [20]

$$\Phi(\vec{x}, t) = \left[\frac{e}{(1 - \vec{\beta} \cdot \vec{n})R} \right]_{\text{ret}}, \quad \vec{A}(\vec{x}, t) = \left[\frac{e\vec{\beta}}{(1 - \vec{\beta} \cdot \vec{n})R} \right]_{\text{ret}}, \quad (2.64)$$

wobei der Ausdruck in eckigen Klammern zur retardierten Zeit ausgerechnet wird. Auf diese Weise wird die endliche Ausbreitungsgeschwindigkeit c der elektro-magnetischen Welle berücksichtigt. Aus diesen Potentialen folgt für die Beschleunigung $\dot{\vec{\beta}} = \frac{d\vec{\beta}}{dt}$ der Ausdruck für die zeitabhängige elektrische Feldstärke am Ort \vec{x} [20]:

$$\vec{E}(\vec{x}, t) = e \left[\frac{\vec{n} - \vec{\beta}}{\gamma^2(1 - \vec{\beta} \cdot \vec{n})^3 R^2} \right]_{\text{ret}} + \frac{e}{c} \left[\frac{\vec{n} \times \{(\vec{n} - \vec{\beta}) \times \dot{\vec{\beta}}\}}{(1 - \vec{\beta} \cdot \vec{n})^3 R} \right]_{\text{ret}}. \quad (2.65)$$

Die Geschwindigkeitskomponente (1. Ausdruck) des Feldes entspricht dem statischen Feld mit einem Abfall $1/r^2$ und ist nur im Nahbereich relevant. Die Beschleunigungskomponente (2. Ausdruck) wird als Fernfeld bezeichnet und hat Eigenschaften eines Strahlungsfeldes mit \vec{E} und $\vec{B} = \left[\vec{n} \times \vec{E} \right]_{\text{ret}}$ transversal zur Propagationsrichtung.

Im nicht-relativistischen Fall im Fernfeld reduziert sich der Ausdruck des elektrischen Felds zu [20]

$$\vec{E}(\vec{x}, t) = \frac{e}{c} \left[\frac{\vec{n} \times (\vec{n} \times \dot{\vec{\beta}})}{R} \right]_{\text{ret}}. \quad (2.66)$$

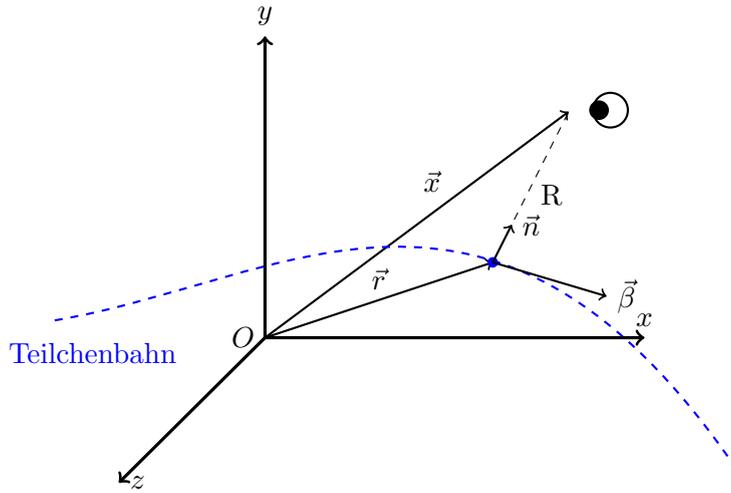


Abbildung 2.15: Koordinatensystemdarstellung zur Beschreibung der Liénard-Wiechert Potentiale. \vec{n} ist ein Einheitsvektor in Richtung des Beobachters am Ort \vec{x} . Das Teilchen bewegt sich mit dem Geschwindigkeitsvektor $\vec{\beta} = \vec{v}/c$ tangential zur Teilchenbahn. Der Ortsvektor \vec{x} markiert den Beobachter.

Daraus ergibt sich mit dem Poynting-Vektor [20]

$$\vec{S} = \frac{c}{4\pi} (\vec{E} \times \vec{B}) = \frac{c}{4\pi} |\vec{E}|^2 \vec{n}, \quad (2.67)$$

transformiert von CGS in SI-Einheiten, der Ausdruck für die gesamte abgestrahlte Leistung. Dies entspricht der Larmor-Formel gemäß der Gleichung 2.63. Die Larmor-Formel lässt sich generalisieren in die Lorenz-invariante Form und ergibt die Liénard-Formel für die Leistung bei beliebigen Geschwindigkeiten vom Teilchen (hier in CGS-Einheiten) [20]:

$$P = \frac{2}{3} \frac{e^2}{c} \gamma^6 (\dot{\vec{\beta}}^2 - (\vec{\beta} \times \dot{\vec{\beta}})^2). \quad (2.68)$$

2.5.2 Strahlung bei longitudinaler und transversaler Beschleunigung

Für longitudinale Beschleunigung von Teilchen z.B. im Linearbeschleuniger oder Hohlraumresonator gilt $\dot{\vec{\beta}} \parallel \vec{\beta}$ und die Leistung hängt nur von der Beschleunigung ab und nicht von der Energie, gemäß [26]:

$$P_{\parallel} = \frac{e^2 c}{6\pi\epsilon_0 (m_0 c^2)^2} \left(\frac{dE}{dx} \right), \quad (2.69)$$

in SI-Einheiten, wobei $\frac{dE}{dx}$ der Feldgradient der beschleunigenden Struktur ist. Als Beispiel kann bei einem modernen supraleitenden Hohlraumresonator ein Gradient in Höhe von ~ 30 MV/m [47] angenommen werden. Die maximalen Werte einiger Prototypen betragen > 200 MV/m [48]. Daraus ergibt sich eine Strahlungsleistung von < 1 Femtowatt, was völlig vernachlässigbar ist.

Anders ist die Sachlage bei einer Kreisbeschleunigung, wenn $\dot{\vec{\beta}} \perp \vec{\beta}$ gilt. Die Änderung des Impulsvektors bei einer Ablenkung mit Radius R im Magnetfeld [26]

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = p\omega = p \frac{v}{R} \propto \dot{\vec{\beta}} \quad (2.70)$$

ist sehr stark, die Teilchenenergie bleibt dennoch konstant. Für relativistische Teilchen ($v \approx c$) mit $\gamma = E/(m_0c^2)$ folgt [26]:

$$P_{\perp} = \frac{e^2 c}{6\pi\epsilon_0 R^2} \left(\frac{E}{m_0 c^2} \right)^4, \quad (2.71)$$

in SI-Einheiten. Die Leistung ist somit proportional zur 4. Potenz der Energie sowie umgekehrt proportional zur 4. Potenz der Ruhemasse. Dies impliziert, dass schwere Teilchen bei gleicher Energie deutlich weniger strahlen. Beispielsweise verliert ein Proton aufgrund Synchrotronstrahlung um einen Faktor $\left(\frac{m_p c^2}{m_e c^2}\right)^4 \approx 1.13 \cdot 10^{13}$ weniger an Energie als ein Elektron. Es ist wichtig für einen Kreisbeschleuniger zusätzlich zur momentanen Verlustleistung P_{\perp} auch den Energieverlust pro Umlauf U_0 auf dem Sollorbit zu kennen, damit dieser im Hohlraumresonator kompensiert werden kann. Dies lässt sich durch zeitliches Integrieren über die Leistung ermitteln, wobei nur die Zeit im Magnet einen Beitrag liefert [26]:

$$U_0 = \oint P_{\perp} dt = P_{\perp} \frac{2\pi R}{c} = \frac{e^2 E^4}{3\epsilon_0 R (m_0 c^2)^4}. \quad (2.72)$$

Tabelle 2.1 zeigt die Strahlungsverlustwerte exemplarisch für verschiedene Synchrotron-speicherringe. Zu erkennen ist ein deutlicher Anstieg der Synchrotronstrahlungsleistung mit der Energie bei Elektronenspeicherringen⁹, beim LHC als Protonenbeschleuniger dagegen sind die Verluste trotz der hohen Energie der Teilchen sehr klein.

Beschleuniger	Energie	Ablenkradius R	P_{\perp} pro Teilchen	U_0 pro Teilchen
ANKA	2.5 GeV	5.559 m	$9 \cdot 10^{-7}$ Watt	~ 629 keV
ESRF	6 GeV	23.4 m	$1.6 \cdot 10^{-6}$ Watt	~ 4.9 MeV
LEP	94.5 GeV	3100 m	$5.6 \cdot 10^{-6}$ Watt	~ 2.3 GeV
LHC	7 TeV	3100 m	$1.5 \cdot 10^{-11}$ Watt	~ 6 keV

Tabelle 2.1: Verluste pro Teilchen durch Synchrotronstrahlung für verschiedene Teilchenbeschleuniger. Für Elektronenspeicherringe ist einen rapiden Anstieg mit der Energie zu erkennen. Zusätzlich ist es z.B. zu sehen, dass am LEP ein Elektron bzw. Positron pro Umlauf nahezu 2% seiner Nominalenergie verliert. Ein Vergleich zwischen LEP (Elektron-Positron) und LHC (Proton-Proton) zeigt den enormen Unterschied im Energieverlust aufgrund verschiedener Ruhemassen von Teilchen.

Der Momentanverlust pro Teilchen P_{\perp} erscheint zunächst sehr niedrig. Wenn allerdings die Anzahl der Teilchen im Beschleuniger von 10^8 - 10^{13} berücksichtigt wird, so kann die Verlustleistung schnell im Bereich mehrerer hundert kW liegen. Dies muss im Betrieb permanent über die Hohlraumresonatoren nachgeführt werden. Diese Zusammenhänge bringen Vor- und Nachteile mit sich. Bei einem Beschleuniger mit schweren Teilchen sind die Energieverluste sehr gering, dies führt jedoch dazu, dass Teilchenschwingungen nur äußerst schwach gedämpft werden. So muss bei diesen Beschleuniger der Arbeitspunkt im Resonanzdiagramm sehr genau platziert werden, da wie bereits im Kapitel 2.4.7 erwähnt,

⁹Der Verlust von Positronenspeicherringen ist äquivalent

Linien bis zur 14. Ordnung dem Strahl gefährlich werden können. An Synchrotronlichtquellen dagegen ist der Verlust von Energie in Form der elektro-magnetischen Strahlung sehr willkommen. Der zusätzliche, positive Effekt der hohen Strahlungsleistung ist die entsprechend hohe Dämpfung. Die Dämpfung an Elektronenspeicherringen ist für die Stabilität des Strahls sehr hilfreich, dabei schrumpft das Phasenraumvolumen bis zu einem Gleichgewichtszustand.

2.5.3 Winkelcharakteristik der Synchrotronstrahlung

Die Strahlung der nicht-relativistischen, beschleunigten Teilchen ergibt die Winkelcharakteristik eines Hertz'schen Dipols $\propto \sin^2 \Theta$. Im allgemeinen Fall lässt sich die Winkelverteilung im Fernfeld durch die radiale Komponente des Poynting-Vektors ausdrücken [20]:

$$[\vec{S} \cdot \vec{n}]_{\text{ret}} = \frac{e^2}{4\pi c} \left[\frac{1}{R^2} \left| \frac{\vec{n} \times [(\vec{n} - \vec{\beta}) \times \dot{\vec{\beta}}]}{(1 - \vec{\beta} \cdot \vec{n})^3} \right|^2 \right]_{\text{ret}}. \quad (2.73)$$

Die räumliche Beziehung zwischen $\vec{\beta}$ und $\dot{\vec{\beta}}$ definiert die Winkelcharakteristik im mitbewegten Koordinatensystem und der Faktor $(1 - \vec{\beta} \cdot \vec{n})$ deren Änderung durch die Transformation ins Laborsystem. Für die Kreisbeschleunigung in einer Synchrotronstrahlungsquelle gilt $\vec{\beta} \perp \dot{\vec{\beta}}$. Wird analog zum Beschleunigerkoordinatensystem (Kapitel 2.1) o.B.d.A. $\dot{\vec{\beta}}$ parallel zur x -Achse und $\vec{\beta}$ parallel zur z -Achse definiert, so ergibt sich mit entsprechenden Polarwinkeln θ, ϕ die Winkelverteilung der Leistung gemäß [20]:

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{e^2}{4\pi c^3} \frac{|\dot{\vec{v}}|^2}{(1 - \beta \cos \theta)^3} \left(1 - \frac{\sin^2 \theta \cos^2 \phi}{\gamma^2 (1 - \beta \cos \theta)^2} \right). \quad (2.74)$$

Der Öffnungswinkel der Strahlung für hoch-relativistische Elektronen kann wie folgt berechnet werden. Dazu wird ein Photon mit der Energie E'_γ im mitbewegten Koordinatensystem, ausgestrahlt senkrecht zur Flugrichtung $\vec{\beta}$, betrachtet. Dieses besitzt folgenden Viererimpuls im mitbewegten Koordinatensystem [26]

$$P'_\mu = \begin{pmatrix} p_t \\ p_x \\ p_y \\ p_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E'_\gamma/c \\ 0 \\ p'_0 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (2.75)$$

Die Lorenztransformation ins Laborsystem bewirkt folgende Änderung [26]

$$P_\mu = \begin{pmatrix} \gamma & 0 & 0 & \beta\gamma \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ \beta\gamma & 0 & 0 & \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E'_\gamma/c \\ 0 \\ p'_0 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma E'_\gamma/c \\ 0 \\ p'_0 \\ \gamma \beta E'_\gamma/c \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_\gamma/c \\ 0 \\ p'_0 \\ \beta E_\gamma/c \end{pmatrix}, \quad (2.76)$$

mit $E_\gamma = \gamma E'_\gamma$ als Photonenenergie im Laborsystem. Der Winkel Θ zwischen der Photonen- und Elektronenflugrichtung ändert sich von 90° im Ruhesystem zu $\Theta \approx \tan \Theta = \frac{p_y}{p_z} = \frac{p'_0}{\beta \gamma p'_0} \approx \frac{1}{\gamma}$ für $\beta \approx 1$. Der Öffnungswinkel vom Strahlkegel beträgt somit $\frac{2}{\gamma}$. Abbildung 2.16

zeigt die Veränderung der Abstrahlungscharakteristik gemäß Lorenztransformation[26]. An ANKA mit $\gamma \approx 4900$ ergibt sich $\Theta \approx 0.0004 \text{ rad} \approx 0.023^\circ$. Man erkennt, dass dieser Lichtstrahlkegel äußerst schmal ist. Dies ist eine sehr gefragte Eigenschaft der Synchrotronstrahlung.

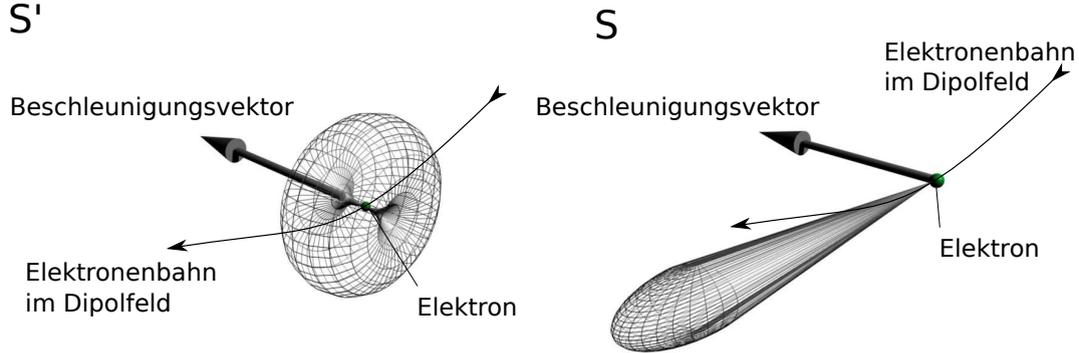


Abbildung 2.16: Abstrahlcharakteristik eines hochrelativistischen Elektrons im Schwerpunktsystem S' und im Laborsystem S . Durch die Lorentztransformation des Hertz'schen Dipols aus dem bewegten Bezugssystem ins Laborsystem ergibt sich stark kollierte Strahlungskegel mit dem Öffnungswinkel $2/\gamma$ [26, 49].

2.5.4 Strahlungsspektrum

Zu einer weiteren besonders attraktiven Eigenschaft der Synchrotronstrahlung gehört das sehr breite von Mikrowellen bis zur harten Röntgenstrahlung reichende Spektrum. Es ist ideal geeignet für spektrale Untersuchungen der Materie. Darüber hinaus ist das Spektrum völlig deterministisch [5, 50]. Die Intensität pro Frequenzintervall im Winkel θ zur Elektronflugrichtung kann wie folgt angegeben werden [20]¹⁰:

$$\frac{d^2 I}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{3\pi c} \left(\frac{\omega R}{c} \right)^2 \left(\frac{1}{\gamma^2} + \theta^2 \right)^2 \left(K_{2/3}^2(\xi) + \frac{\theta^2}{(1/\gamma^2) + \theta^2} K_{1/3}^2(\xi) \right), \quad (2.77)$$

mit K_α als modifizierte Besselfunktionen und dem Parameter $\xi = \frac{\omega R}{3c} (1/\gamma^2 + \theta^2)^{3/2}$. Die Formel 2.77 mit den ANKA-Parameter ergibt die in Abbildung 2.17 dargestellten Spektren, aufgetragen gegen die Photonenenergie. Da die Spektren prinzipiell von $-\infty$ bis $+\infty$ berechnet werden können, wurde zu Vergleichszwecken ein charakteristischer Stützpunkt definiert – die kritische Frequenz $\omega_c = 3c\gamma^3/(2R)$. Diese Frequenz ist als vertikale Linie in Abbildung 2.17 eingezeichnet und teilt die Spektren in jeweils zwei Hälften gleicher Energie.

¹⁰hier wird auf Jackson verwiesen, aus Gründen der besseren Lesbarkeit im Vergleich zur Originalpublikation.

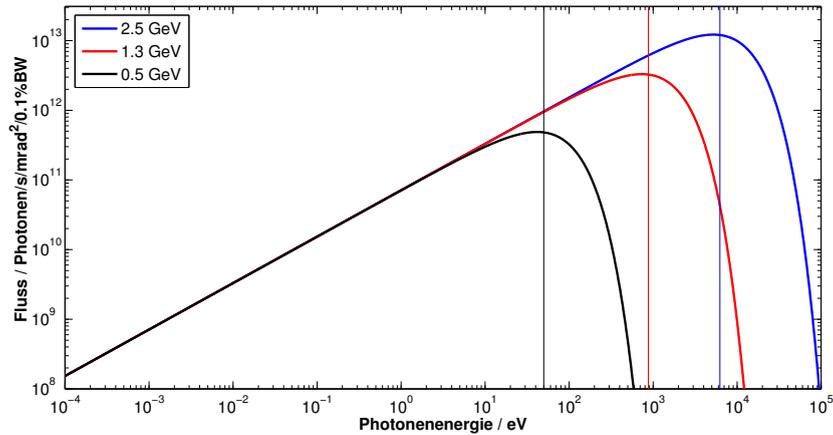


Abbildung 2.17: Dargestellt ist das Synchrotronstrahlungsspektrum an ANKA für verschiedene Energien. Die Strahlungsleistung wächst bis zur kritischen Frequenz im Röntgenbereich um mehrere Größenordnungen an und nimmt oberhalb davon rapide ab. Integration über das gesamte Spektrum liefert die vorhergesagte $\propto E^4$ Abhängigkeit.

2.6 Longitudinale Strahldynamik

Schon im Kapitel 2.3 über die Beschleunigungsmethoden für geladene Teilchen wurde das Prinzip der Phasenfokussierung erwähnt. Dieses Prinzip ist unentbehrlich für den Betrieb von modernen Synchrotron-Speicherringen und bildet die Basis für die longitudinale Strahldynamik. Erfüllt ein Teilchen auf dem Sollorbit die Synchronizitätsbedingung $f_{\text{HF}} = hf_{\text{rev}}$, so gewinnt es im Hohlraumresonator die Energie gemäß [19]

$$\Delta E = qV_{\text{HF}} \sin \Psi_s, \quad (2.78)$$

wobei Ψ_s die Sollphase und V_{HF} die Amplitude der Hochfrequenzschwingung ist. Die gesamte Energiebilanz des Teilchens pro Umlauf ist im Realfall etwas komplexer. Der Hauptbeitrag für Energieänderung eines Teilchens in Elektronenspeicherringen liefern die Synchrotronstrahlungsverluste in Ablenkmagneten. Bei Beschleunigern mit variablen Dipolfeldern ergeben sich zusätzliche Verluste durch den Betatron-Effekt. Dieser geht zurück auf das Prinzip der Teilchenbeschleunigung durch transiente Induktionsfelder in einem Betatron [26]. Die Auswirkung der Betatroneffekte hängt hauptsächlich von der Orientierung und Geometrie der Ablenkmagnete ab. Die anderen energierelevanten Effekte sind z.B. Synchrotronstrahlung in Quadrupolen, Impedanzeffekte, höhere Moden im Hohlraumresonator¹¹, *Insertion Devices*, usw.

¹¹ *High Order Modes* (HOM) - die Hohlraumresonatoren sind meistens so gebaut, dass die gewünschte Mode die höchste Güte hat. Man kann dennoch die höheren Moden nicht völlig dämpfen. Die Elektronen können Energie in diesen Moden deponieren oder auch gewinnen. Die Behandlung von HOMs und deren Effekte auf den Strahl im Teilchenbeschleuniger ist höchst relevant und auch gegenwärtig ein Gegenstand der Forschung.

2.6.1 Synchrotronschwingung

Die Phasenfokussierung basiert auf der Gegebenheit, dass Teilchen verschiedener Energien im Magnetfeld unterschiedliche Ablenkung erfahren und somit geringfügig unterschiedliche Umlaufzeiten haben. Dadurch ergibt sich folgender Zusammenhang zwischen der Kreisfrequenz ω und dem Impuls eines Teilchens [19]

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = \eta \frac{\Delta p}{p} = \left(\frac{1}{\gamma^2} - \frac{1}{\gamma_{tr}^2} \right) \frac{\Delta p}{p}, \quad (2.79)$$

wobei $\eta = 1/\gamma^2 - \alpha_c$ mit dem *momentum compaction factor* $\alpha_c = 1/\gamma_{tr}^2$ (bekannt aus Kapitel 2.4.4) ist. Der Parameter γ_{tr} (*gamma transition*) definiert die charakteristische Übergangsenergie $E_{tr} = \gamma_{tr} m c^2$, bei der $\eta = 0$ ist. In diesem Fall laufen alle Teilchen isochron und die Phasenfokussierung setzt aus. Ein Dauerbetrieb von Synchrotrons ohne Phasenfokussierung ist nicht möglich. Dieser Fall tritt in Elektronenbeschleunigern nicht auf, da Elektronen sehr schnell hoch-relativistisch sind und es gilt $\gamma > \gamma_{tr}$ und $\eta \approx -\alpha_c < 0$. In Abbildung 2.18 ist der Zusammenhang zwischen der Phasenraumbewegung eines Elektrons und der Phase vom hochfrequenten Feld im Hohlraumresonator dargestellt. Bei sehr kleinen longitudinalen Ablagen bewegen sich Elektronen auf einer elliptischen Bahn. Bei größeren Abweichungen verformt sich die Ellipse und die Bewegung ist nicht mehr harmonisch. Die Grenzlinie (gestrichelt) zwischen stabilen und instabilen Trajektorien wird als Separatrix bezeichnet. Anhand der vertikalen Ausdehnung v der Separatrix wird die Energieakzeptanz eines Teilchenbeschleunigers angegeben. Diese Größe ist proportional zur Wurzel aus der Spitzenspannung des Hohlraumresonators U_0 . Alle Teilchen außerhalb der Separatrix gehen verloren, während Teilchen im Inneren gespeichert bleiben. Dieser Bereich der Separatrix wird als *Bucket*¹² [19] bezeichnet.

Die longitudinale Bewegung eines Teilchens mit relativer Phase $\Delta\Psi = \Psi - \Psi_s$ wird in linearer Näherung durch folgende Bewegungsgleichung beschrieben [19]:

$$\frac{d^2}{dt^2} \Delta\Psi + \frac{h\eta\omega_{rev}^2}{2\pi E} e V_{HF} \cos \Psi_s \Delta\Psi = 0 \quad (2.80)$$

mit der harmonischen Zahl h , der Teilchenenergie E , der Elementarladung e und der für relativistische Elektronen geltenden Beziehung $\eta = -\alpha_c$. Diese Gleichung beschreibt eine harmonische Schwingung mit einer Eigenfrequenz f_s , der sog. Synchrotronfrequenz [19]:

$$f_s = f_{rev} \sqrt{\frac{h\eta}{2\pi E} e V_{HF} \cos \Psi_s}, \quad (2.81)$$

Analog zur transversalen Bewegung ist auch hier ein Arbeitspunkt (*Synchrotrontune*) als $Q_s = f_s/f_{rev}$ definiert. Mit dem Ansatz $\Delta\Psi = \Delta\Psi_0 \cos(\omega_s t)$ ergibt sich als Lösung von 2.80 eine Energieoszillation gemäß [19]:

$$\Delta E = Q_s \frac{E}{h\eta} \Delta\Psi_0 \sin(\omega_s t). \quad (2.82)$$

¹²bucket - engl. Eimer.

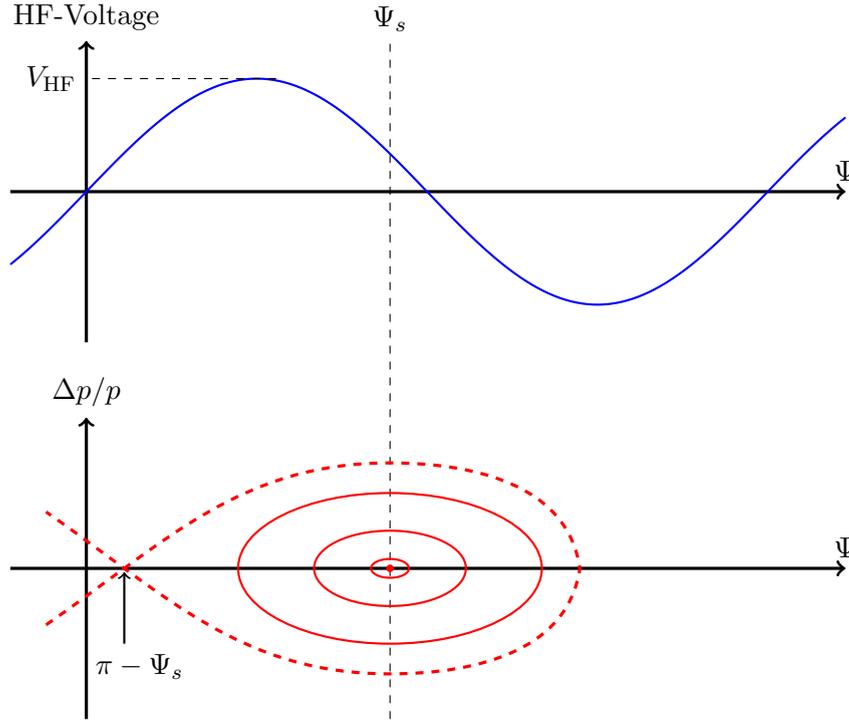


Abbildung 2.18: Zusammenhang zwischen Phasenraumbewegung eines Teilchens und der HF-Phase für Elektronen im Falle $\gamma > \gamma_{tr}$. Wenn ein Teilchen eine kleine longitudinale Abweichung oder eine kleine Energieabweichung hat, so bewegt es sich im Uhrzeigersinn auf elliptischen Bahnen. Bei größeren Abweichungen wird die Bewegung nicht mehr harmonisch. Die Grenzlinie (gestrichelt) zwischen stabilen und instabilen Trajektorien wird Separatrix genannt. Die vertikale Ausdehnung der Separatrix definiert die Energieakzeptanz eines Teilchenbeschleunigers und ist proportional zu $\sqrt{V_{HF}}$. Der innere Bereich der Separatrix wird als *Bucket* bezeichnet [19].

Wenn die initiale Energieabweichung eines Teilchens als $\Delta E_0 = Q_s \frac{E}{h\eta} \Delta\Psi_0$ geschrieben werden kann, so folgt aus der Gleichung 2.82 und dem entsprechenden Ansatz [19]:

$$\Delta E = \Delta E_0 \sin(\omega_s t), \quad (2.83)$$

$$\Delta\Psi = \Delta\Psi_0 \cos(\omega_s t), \quad (2.84)$$

was der Parameterdarstellung einer Ellipse in der $(\Delta\Psi, \Delta E)$ -Ebene entspricht. Eine allgemeine Lösung für beliebige initiale Positionen und Impulse der Teilchen lässt sich über die Hamiltonfunktion mit kanonisch konjugierten Variablen Ψ und $W = \Delta E / \omega_s$ finden [19]:

$$H(\Psi, W) = \frac{h\eta\omega_s^2}{2E} W^2 - \frac{eV_{HF}}{2\pi} (\cos\Psi - \cos\Psi_s + \Delta\Psi \sin\Psi_s) \quad (2.85)$$

mit $\dot{\Psi} = \partial H / \partial W$ und $\dot{W} = -\partial H / \partial \Psi$. In Abbildung 2.19 sind die Teilchenbahnen für verschiedene Einstellungen der Sollphase dargestellt. Ein starker Einfluss von Ψ_s auf die Form der Separatrix, die Energieakzeptanz und auf die longitudinale Ausdehnung des *Buckets* zu erkennen.

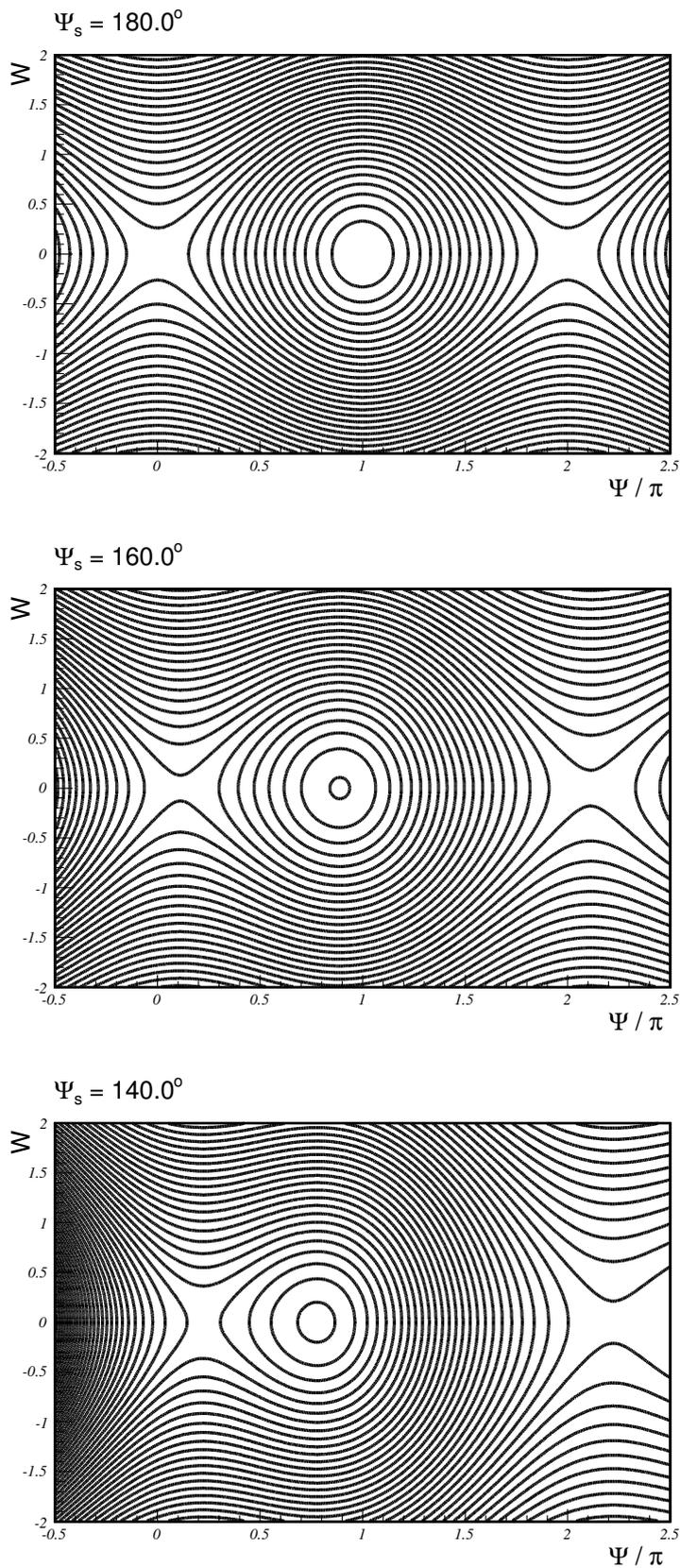


Abbildung 2.19: Longitudinaler Phasenraum mit Teilcentrajektorien für verschiedene Wahl von Ψ_s . Zu erkennen ist die deutliche Abhängigkeit der Form, Lage und Energieakzeptanz des *Buckets* von der Phase [22].

3. Kohärente Synchrotronstrahlung im THz-Bereich

Die modernen Synchrotronstrahlungsquellen sind in ihren Forschungsaufgaben sehr breitbandig ausgerichtet. Die Vorteile der Synchrotronstrahlung erlauben es, an einem Standort zeitgleich mehrere Mess- und Experimentierstationen für Infrarot-, UV-, Röntgen- und Hartröntgenstrahlung zu betreiben. Mit stets besserer Strahlqualität und kürzer werdenden Bunchlängen eröffnete sich die Möglichkeit, auch Experimente mit brillanter THz-Strahlung anzubieten. Tatsächlich galt sehr lange der Bereich zwischen Radio- und Infrarotstrahlung als nicht erschlossen und trug die Bezeichnung: „THz-Lücke“. Als Verbindungsglied zweier Technologien war diese Lücke über lange Zeit zu hochfrequent für konventionelle Mikrowellentechnik und zu langwellig für den optischen Ansatz. Erst in den letzten Jahrzehnten gab es deutliche Fortschritte in beiden Technologien, die sich auch heute noch in diesem Spektralbereich kontinuierlich annähern.

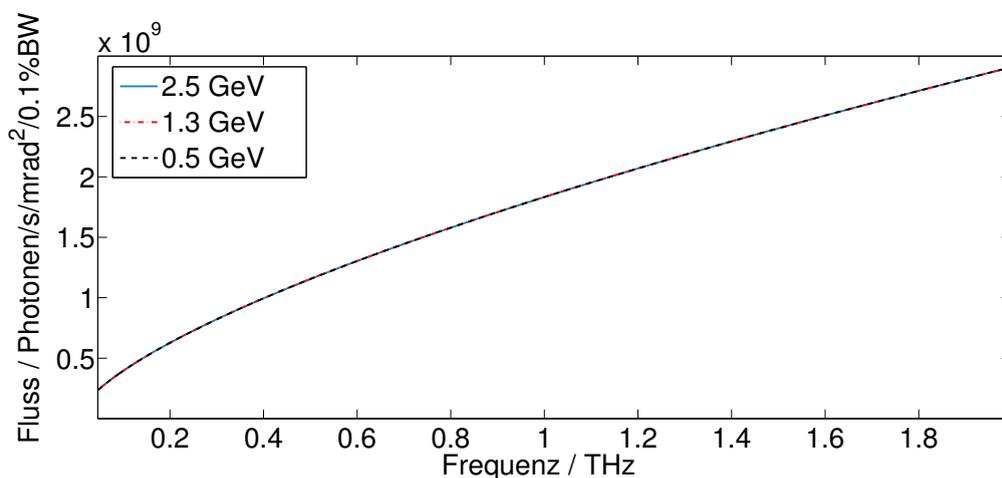


Abbildung 3.1: Spektrum der inkohärenten Synchrotronstrahlung im THz-Bereich berechnet nach Formel 2.77. Die Intensität ist unabhängig von der Strahlenergie gering und schwer detektierbar.

3.1 Kohärenz an Synchrotronstrahlungsquellen

Das Synchrotronstrahlungsspektrum an ANKA beginnt bei Frequenzen von wenigen MHz und steigt bis zur kritischen Frequenz im Röntgenbereich um mehrere Größenordnungen an. Wird nur der THz-Bereich des Spektrums (Abbildung 3.1) betrachtet, so hängt es nicht von der Teilchenenergie ab. Die Intensität der Synchrotronstrahlung bei diesen sehr langen Wellenlängen ist um mehr als vier Größenordnungen geringer als bei der kritischen Frequenz. Deshalb findet sie im Regelfall keine praktische Anwendung. Dennoch ist es möglich, entgegen der Vorhersage für das klassische Synchrotronstrahlungsspektrum gerade bei niederenergetischen Photonen eine deutliche Verstärkung der Strahlungsleistung zu beobachten. Dieser Effekt wird durch zeitliche Kohärenz der abgestrahlten Synchrotronstrahlung einzelner Elektronen in einem Bunch erzeugt. Die Voraussetzung dafür ist eine sehr kurze Bunchlänge, die in der Größenordnung der ausgestrahlten Wellenlänge liegen muss, wie in Abbildung 3.2 dargestellt. Die Phasendifferenz beliebiger Teilwellen eines Bunches liegt dann gemäß der Kohärenzbedingung unter 2π [51]. Dies führt zur konstruktiven Interferenz und somit addiert sich die elektrische Feldstärke im Idealfall N_e -fach, was der Anzahl von Teilchen in einem Bunch (10^8 - 10^{10}) entspricht. Die spektrale Leistung skaliert entsprechend mit $\propto N_e^2$, was den Photonenfluss immens erhöht.

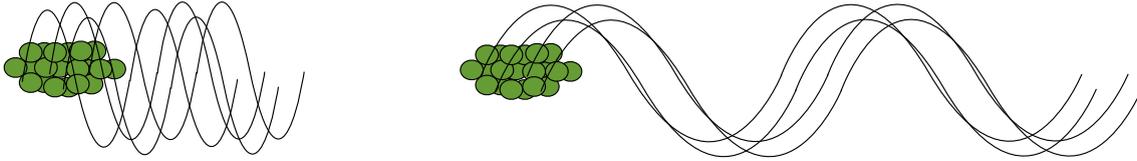


Abbildung 3.2: Die von Elektronen im Bunch ausgehenden elektro-magnetischen Wellen interferieren zwangsläufig konstruktiv falls die Bunchlänge die Größenordnung der Wellenlänge unterschreitet.

Grundsätzlich lässt sich festhalten, dass ein kontinuierlicher Elektronenstrahl nur inkohärente spektrale Charakteristik zeigt. Sobald die Elektronen gepulst vorkommen, und die Länge des Pulses kurz genug ist, wird eine kohärente Synchrotronstrahlung mit folgendem Spektrum erzeugt [52]

$$\frac{d^2 I_{coh.}}{d\omega d\Omega} = ((1 - g_\lambda(\omega)) + N_e g_\lambda(\omega)) \frac{d^2 I_{inc.}}{d\omega d\Omega}. \quad (3.1)$$

Dabei wird g_λ als Formfaktor bezeichnet, der den Einfluss der Bunchform und der Bunchlänge auf das CSR-Spektrum definiert. Die CSR-Charakteristik kann sowohl durch die Verkürzung der gesamten Bunchlänge als auch durch die Erzeugung feiner Substrukturen im Bunch stark beeinflusst werden. Höhere Frequenzanteile im CSR-Spektrum entsprechen kleineren Substrukturgrößen im Bunch. In der mathematischen Darstellung ist der Formfaktor eine Fourier Transformation der Ladungsverteilung $\rho(\vec{r})$ im Ortsraum [52]

$$g_\lambda(\omega) = \left| \int d\vec{r} \rho(\vec{r}) e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} \right|^2 = \left| \int d\vec{r} \rho(\vec{r}) e^{i\vec{n} \cdot \vec{r} \left(\frac{\omega}{c}\right)} \right|^2. \quad (3.2)$$

Analog dazu kann auch unter Annahme von n Emittlern mit je einer inkohärenten Leistung P_n und Phasenfaktoren $e^{-i\phi_1} \dots e^{-i\phi_n}$ die mittlere Leistung des Elektronenbunches angegeben werden mit [53]

$$P_n \left| \sum_k^{N_e} e^{-in\phi_k} \right|^2 = N_e P_n + N_e(N_e - 1) P_n g_\lambda. \quad (3.3)$$

Für eine Gauss'sche Ladungsverteilung kann der Formfaktor analytisch berechnet werden [52]:

$$g_\lambda(\omega) = e^{-\frac{\sigma_z^2 \omega^2}{c^2}}. \quad (3.4)$$

Einige Beispielspektren für gaussförmige Bunche verschiedener Länge mit $N_e = 10^8$ sind in Abbildung 3.3 dargestellt.

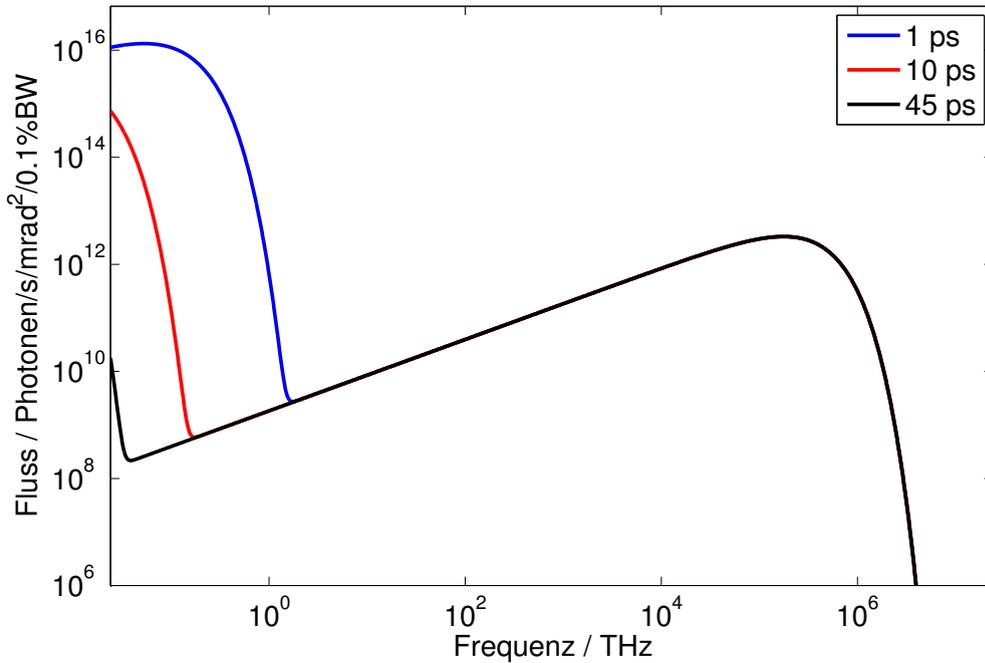


Abbildung 3.3: Erwartete spektrale Intensitätsverteilung an ANKA für eine Energie von 1.3 GeV unter Berücksichtigung der kohärenten Synchrotronstrahlung für unterschiedliche Bunchlängen. Die Bunchlängen sind in Pikosekunden (ps) als rms-Wert angegeben. Die Umrechnung in Meter geschieht durch die Multiplikation mit der Lichtgeschwindigkeit c .

Ganz besonders beim Betrieb von supraleitenden Elementen im Ring, wie z.B. LHC-Magnete oder *Insertion Devices*, sollte der Leistungszuwachs aufgrund der kohärenten Abstrahlung und somit die zusätzliche thermische Last auf kalten Oberflächen nicht unterschätzt werden. Das Verhältnis zwischen kohärenter und inkohärenter Leistung kann wie folgt ausgerechnet werden [53]

$$\frac{P_{coh.}}{P_{inc.}} = \frac{3^{\frac{7}{6}}}{4\pi} \Gamma(2/3) \frac{N_e}{\gamma^4} \left(\frac{R}{\sigma_z} \right)^{\frac{4}{3}}. \quad (3.5)$$

In einem Standardbetriebsmodus an ANKA bei 2.5 GeV beträgt die rms-Bunchlänge ungefähr 45 ps, was 13.5 mm entspricht. Läuft der Exponent in Gl. 3.4 und somit $(2\pi\sigma_z)/\lambda$ gegen 1, so wird intensive kohärente Synchrotronstrahlung erzeugt. Dies entspricht an ANKA einer Frequenz von 3.5 GHz, wobei das Spektrum aufgrund der partiellen Kohärenz schon unterhalb von $\sim 20\text{-}30$ GHz rapide ansteigt. Beobachtungen zeigen jedoch eindeutig, dass an ANKA keine Mikrowellenstrahlung sehr hoher Intensität im Normalbetrieb generiert wird [54]. Die Ursache dafür wird im nächsten Kapitel erläutert.

3.2 Unterdrückung der niederfrequenten Emission

Die im vorherigen Kapitel beschriebene Theorie gilt nur für Elektronen im freien Raum. Die Gegebenheiten ändern sich jedoch bei Hinzunahme von reellen Randbedingungen. In der Praxis wird ein sehr großer Aufwand betrieben, um ein Ultrahochvakuum in der Größenordnung 10^{-10} mBar zur Minimierung der Teilchenverluste durch Zusammenstöße mit Luftmolekülen zu erzeugen. Deswegen muss die gesamte Elektronenbahn mit einer Vakuumkammer, meist aus Metall, umgeben werden. An ANKA hat diese Kammer einen oktogonalen Querschnitt, wie die Abbildung 3.4 zeigt. Die Höhe h der Kammer beträgt 32 mm und die Breite ca. 73 mm. Liegt die Wellenlänge der CSR in der Größenordnung der Vakuumkammergeometrie, so wird an leitenden Wänden durch Ladungsverschiebung und bei magnetischen Wänden durch Wirbelströme eine kompensierende Wirkung erzeugt.

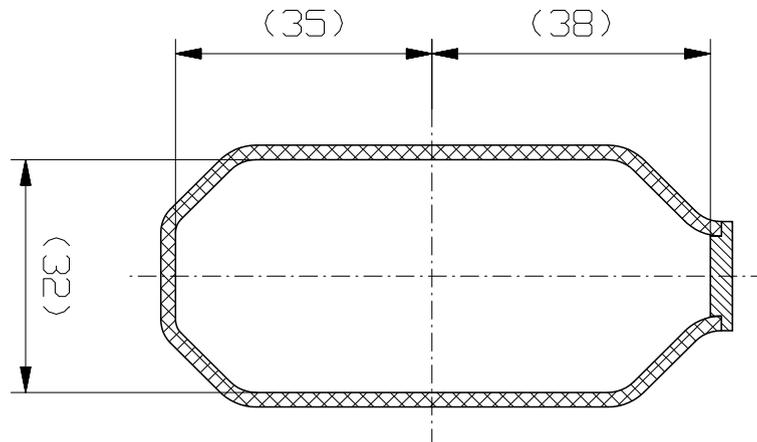


Abbildung 3.4: In dieser Abbildung ist der Querschnitt der Edelstahl-Vakuumkammer am ANKA-Speicherring dargestellt. Die Höhe h der Kammer beträgt 32 mm und die Breite ca. 73 mm. Die äußere Kammerwand hat an den durch die Synchrotronstrahlung erhitzten Stellen eine Kupferschiene mit Wasserkühlanschlüssen. Es wird versucht die Vakuumkammergeometrie über der ganze Ring konstant zu halten, was jedoch durch die Pumpanschlüsse, die Synchrotronstrahlungsauskopplung, die Hohlraumresonatoren usw. nicht möglich ist. [15]

Wenn zwei unendlich ausgedehnte, parallele, perfekt leitende Platten bei $y = \pm h/2$ betrachtet werden, so müssen die Tangentialkomponenten vom \vec{E} -Feld gemäß den Randbe-

dingungen jeweils auf der Plattenoberfläche auf Null abfallen. Wird nun das abgestrahlte E-Feld nach den Harmonischen n entwickelt, so bleiben nur die Komponenten erhalten, die diese Bedingung erfüllen. Die vertikale Komponente vom Wellenvektor \vec{k} kann im Betrag $|k_y| = \omega_y/c$ nicht kleiner als π/h sein. Unter Annahme sehr kleiner Winkel, entsprechend Kapitel 2.5.2, gilt für alle Wellenvektoren \vec{k} im Strahlkegel [53]:

$$\frac{\pi}{h} < k \tan \frac{1}{\gamma} \approx k \frac{1}{\gamma} \approx \frac{w}{c} \frac{1}{\gamma} = \frac{nw_{rev}}{c} \frac{1}{\gamma} \approx \frac{n}{R} \frac{1}{\gamma}, \quad (3.6)$$

wobei R der Ablenkradius des Dipolmagneten ist. Es wird hier die Tatsache ausgenutzt, dass das Synchrotronstrahlungsspektrum aus harmonischen der Umlauffrequenz besteht. Es gilt $1/\gamma < n^{-1/3}$, so wird die kohärente Strahlung nur an harmonischen $n > (\pi R/h)^{3/2}$ beobachtet. Unter Ausnutzung der Kohärenzbedingung $(2\pi\sigma_z)/\lambda = 1$ lässt sich zeigen, dass [53, 55]:

$$\lambda_{\text{cut-off}} = \frac{h}{\pi} \sqrt{\frac{h}{R}} \quad (3.7)$$

gilt. Alle Wellenlängen länger als $\lambda_{\text{cut-off}}$ werden durch das Vorhandensein der Vakuumkammer unterdrückt. Werden in Gl. 3.7 die Parameter vom ANKA-Speicherring eingesetzt, so ergibt sich $\lambda_{\text{cut-off}} \approx 4.9$ mm, was ca. 60 GHz entspricht. Die *cut-off* Frequenz ist genau genommen keine scharfe Bedingung und wird besser durch eine Filterfunktion mit Hochpassverhalten $G_f(\omega) = (1 - e^{-(w/w_{\text{cut-off}})^2})^m$ beschrieben [52]. Der Exponent m beschreibt dabei die Ordnung der Filterfunktion.

3.3 Auskopplung der THz-Strahlung an ANKA

Wie auch die Synchrotronstrahlung wird CSR tangential zum Ablenkmagneten emittiert. Anschließend wird es mit einer entsprechenden Optik¹ zu einem Experiment oder zum THz-transparenten Vakuumfenster², das als Universaldiagnostikport verwendet werden kann, transportiert. Für CSR-Strahldiagnostik an ANKA wird meist der Diagnostikport der Infrarot-*Beamline* IR1 [37] verwendet. Abbildung 3.5 (a) zeigt den Strahlweg vom Ring zur Experimentierhütte. In (b) ist der Diagnostikport mit der Synchrotronstrahlung im sichtbaren Bereich abgebildet. Diese Beamline wurde jedoch primär zum Auskoppeln der Infrarotstrahlung ausgelegt und transmittiert aufgrund der kleinen Apertur nur einen Bruchteil der generierten CSR-Leistung.

Eine besondere Eigenschaft der IR1-*Beamline* an ANKA ist, dass mit der *Beamline*-Optik ein Punkt nicht innerhalb des Ablenkmagnetes, sondern schon ~ 4 mm davor abgebildet wird. Dies erscheint zunächst kontraintuitiv, bringt jedoch für langwelliges Licht einige Vorteile mit sich. An dieser Position ist das Magnetfeld sehr inhomogen und hat einen starken Gradienten in Flugrichtung. Es wird als Kantenfeld bezeichnet. Dementsprechend

¹Der THz-Strahlungstransport unterscheidet sich von der geometrischen Optik, lässt sich jedoch im Rahmen der Gauss'schen Optik mit Matrizenformalismus in linearer Näherung gut beschreiben, siehe [56].

²z. B. je nach Transmissionseigenschaften: Diamant, *z-cut* Quarz, TPX, HDPE, TEFLON usw.

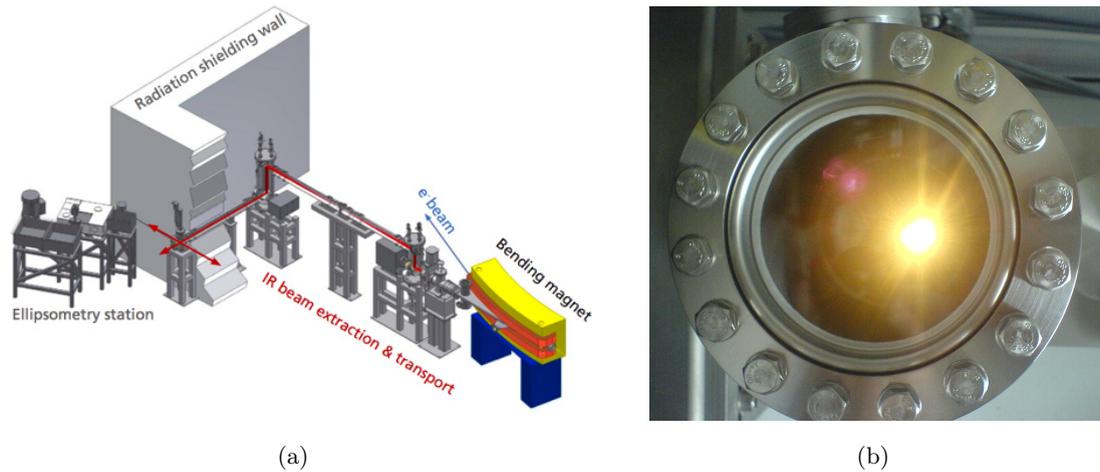


Abbildung 3.5: In (a) ist der Aufbau der Infrarot-Beamline IR1 an ANKA dargestellt (Quelle: [37]). Der sichtbare und zum Teil auch der Nahinfrarot-Anteil (gemäß der CCD-Empfindlichkeit) der Synchrotronstrahlung am IR1-Diagnostikport ist in (b) zu sehen [57].

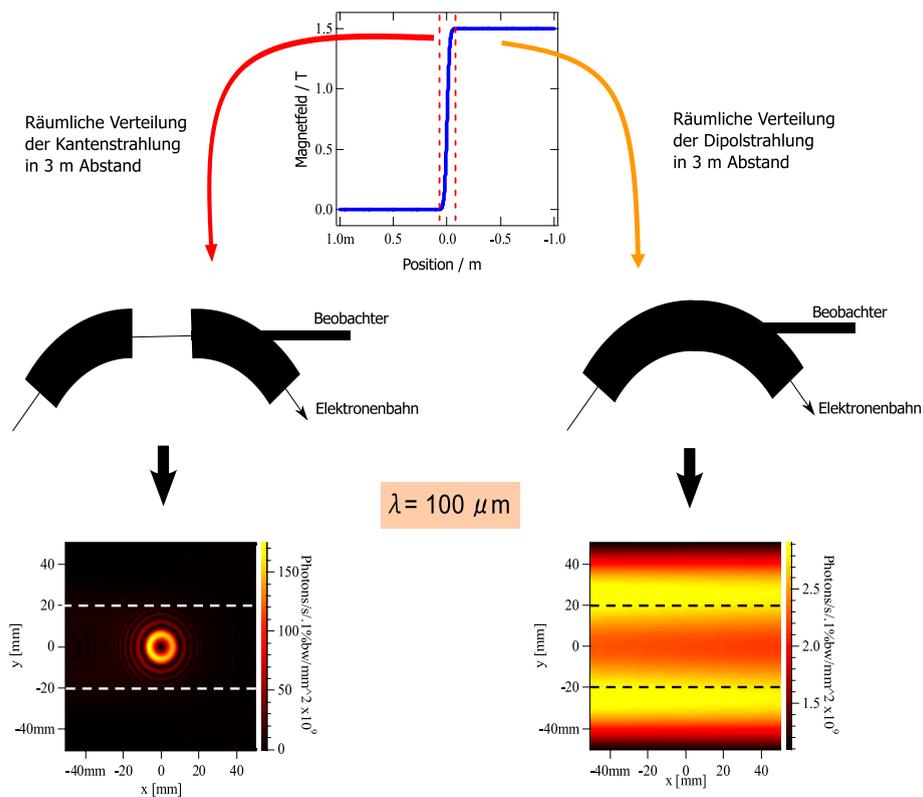


Abbildung 3.6: Simulationsergebnisse mit Synchrotron Radiation Workshop (SRW) [58] für kohärente Dipol- und Kantenstrahlung an der ANKA IR1-Beamline für $\lambda = 100 \mu\text{m}$. Die unteren Farbdigramme zeigen den Photonfluss im Abstand von drei Metern von der Quelle. Die gestrichelten Linien markieren die vorhandene Apertur. Im Falle der Kantenstrahlung wird durch eine andere Richtungscharakteristik wesentlich mehr Intensität zur IR-Beamline transmittiert [59].

heißt die erzeugte Strahlung Kantenstrahlung (engl. *ER - edge radiation*). Bei konstanter Apertur ist die Auskopplung der Kantenstrahlung wegen einer günstigeren Winkelverteilung für lange Wellenlängen deutlich effektiver als für reine Dipolstrahlung [52, 60]. Abbildung 3.6 zeigt die wesentlichen Unterschiede zwischen CSR und CER. Im Folgenden wird oft trotz der Verwendung von kohärenter Kantenstrahlung CER die gängige Bezeichnung CSR verwendet, da die relevanten Kohärenz-betreffenden Eigenschaften identisch sind.

3.4 Low- α_c -Optik

Das CSR-Spektrum hängt sehr stark von der Ladungsverteilung $\rho(\vec{r})$ ab. Durch gezielte Änderungen der Bunchform oder der Bunchlänge können die Frequenzanteile oberhalb der *cut-off-Frequenz* erzeugt und beobachtet werden. Darüber hinaus bietet der strenge Zusammenhang zwischen Ladungsverteilung und CSR eine äußerst sensitive und vor allem nichtinvasive Diagnostikmethode für die Untersuchung dynamischer Vorgänge im longitudinalen Phasenraum.

Zur Erzeugung von CSR an Speicherringen werden grundsätzlich zwei Methoden eingesetzt. Die erste Methode ist, in einem langen Bunch eine sehr kurze Substruktur zu erzeugen. Dies kann z.B. durch Energiemodulation mit einem gepulsten Laser [61, 62, 63, 64] oder mit der kohärenten Undulatorstrahlung³ wie beim FEL⁴ [65] realisiert werden. Bei der zweiten Methode wird die Bunchlänge insgesamt verkürzt. Dabei wird die im Kapitel 2.4.4 eingeführte Abhängigkeit der Bahnlänge eines Teilchens von seinem Impuls ausgenutzt. Die relative Bahnlänge hängt vom *Momentum-Compaction* Faktor gemäß Gleichung 2.35 und zusätzlich auch von der Amplitude der Betatronoszillationen $\Xi = -\pi(\xi_x\epsilon_x + \xi_y\epsilon_y)$ ab [52]:

$$\frac{\Delta L}{L_0} = \alpha_c \frac{\Delta p}{p_0} + \Xi, \quad (3.8)$$

mit der Emittanz $\epsilon_{x,y}$ und der Chromatizität $\xi_{x,y}$ in der entsprechenden Ebene. Bleiben diese Parameter konstant, so hat die Amplitude der Betatronschwingung keinen Beitrag zur Bahnlängenveränderung.

Die Bunchlänge σ_z hängt mit dem *Momentum-Compaction* Faktor zusammen gemäß: [52]

$$\sigma_z = \frac{\alpha_c c \sigma_E}{2\pi f_s}, \quad \text{mit } f_s = \sqrt{\frac{e\alpha_c}{2\pi \langle R \rangle m_0 \gamma} \frac{dV_{HF}}{ds}} \quad (\text{analog zu Gl. 2.81}), \quad (3.9)$$

³Undulator – ist ein häufiger Typ von *Insertion Devices* zur Erzeugung kohärenter Strahlung durch phasenrichtige Überlagerung der Teilwellen aufgrund einer wellenförmigen (engl. to undulate) Elektronenbahn.

⁴FEL - Free Electron Laser

wobei σ_E die Energieunschärfe, $\langle R \rangle$ der mittlere Ablenkradius und $\frac{dV_{HF}}{ds}$ der HF-Gradient ist. Somit lässt sich die Bunchlänge mit folgenden Parametern variieren: [52]

$$\sigma_z \propto \sqrt{\alpha_c}, \quad (3.10)$$

$$\sigma_z \propto E^{3/2}, \quad (3.11)$$

$$\sigma_z \propto \left(\frac{dV_{HF}}{ds} \right)^{-\frac{1}{2}}. \quad (3.12)$$

Die Synchrotronfrequenz f_s , kann durch den Zusammenhang zur Bunchlänge σ_z , als Indikator der Bunchlänge verwendet werden.

An Speicherringen ist es prinzipiell möglich, den *Momentum-Compaction* Faktor gezielt gemäß Gl. 2.35 zu reduzieren, indem durch Anpassung der Quadrupolstärken die negative Dispersion $D(s)$ zur Kompensation der positiven Beiträge erzeugt wird. Die modifizierte Magnetkonfiguration wird als Low- α_c -Optik bezeichnet [17]. Abbildung 3.7 zeigt exemplarisch die optischen Funktionen und die Dispersion in einem Sektor des ANKA-Speicherringes für die Low- α_c -Optik [18]. Das Integral über die Dispersion fällt deutlich geringer aus als bei der Nominaloptik (Abbildung 2.13) aus. Dadurch reduziert sich die Bunchlänge gemäß Gl. 3.10. Eine zusätzliche Verkürzung der Bunchlänge an ANKA wird durch die Wahl einer niedrigeren Energie gemäß Gl. 3.11 begünstigt. An ANKA wurde aufgrund longitudinaler Instabilitäten im Bereich bei niedrigen Energien der Wert 1.3 GeV empirisch als Optimum ermittelt. Mit der Low- α_c -Optik können an ANKA Bunchlängen um einen Faktor ~ 100 kürzer als im Normalbetrieb erreicht werden [18]. Eine weitere Anpassung der Bunchlänge im Low- α_c -Betrieb kann mithilfe der HF-Spannung gemäß Gl. 3.12 durchgeführt werden.

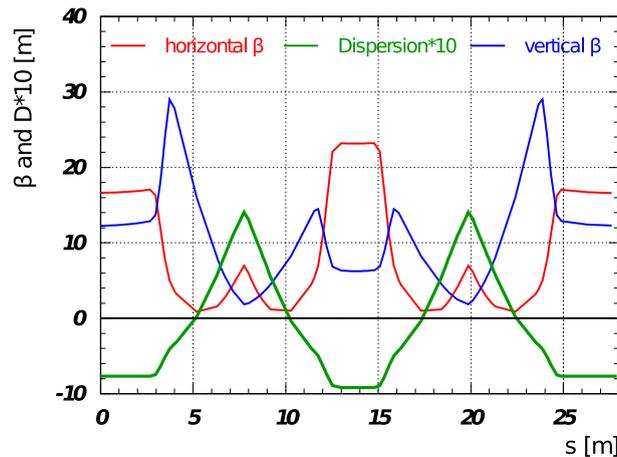


Abbildung 3.7: Optische Funktionen und Dispersion für die Low- α_c -Optik an ANKA für veränderte Quadrupolkonfiguration zur Kompensation der Dispersion D (grün) in geraden Strecken. Dies führt zur Reduzierung des *momentum compaction factors* und mit Gl. 3.10 zur Verkürzung der Bunchlänge.

Eine zusätzliche, sehr wichtige Einflussgröße für die effektive Bunchlänge, ist die darin enthaltene Ladung. Bei dem vorhin erwähnten Parameter σ_z handelt es sich um eine sog.

„Nullstrombunchlänge“, d.h. ohne Ladungseinfluss. Wird dies zusätzlich in Betracht gezogen, so verlängert und verformt sich der Bunch oberhalb einer bestimmten Schwelle mit zunehmender Ladung. Dieser Prozess wird als *Potential-Well-Distortion* im longitudinalen Phasenraum bezeichnet [35]. Darüber hinaus tritt bei einer weiteren Erhöhung der Bunchladung die turbulente Bunchverlängerung auf. Die Ursache dafür sind die so genannten *Microwave Instabilities* aufgrund der Wake-Feldern [35]. Diese können zu transienten Substrukturen (engl. *microbunching*) führen, was sich wiederum gemäß Gl. 3.2 und Gl. 3.1 als Leistungsausbrüche der CSR äußert.

4. Kollektive Effekte, Wake-Felder und Impedanzen

Zusätzlich zu essentiellen, globalen Wechselwirkungen an einem Teilchenbeschleuniger wie der Beschleunigung mit elektrischen und der Strahlführung mit magnetischen Feldern existieren Wechselwirkungsmechanismen zwischen einzelnen Teilchen im Bunch und sogar mit Teilchen in benachbarten Bunchen. Eine der intuitiven Ursachen für diese Wechselwirkungen ist die Präsenz der metallischen Vakuumkammer, die weder perfekt homogen, noch perfekt leitend ist. Eine weitere Ursache dafür kann die kohärente Synchrotronstrahlung sein, deren sehr starke, lokale Felder auf die vorderen Teilchen innerhalb eines Bunches wirken. Die makroskopischen Eigenschaften dieser Wechselwirkungen werden als kollektive Effekte bezeichnet. Für sehr kleine Ladungen spielen diese Effekte nur eine untergeordnete Rolle, führen jedoch bei hohen Ladungsdichten schnell zu Instabilitäten und sogar zum Verlust der Teilchen. Wie auch die globalen Wechselwirkungen basieren kollektive Effekte auf der grundlegenden Kräftegleichung 2.2 der Elektrodynamik. Vereinfacht ausgedrückt handelt es sich um transversale oder longitudinale Anregungen von Teilensembles an Teilchen in der Gesamtverteilung, die dadurch entweder gedämpfte oder angeregte Oszillationen durchführen. Die Auswirkungen von Instabilitäten an einem Synchrotronspeicherring können sehr weittragend sein. Diese mindern die Brillanz, reduzieren die Lebensdauer der gespeicherten Elektronen und verbreitern die Energieunschärfe (engl. *energy spread*).

4.1 Grundbegriffe

Für viele der Phänomene genügt eine vereinfachte Beschreibung der Teilchenbewegung als harmonische Oszillation [66]

$$A(t) = A_0 e^{-i[\Omega + \Delta\Omega]t}, \quad (4.1)$$

mit der Amplitude A_0 und der Winkelfrequenz Ω . Die Amplitude der Schwingung steigt rapide für positive Werte von $\text{Im}(\Delta\Omega)$ der komplexen Frequenzverschiebung an. Aus kau-

salen Gründen wirken Störungen aufgrund des elektro-magnetischen Feldes eines relativistischen Elektrons fast immer nur auf den hinteren Teil des Bunches und tragen den Namen Wake-Felder¹ (engl. *wake field*). In einigen Ausnahmefällen, z.B. bei kreisförmigen Trajektorien in einem Ablenkmagneten kann die gradlinig propagierende kohärente Synchrotronstrahlung auf die vorderen Teile des Bunches wirken (CSR-Wake-Feld). Um die Wirkung von Wake-Feldern vollständig zu charakterisieren, sollte im allgemeinen Fall für das Ensemble aller $10^8 - 10^{10}$ Teilchen im Bunch unter Berücksichtigung von Randbedingungen die komplette zeitabhängige Feldverteilung berechnet werden. Dies würde zwar das Wake-Feld vollständig beschreiben, jedoch wäre die Berechnung äußerst aufwendig und rechenintensiv. Für makroskopische Auswirkungen der Wake-Felder auf die Strahldynamik reicht es meistens aus, nur die zeitlich integrierte Kraft auf eine Testladung entlang der Z-Achse im Abstand $c\Delta t = c\tau$ zum verursachenden Teilchen anzugeben. Dies ist die Definition einer Wakefunktion (engl. *wake function*) $W(\tau)$. Damit die Effekte für eine beliebige Ladungsverteilung $j(\tau)$ ausgerechnet werden können, wird das Wakepotential (engl. *wake potential*) $V(\tau)$ als Faltung zwischen Wakefunktion und Ladungsdichte eingeführt [66]:

$$V(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} dt W(t)j(\tau - t). \quad (4.2)$$

Das Wakepotential beschreibt die integrierte, kollektive Kraft der Ladungsverteilung $j(\tau)$ an der Position ct auf eine Testladung an der Position $c\tau$.

Eine mathematische Behandlung vieler Phänomene gestaltet sich im Frequenzraum oft wesentlich einfacher. Die charakteristische Größe hierbei ist die Impedanz $Z(\omega)$. Sie ist komplex und lässt sich als Fourier Transformation der Wakefunktion $W(\tau)$ angeben. Im Gegensatz zum Ortsraum ist der Frequenzraum oft nicht intuitiv zugänglich. Generell gilt, dass der Realteil der Impedanz die dissipativen Effekte und der Imaginärteil die Phasenverschiebung definiert. Der Begriff der Impedanz stammt ursprünglich aus der Elektrotechnik als komplexer Widerstand (lat. *impedire* - hemmen) und erwies sich als äußerst hilfreich zur Beschreibung von Wechselstromphänomenen. In Analogie dazu bildet die Impedanz $Z(\omega)$ in der Beschleunigerphysik ein Bindeglied zwischen der Stromdichte $J(\omega)$ einer Teilchenverteilung und der durch ihre Wake-Felder induzierten Spannung $\tilde{V}(\omega)$ [66]:

$$\tilde{V}(\omega) = J(\omega) \cdot Z(\omega). \quad (4.3)$$

4.1.1 Longitudinale und transversale Wake-Felder

Sowohl bei der Beschreibung mit Wakefunktionen als auch mit Impedanzen wird zwischen deren Wirkung in der longitudinalen und transversalen Ebene unterschieden. Werden, wie in Abbildung 4.1 dargestellt, zwei Ladungen q_1, q_2 mit dem Abstand $c\tau$ und einer Ablage \vec{r}_1 und \vec{r}_2 vom Idealorbit betrachtet, so lässt sich die Kraft aufgrund von q_1 auf q_2 wie folgt allgemein ausdrücken [66]:

$$\vec{F}(\vec{r}_1, s_1, \vec{r}_2, s_2, t) = q_2 \left(\vec{E}(\vec{r}_1, s_1, \vec{r}_2, s_2, t) + \vec{v} \times \vec{B}(\vec{r}_1, s_1, \vec{r}_2, s_2, t) \right). \quad (4.4)$$

¹Wake - dt. Bugwelle

Damit lässt sich unter der Annahme einer sehr schwachen Kraftwirkung, so dass die Teilchen noch eine quasi-gleichförmige Bewegung vollführen, die Definition der dreidimensionalen Wakefunktion durch zeitliche Integration angeben [66]:

$$\vec{W}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \tau) = -\frac{c}{q_1} \int dt \left(\vec{E}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \tau) + \vec{v} \times \vec{B}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \tau) \right). \quad (4.5)$$

Zerlegt in longitudinale und transversale Komponenten ergibt sich [66]:

$$W_{\parallel}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \tau) = -\frac{\Delta U}{q_1 q_2} = -\frac{c}{q_1} \int dt E_z(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \tau), \quad (4.6)$$

$$W_{\perp}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \tau) = -\frac{c}{q_1} \int dt \left(\vec{E}_{\perp}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \tau) + [\vec{v} \times \vec{B}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \tau)]_{\perp} \right). \quad (4.7)$$

Die Einheit beider auf die Gesamtladung normierten Funktionen ist $[\text{V} \cdot \text{C}^{-1}]$. Im longitudinalen Fall entspricht die Wakefunktion der Energieänderung ΔU von q_2 , wobei für Energieverluste per Definition $W_{\parallel} > 0$ gilt. Darüber hinaus gilt aufgrund der Kausalität für hoch-relativistische Teilchen $\vec{W} = 0$ für $\tau < 0$. Anschaulich erklärt wirken die Wakefelder nur auf Probesteilchen hinter q_1 (siehe Kapitel 4.3).

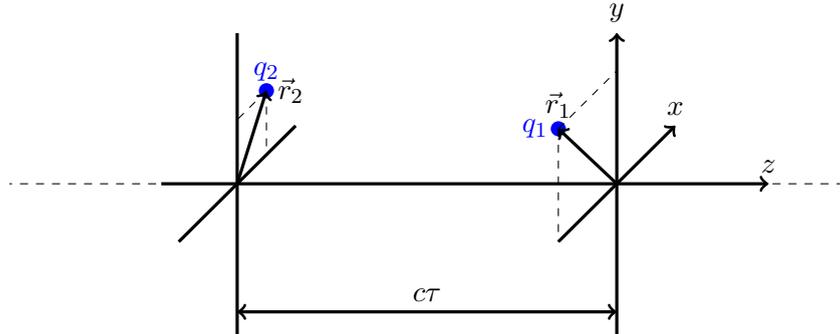


Abbildung 4.1: Zur Definition der Wakefunktion werden zwei Ladungen q_1 und q_2 mit einer longitudinalen Ablage $c\Delta t = c\tau$ an den Orten \vec{r}_1 und \vec{r}_2 betrachtet. Das von q_1 verursachte Wake-Feld wirkt bei einer gradlinigen Bewegung aus Kausalitätsgründen auf q_2 und bewirkt einen *Kick*.

Üblich sind auch abweichende Definitionen für die Wakefunktion z.B. über die relative Distanz d oder die absolute Position z . Oft wird die Wakefunktion nicht auf die Ladung, sondern auf das Dipolmoment zwischen q_1 mit vertikaler oder horizontaler Ablage u und q_2 an $\vec{r}_2 = 0$ normiert [66]:

$$W_{uv}(\tau) = -\frac{c}{q_1 u} \int dt \left(E_v(u, 0, \tau, t) + [\vec{v} \times \vec{B}(u, 0, \tau, t)]_v \right), \quad (4.8)$$

wobei $v = x$ oder $v = y$ die entsprechende Feldkomponente definiert. Diese Darstellung ist oft hilfreich für rotationssymmetrische Probleme.

4.1.2 Longitudinale und transversale Impedanz

Mit der Definition der Wakefunktionen (Gl. 4.6, 4.7) können die zugehörigen Impedanzen angegeben werden als [66]

$$Z_{\parallel}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} d\tau W_{\parallel}(\tau) e^{-i\omega\tau} \quad (4.9)$$

$$Z_{\perp}(\omega) = i \int_{-\infty}^{\infty} d\tau W_{\perp}(\tau) e^{-i\omega\tau}. \quad (4.10)$$

Die transversale Impedanz enthält per Konvention noch einen Phasenfaktor $i = \exp(i\pi/2)$, weil die Betatronoszillationen einen Kick aufgrund der transversalen Kraft nach einem Phasenverschiebung von $\pi/2$ in eine transversale Verschiebung umwandeln.

Die longitudinale und transversale Komponente der Wakefunktion und somit auch der Impedanz existieren nicht unabhängig voneinander. Der Zusammenhang kann durch das Panofsky-Wenzel-Theorem für den Teilchenstrahl [67, 68] beschrieben werden:

$$\vec{\nabla} \times \Delta \vec{p} = 0, \quad \text{mit Impulsänderung } \Delta p. \quad (4.11)$$

Das Theorem lässt sich unter Annahme von $\beta \approx 1$ aus den Maxwell'schen Gleichungen[20] herleiten und gilt für beliebige Randbedingungen. Es werden lediglich die Annahmen getroffen, dass sich der longitudinale Abstand zwischen den Teilchen sehr langsam ändert (engl. *rigid beam*) und die durch Wake-Felder resultierende Kraft sehr schwach ist. Die Impulskomponenten gemäß Gleichung 4.11 hängen streng zusammen. Daraus kann auch der Zusammenhang zwischen den Komponenten der Wakefunktionen und Impedanzen abgeleitet werden [66]:

$$\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial \tau} W_{\perp}(\vec{r}_1, \tau) = -\nabla_{\perp} W_{\parallel}(\vec{r}_1, \tau), \quad (4.12)$$

$$Z_{\perp}(\vec{r}_1, \omega) = \frac{c}{\omega} Z_{\parallel}(\vec{r}_1, \omega). \quad (4.13)$$

4.2 Rotationssymmetrische Geometrien

Die Reduzierung der komplexen Problemstellung auf eine zylindrische Symmetrie liefert meist eine erhebliche Vereinfachung bei der Berechnung von Wake-Feldern. Unter Anwendung des Panofsky-Wenzel-Theorems in zylindrischen Koordinaten und der Annahme, dass $\Delta p_z \propto \cos n\theta$ für $n \geq 0$ ist, ergibt sich für die Impulsänderung der Teilchen folgende Lösung [68]:

$$v \Delta \vec{p}_{\perp} = -q \mathcal{Q}_n W_{n,\perp}(z) n r^{n-1} (\hat{r} \cos n\theta - \hat{\theta} \sin n\theta) \quad (4.14)$$

$$v \Delta \vec{p}_{\parallel} = -q \mathcal{Q}_n W_{n,\parallel}(z) n r^n \cos n\theta, \quad (4.15)$$

wobei \hat{r} und $\hat{\theta}$ die Einheitsvektoren, \mathcal{Q}_n der elektrische Multipol der Ordnung n und q die Ladung eines Testteilchens sind. Nur die Wakefunktionen $W(z)$ enthalten Informationen über die Randbedingungen, so dass die ursprünglich nötige vollständige Lösung

der Maxwell'schen-Gleichungen sich auf die Berechnung dieser Funktionen reduziert. Die SI-Einheit für die longitudinale Wakefunktion ist $[\text{V} \cdot \text{C}^{-1} \cdot \text{m}^{-2n}]$ und für transversale $[\text{V} \cdot \text{C}^{-1} \cdot \text{m}^{-2n+1}]$. Die Umwandlung der Einheit vom CGS- ins SI-System geschieht durch Multiplikation mit dem Faktor $Z_0 c / (4\pi)$, wobei $Z_0 = \sqrt{\mu_0 / \epsilon_0} = 120\pi \text{ Ohm}$.

4.3 Eigenschaften von Wakefunktion und Impedanz

Für die Wakefunktionen W_\perp und W_\parallel gilt grundsätzlich $W \in \mathbb{R}$. Aus Gründen der Kausalität gilt auch stets $W(z) = 0$ für $z > 0$. Das Probesteilchen q_2 direkt hinter q_1 verliert seine Energie aufgrund der Wake-Felder $W_\parallel > 0$, da andernfalls die Energieerhaltung verletzt wird. Zusätzlich sieht das Teilchen zum Teil sein eigenes Wake-Feld, so dass auch für $z = 0$ gilt $W_\parallel > 0$, wie es in Abbildung 4.2 dargestellt ist. Die transversale Wakefunktion ist gemäß Panofsky-Wenzel-Theorem $W_\perp = 0$ für $z = 0$ und sie nimmt negative Werte direkt hinter dem Teilchen an [68].

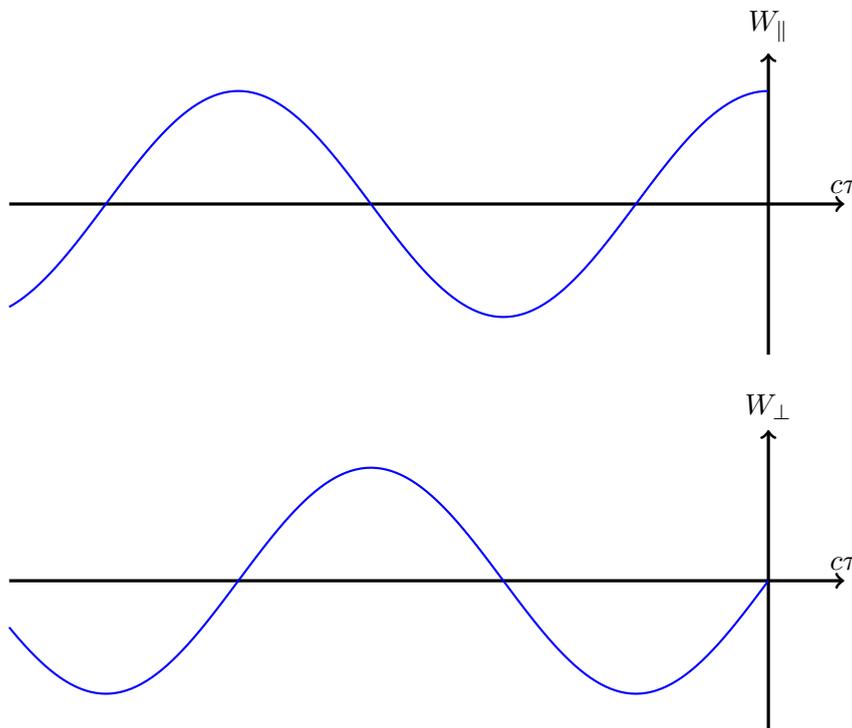


Abbildung 4.2: In dieser Abbildung sind grundsätzliche Eigenschaften der Wakefunktionen dargestellt. Die longitudinale Wakefunktion nimmt positive Werte unmittelbar nach $z < 0$ an, und erfüllt damit die Energieerhaltung. Andernfalls würde das Teilchen die Energie aus dem eigenen Wake-Feld gewinnen. Transversale Wakes dagegen verschwinden für $z = 0$ und sind negativ unmittelbar nach dem Teilchen [68].

Für die 0. Ordnung der Feldentwicklung ($n = 0$, Monopolfeld) gilt nach Gleichung 4.14 $\Delta p_\perp = 0$ und Δp_\parallel hängt nicht von der transversalen Teilchenposition ab. Folglich ge-

winnen oder verlieren, je nach Vorzeichen von W_{\parallel} , die Teilchen an Energie, abhängig ausschließlich von der Position $c\tau$ (äquivalent zu z). Dies ist der sog. *microbunching*-Effekt oder auch als *microwave instability* bezeichnet. In erster Näherung der Feldentwicklung ($n = 1$, Dipolfeld) hängt dagegen Δp_{\perp} nicht von der transversalen Ablage sondern nur von der longitudinalen Position ab. Somit erzeugt das Primärteilchen q_1 mit einer transversalen Ablage zur Symmetrieachse beim Passieren einer Diskontinuität in einer zylindrischen Vakuumkammer einen transversalen Kick für direkt nachfolgende Teilchen in Richtung der Teilchenablage. Dies führt zur Verbiegung eines Bunches in Richtung der Ablage, wobei der Effekt sich für hintere Teilchen entsprechend aufsummiert. Die erzeugte longitudinale Komponente der Wakefunktion ist nach Gleichung 4.14 $\propto \cos \omega$. Somit erhalten Teilchen mit positiver transversaler Ablage einen Kick gegen die Flugrichtung und mit negativer in die Flugrichtung des Bunches. Dadurch wird der durch W_{\perp} verkrümmte Bunch noch zusätzlich gestreckt. Grundsätzlich gilt für die Zylindersymmetrie, dass die longitudinale Wakefunktion W_{\parallel} für $n = 0$ gegenüber höheren Moden dominant ist [68].

Analog zu Berechnungen in kartesischen Koordinaten lässt sich auch in einer rotations-symmetrischen Geometrie die Impedanz (sog. *coupling impedance*) angeben [68]:

$$Z_{\parallel,n}(\omega) = \frac{1}{c} \int_{-\infty}^{\infty} dz e^{i\omega z/c} W_{\parallel,n}(z) \quad (4.16)$$

$$Z_{\perp,n}(\omega) = \frac{i}{c} \int_{-\infty}^{\infty} dz e^{i\omega z/c} W_{\perp,n}(z). \quad (4.17)$$

Bei der Teilchenimpedanz müssen im Gegensatz zur Wechselstromimpedanz die Multipolmomente berücksichtigt werden. Wenn ein Teilchen mit einer transversalen Ablage zur Symmetrieachse durch eine Diskontinuität einer Vakuumkammer propagiert, so regt es höhere Multipole der Ordnung n an. Die Einheit der Impedanz ist Ω/m^3 . Die Definition der Impedanz impliziert folgende Eigenschaften [68]:

$$Z_n(\omega) \in \mathbb{C}, \text{ analytisch} \quad (4.18)$$

$$Z_{\parallel,n}(-\omega) = \overline{Z_{\parallel,n}(\omega)}, \quad (4.19)$$

$$Z_{\perp,n}(-\omega) = -\overline{Z_{\perp,n}(\omega)}, \quad (4.20)$$

$$Z_{\parallel,n}(\omega) = \frac{\omega}{c} Z_{\perp,n}(\omega), \quad (4.21)$$

$$\text{Re}(Z_{\parallel,n}(\omega)) \geq 0, \text{ Re}(Z_{\perp,n}(\omega)) \geq 0, \quad (4.22)$$

für $\omega > 0$, Ein- und Ausgangsapertur sind identisch,

$$\int_0^{\infty} d\omega \text{Im}(Z_{\perp,n}(\omega)) = 0, \int_0^{\infty} \frac{d\omega}{\omega} \text{Im}(Z_{\parallel,n}(\omega)) = 0. \quad (4.23)$$

4.4 Verlustfaktor und einige Impedanzbeispiele

An der ANKA Synchrotronstrahlungsquelle spielen verschiedene Impedanzquellen eine große Rolle. So agieren die geometrischen Strukturen der Vakuumkammer wie z.B. Vakuumflansche, Pumpen, Diagnostikinstrumente, etc. als Resonatoren. In diesem Fall lässt sich

die Struktur für eine bestimmte Mode n in der Nähe der Resonanzfrequenz $\omega_r = 1/\sqrt{L_n C_n}$ als paralleler Schwingkreis (RLC) darstellen [68]:

$$Z_{\parallel,n} = \frac{R_n}{1 + iQ \left(\frac{\omega_r}{\omega} - \frac{\omega}{\omega_r} \right)}, \quad (4.24)$$

wobei $Q = R_n \sqrt{C_n/L_n}$ die Güte des Schwingkreises mit R_n als *Shunt*-Impedanz² des Hohlraumresonators beschreibt. Die Anwendung von Gleichung 4.21 liefert auch die transversale Impedanz $Z_{\perp,m}$. Das Model liefert in guter Näherung die Energieverluste ΔE eines Teilchenstrahls in einer Vakuumkammer. Die Berechnung der Verluste geschieht mit dem Verlustfaktor (engl. *loss factor*) [69]:

$$k_{\parallel}(\sigma_z) = \frac{E}{N_e^2 e^2} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} \text{Re}[Z_{\parallel}(\omega)] h(\omega, \sigma_z), \quad (4.25)$$

wobei $h(\omega, \sigma_z)$ die spektrale Leistungsdichte der Ladungsverteilung $\rho(\tau)$ ist. Für eine Linieladungsdichte $\lambda(\tau)$ kann der Verlustfaktor bei Kenntnis des Wakepotentials $W_{\parallel}(\tau)$ direkt im Ortsraum ermittelt werden [69]:

$$k_{\parallel}(\sigma_z) = \int_0^{\infty} W_{\parallel}(\tau) \lambda(\tau). \quad (4.26)$$

In der Regel werden Diskontinuitäten der Vakuumkammer vermieden. Dies geschieht durch geeignete Abschirmung. So zeigt Abbildung 4.3 die abschirmende Feder an einer Kontaktstelle zweier Vakuumkammerstücke. Dadurch wird eine kontinuierliche Randbedingung für Elektronenstrahl erschaffen. Diese abschirmende Maßnahmen verlangen eine äußerst vorsichtige Handhabung, denn beim Verbiegen der Feder während dem Einbau der Elemente kann die Impedanz enorm ansteigen und sogar zu einer hohen thermischen Belastung führen.



Abbildung 4.3: HF-Abschirmung der Kontaktstelle zweier Vakuumkammerflansche sorgt für kontinuierliche Randbedingungen und reduziert Energieverluste durch Impedanz.

Eine weitere Impedanzquelle an ANKA ist auf die endliche Leitfähigkeit der Vakuumkammerwand zurückzuführen (engl. *resistive wall impedance*). Bei einer symmetrischen Lage des Elektronenstrahls hat nur die longitudinale Komponente dieser Impedanz einen Beitrag. Für eine runde Vakuumkammer kann sie angegeben werden als [68]:

$$Z_{\parallel,0} = [1 - i \cdot \text{sgn}(\omega)] \frac{L}{2\pi b \rho_c \delta_{\text{skin}}(\omega)}, \quad (4.27)$$

² *Shunt*-Impedanz beschreibt im Beschleunigerbereich die Leistungsaufnahme einer Hohlraumresonator-mode gemäß $P_m = \frac{v^2}{R_s}$

wobei L die Länge der Vakuumkammer mit Radius b aus einem Material mit Leitfähigkeit ρ_c und die Eindringtiefe δ_{skin} ist. Auch in diesem Fall kann ein Verlustfaktor berechnet werden, z.B. unter Annahme einer gaußförmigen Ladungsverteilung als [69]

$$k_{\parallel}(\sigma_z) = \frac{C_L}{2\pi} \frac{\omega_0 Z_0}{(\omega_0 \sigma_z)^{3/2}} \frac{\delta_{\text{skin}}}{b}, \quad (4.28)$$

mit der Konstanten $C_L = \Gamma(3/4)/2 \approx 0.613$, der Umlauffrequenz ω_0 , dem Wellenwiderstand im Vakuum $Z_0 = 120\pi\Omega$ und der Bunchlänge σ_z . Für die Berechnung der Impedanz für verschiedene Geometrien werden in der Regel numerische Lösungen mit Finite-Elemente-Methode³ verwendet.

4.5 CSR-Wake-Feld und die *Microbunching*-Instabilität

Auch die Wechselwirkung der erzeugten elektromagnetischen CSR-Welle auf die vorde- ren Elektronen in einem Bunch bei einer krummlinigen Flugbahn lässt sich als Impedanz auffassen. Die Ursache für diese Rückkopplung ist in Abbildung 4.4 graphisch dargestellt. Die langwelligen CSR-Photonen werden in einem relativ großen Raumwinkel emittiert. Sie propagieren in einem Ablenkmagnet geradlinig und kreuzen dabei zu einem späteren Zeitpunkt die Elektronenbahn. Die elektromagnetische Welle kann dabei die Energie der betroffenen Elektronen verändern.

Für die Berechnung der CSR-Impedanz am Speicherring ohne Berücksichtigung der Vakuumkammer (engl. *free space impedance*) kann folgende Formel verwendet werden [70, 71]:

$$Z_{\parallel}(k) = Z_0 \frac{\Gamma(2/3)}{\sqrt[3]{3}} \left(\frac{\sqrt{3}}{2} + i \frac{1}{2} \right) \sqrt[3]{kR}, \quad (4.29)$$

mit der Wellenzahl der Störung k und dem Ablenkradius R . Ein entsprechendes Wake-Feld ist gegeben durch [70]:

$$W_{CSR}(z) = -\frac{4\pi R^{1/3}}{(3z)^{4/3}}. \quad (4.30)$$

Bei kleinen Strömen wird durch die CSR-Impedanz eine Verformung der longitudinalen Ladungsdichte $\rho(s)$ verursacht (*potential well distortion*). Die quantitative Berechnung der Verformung für relativistische Elektronen im Gleichgewicht unter Einfluss des CSR-Wake-Feldes kann mithilfe der Haissinski Gleichung erfolgen [72, 73]:

$$\rho(s) = K \cdot \exp \left[-\frac{1}{2} \frac{s^2}{\sigma_{z,0}^2} - \frac{1}{\sigma_{z,0}^2} \frac{dV_{\text{HF}}}{ds} \int_0^{\infty} ds' S(s') \rho(s-s') \right], \quad (4.31)$$

³Es existiert eine Reihe an Programmen zu diesem Zweck wie CST (kommerziell), GdfidL(kommerziell), ABCI (open source), etc.

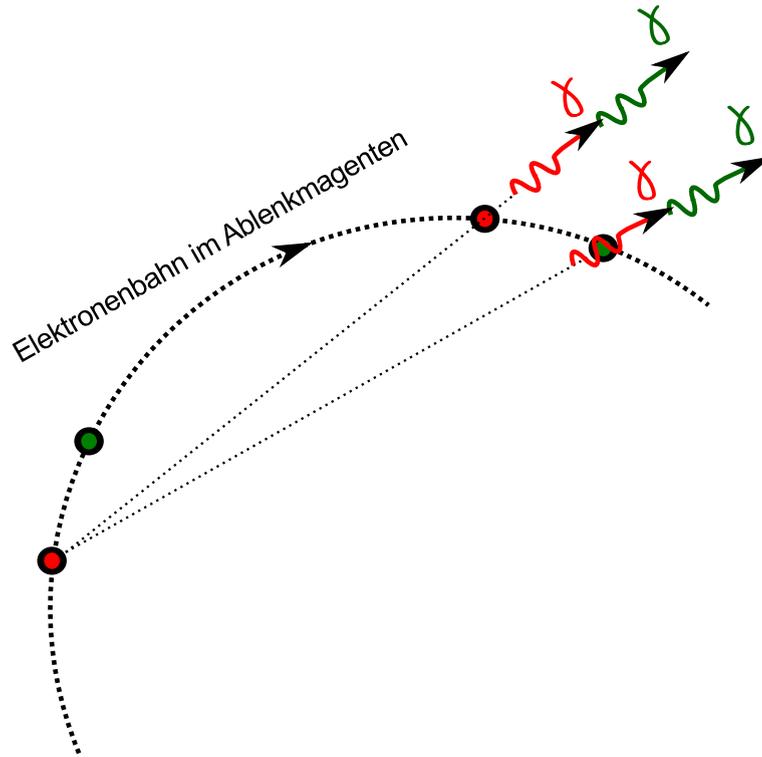


Abbildung 4.4: Kohärente Synchrotronstrahlung in einem Ablenkmagnet kann auf ihrem Ausbreitungsweg die Elektronenbahn zu einem späteren Zeitpunkt wieder kreuzen. Dies gilt nur für CSR der Elektronen im hinteren Bereich eines Bunches. Die Energie der elektromagnetischen Welle kann dabei an die vorderen Elektronen übertragen werden und verursacht in diesem Bereich das sogenannte *Microbunching*.

mit der Normierungskonstante K , der Nullstrombunchlänge $\sigma_{z,0}$ und der vom Wake-Feld abhängigen Antwortfunktion [74]:

$$S(s) = 2\pi R/e \int_{-\infty}^s W(s') ds'. \quad (4.32)$$

Die Lösung der Gl. 4.31 ergibt eine stromabhängige Verschiebung des Ladungsschwerpunktes der Gleichgewichtsverteilung $\rho(s)$ in die Flugrichtung des Bunches. Bei einem weiteren Anstieg des Bunchstromes wird die Störung dominant und führt zu einer sogenannten *Microbunching*-Instabilität. Dabei wächst die Energieunschärfe eines Bunches an und es entstehen kurzzeitig sehr feine Substrukturen in der longitudinalen Ladungsverteilung $\rho(s)$. Dies bewirkt durch die Veränderung des Formfaktors gemäß Gl. 3.4 eine plötzliche Steigerung der CSR-Leistung: das Bursting. Durch die kurze räumliche Ausdehnung der Substrukturen werden entsprechend auch hohe Frequenzen kohärent verstärkt. Die Dominanz der *Microbunching*-Instabilität geschieht erst beim überschreiten eines kritischen Bunchstromes: der sogenannten Burstingschwelle. Die Position der Burstingschwelle wird durch die herrschende Randbedingungen wie die Nullstrombunchlänge, den *Momentum Compaction Factor*, die Energieunschärfe und den Ablenkradius definiert. An einer Synchrotronstrahlungsquelle ist die zeitliche Stabilität der Strahlung für die meisten Anwendungen unabdingbar, daher ist die Kenntnis der Schwelle sehr wichtig. Durch die Störungsrech-

nung mit der 1D-Vlasov-Gleichung [75] angewendet auf einen kontinuierlichen Strahl (engl. *coasting beam*) kann die Instabilitätsbedingung für $\alpha_c > 0$ und unter Vernachlässigung der Vakuumkammereffekte und der Strahlemittanz angegeben werden als [76] :

$$kR < 2.0\Lambda^{3/2}, \quad (4.33)$$

mit dem Parameter $\Lambda = \frac{n_b r_0}{\alpha_c \gamma \sigma_E^2}$, der Wellenzahl der Störung k , der lokalen Ladungsdichte n_b , dem klassischen Elektronenradius r_0 , der Energieunschärfe σ_E und dem Ablenkradius R ist. Für negative Werte des *Momentum Compaction* Faktors ist die Burstingschwelle niedriger [76]:

$$kR < 0.92\Lambda^{3/2}. \quad (4.34)$$

Diese Ergebnisse können auch auf einen nicht kontinuierlichen Elektronenstrahl mit einer Bunchlänge σ_z angewendet werden. Dabei wird angenommen, dass für die Existenz der Instabilität die Wellenlänge der Störung $2\pi/k$ deutlich kürzer als die Bunchlänge ist [76]:

$$k\sigma_z \gg 1. \quad (4.35)$$

Dabei wird für eine gaußsche Ladungsverteilung angenommen, dass [76]:

$$n_b = \frac{N_e}{\sqrt{2\pi}\sigma_z}. \quad (4.36)$$

Aus den Gleichungen 4.33, 4.35 und 4.36 folgt die Beziehung zwischen der Bunchlänge und Parameter Λ [76]

$$\sigma_z \geq 0.5R\Lambda^{-3/2}. \quad (4.37)$$

Weiterhin wird angenommen, dass das CSR-Wake-Feld nur innerhalb der Ablenkmagnete wirkt. Somit muss der Parameter Λ durch einen zusätzlichen Faktor $\frac{R}{\langle R \rangle}$, der das Verhältnis des Orbitlänge im Dipolfeld zur Gesamtlänge angibt, modifiziert werden. Mit der Gl. 4.33 und Gl. 4.37 lässt sich die Abhängigkeit von dem Wellenvektor eliminieren und die Burstingschwelle ergibt sich zu:

$$I_{\text{thr}} = e f_{\text{rev}} \cdot \left(\frac{2}{R} \right)^{-2/3} \frac{\sqrt{2\pi}\gamma\alpha_c\sigma_E^2 \langle R \rangle}{r_0 R} \cdot \sigma_z^{1/3}. \quad (4.38)$$

Diese Beziehung ist nur für gaußsche Ladungsverteilung ohne Berücksichtigung der CSR-Unterdrückung durch die Vakuumkammer gültig. Für konstante Beschleunigerparameter lässt sich die Schwelle durch Einsetzen der Nullstrombunchlänge $\sigma_z = \sigma_{z,0}$ ermitteln. Dies ist ein empirisches Verfahren. Die Bunchlänge lässt sich anhand einer Simulation oder aus einer direkten Messung bestimmen. Die Verwendung der tatsächlichen Gleichgewichtslösung für die Ladungsverteilung aus Gl. 4.31 liefert analog zu 4.38 die Burstingschwelle nach [77, 74]:

$$I_{\text{thr}} = e f_{\text{rev}} A \left(\frac{B}{E} \right)^{1/3} f_{\text{HF}} V_{\text{HF}} \sigma_{z,0}^{7/3} \cdot F(K), \quad (4.39)$$

mit der Konstante $A = 6.068 \cdot 10^{-4} \text{ m}^{-5/3} \text{ A}^{1/3} \text{ s/V}$, dem Ablenkkfeld der Dipolmagnete B , der Strahlenergie E , der HF-Frequenz f_{HF} , der Beziehung $dV_{\text{HF}}/dt \approx 2\pi f_{\text{HF}} V_{\text{HF}}$ und dem

numerischen Parameter aus der Gleichgewichtslösung $F(K) = K \cdot \int \rho(s) ds$. $F(K)$ ist ein Maß für die Deformation der Ladungsverteilung. Dieser Zusammenhang wurde an mehreren Speicherringen experimentell bestätigt. An ANKA ergab die empirische Validierung für $V_{\text{HF}} = 150 \text{ kV}$ folgende Beziehung [74]:

$$I_{\text{thr,ANKA}} = B \cdot \sigma_z^{7/3} \cdot 10^4 \quad (4.40)$$

mit dem Fitparameter $B = (0.11 \pm 0.01) \text{ m}^{3/7} \text{ A}$. Die Abhängigkeit der Burstingschwelle von der HF-Spannung lässt sich mit der Gl. 4.39 und Gl. 3.12 angeben:

$$\begin{aligned} I_{\text{thr}} &\propto 2\pi f_{\text{HF}} V_{\text{HF}} \cdot \left(\frac{1}{2\pi f_{\text{HF}} V_{\text{HF}}} \right)^{7/3} \\ I_{\text{thr}} &\propto (2\pi f_{\text{HF}} V_{\text{HF}})^{-1/6} \end{aligned} \quad (4.41)$$

Eine alternative Berechnungsmethode wurde von Y. Cai im Rahmen einer *Bunched Beam* Theorie in [70] vorgeschlagen. Dabei werden Parameter wie CSR-Unterdrückung durch die Vakuumkammer und der nicht kontinuierliche Elektronenstrahl mitberücksichtigt. Gemäß dieser Theorie wird eine *Microbunching*-Instabilität ausgelöst wenn folgende Bedingung erfüllt ist [70]:

$$0.5 + 0.34\sigma_z \frac{R^{1/2}}{h^{3/2}} = \frac{\sigma_z I_{\text{thr}}}{\alpha_c \gamma \sigma_E^2 I_A} \frac{R^{1/3}}{\sigma_z^{4/3}}, \quad (4.42)$$

mit dem Alfvén-Strom $I_A = mc^3/e = 17045 \text{ A}$. Die Umformung nach I_{thr} und einsetzen der Nullstrombunchlänge $\sigma_z = \sigma_{z,0}$ liefert die Burstingschwelle:

$$I_{\text{thr}} = \gamma \alpha_c \sigma_E I_A \cdot \left(0.5 R^{-1/3} \sigma_{z,0}^{1/3} + 0.34 R^{1/6} \sigma_{z,0}^{4/3} h^{-3/2} \right). \quad (4.43)$$

Für ANKA-Parameter ergibt diese Beziehung mit der Messung verträgliche Erwartungswerte. Es wurde zur realistischen Einschätzung der Unsicherheit der erwarteten Burstingschwelle nach Gl. 4.43 eine Fehler-Monte-Carlo-Studie durchgeführt. In Tabelle 4.1 sind zwei Werte für 8.5 kHz Low- α_c -Optik an ANKA bei $V_{\text{HF}} = 4 \times 150 \text{ kV}$ und für 7.8 kHz bei $V_{\text{HF}} = 4 \times 450 \text{ kV}$ exemplarisch dargestellt.

$\sigma_{z,0}$ (mm)	$\sigma_{z,0}$ (ps)	α_c	σ_E	γ	I_{thr} (mA)
$1.6 \text{ mm} \pm 5\%$	$5.5 \text{ ps} \pm 5\%$	$7.0 \cdot 10^{-4} \pm 2\%$	$0.47 \cdot 10^{-3} \pm 5\%$	$2544 \pm 1\%$	$(0.327 \pm 0.0354) \text{ mA}$
$0.6 \text{ mm} \pm 5\%$	$2 \text{ ps} \pm 5\%$	$2.03 \cdot 10^{-4} \pm 2\%$	$0.47 \cdot 10^{-3} \pm 5\%$	$2544 \pm 1\%$	$(0.055 \pm 0.006) \text{ mA}$

Tabelle 4.1: Die Fehler-Monte-Carlo-Studie für Burstingschwellen der zwei verschiedenen Low- α_c -Optik-Parameter an ANKA nach Gl. 4.43. Die Schätzung der Unsicherheit einzelner Parameter basiert auf dem Maximalfehler einzelner Messgrößen.

4.6 Numerische Simulationen der Bursting-Effekte

Das Verhalten einer Teilchenverteilung $f(q, p, \tau)$ im longitudinalen Phasenraum unter Einfluss von Impedanz, Dämpfung und Quantenfluktuation kann mithilfe der Vlasov-Fokker-Planck-Gleichung beschrieben werden [78, 79]

$$\frac{\partial f}{\partial \tau} + p \frac{\partial f}{\partial q} - [q + I_c F(q, f, \tau)] \frac{\partial f}{\partial p} = \frac{2}{\omega_s t_d} \frac{\partial}{\partial p} \left(p f + \frac{\partial f}{\partial p} \right), \quad (4.44)$$

wobei $\tau = \omega_s t$ die Zeit in Synchrotronperioden, $q = z/\sigma_s$ die auf Nullstrombunchlänge normierte, relative longitudinale Position, $p = -\Delta E/\sigma_E$ die auf Energieverteilung normierte, relative Energieabweichung und $-I_c F(q, f, \tau)$ die kollektive Kraft aufgrund der elektromagnetischen Wechselwirkung mit Wake-Feldern $W(q - q')$ repräsentiert. Zusätzlich wird der Stromparameter $I_c = e^2 N_e / (\omega_s T_0 \sigma_E) = I_{\text{bunch}} e / (\omega_s \sigma_E)$ mit der Anzahl der Elektronen N_e und der Umlaufzeit T_0 verwendet. Die totale kollektive Kraft aller N_e Elektronen an der Position q lässt sich wie folgt darstellen [80]:

$$F(q, f, \tau) = -e N_e \int_{-\infty}^{\infty} W(q - q') \left[\int_{-\infty}^{\infty} f(q', p, \tau) dp \right] dq', \quad (4.45)$$

mit $W(q - q')$ als Wakefunktion, die entweder direkt oder über die Impedanz $Z(\omega)$ gemäß Gleichung 4.9 angegeben werden kann. Die tatsächlich zu berücksichtigenden Wake-Felder bei der numerischen Berechnung können je nach Problemstellung unterschiedlich sein. Im Realfall sollten Impedanzen aller möglichen Quellen, wie z.B. CSR, *Resistive Wall*, Vakuumkammergeometrie, usw. berücksichtigt werden. Um den numerischen Aufwand jedoch in Grenzen zu halten, werden meist idealisierte und spezialisierte Modelle verwendet. Untersuchungen der Bunchlängenänderung als Gleichgewichtslösung der Haissinski-Gleichung [73] für die Wirkung der CSR- und der geometrischen Impedanz wurden für den ANKA Speicherring durchgeführt in [74, 81]. Auch gezielte Studien des Bursting-Verhaltens an ANKA aufgrund der *Microbunching*-Instabilitäten mit den numerischen Lösungen der Vlasov-Fokker-Planck-Gleichung für CSR-Impedanz wurden im Rahmen einer Dissertation [80] behandelt.

5. Studien der kohärenten Synchrotronstrahlung im Bursting

Der erste experimentelle Nachweis von CSR-Bursting gelang im Jahre 1999 an mehreren Synchrotronstrahlungsquellen [82, 83, 84]. Die Ursache von Bursting ist die *Microbunching*-Instabilität aufgrund der CSR-Impedanz, die bei kurzen Buchlängen eine große Rolle spielt. Der Zusammenhang zwischen der CSR-Emission und der Instabilität im longitudinalen Phasenraum ist nicht trivial, da durch den Einfluss des Formfaktor auf die CSR-Leistung eine Rückkopplung entsteht. Das Burstingverhalten zeigt an vielen Speicherringen ähnliche Eigenschaften. Eine vollständige theoretische Verallgemeinerung dieser Effekte ist jedoch noch nicht gelungen. Wie auch andere Synchrotronstrahlungsquellen mit der optionalen Low- α_c -Optik, eignet sich ANKA gut zur Untersuchung von CSR Phänomenen im Single- und Multi-Bunch-Betrieb.

5.1 Burstingschwelle an ANKA

Im Rahmen dieser Arbeit wurde am ANKA-Speicherring das Burstingverhalten für mehrere verschiedene Low- α_c -Optiken systematisch untersucht. Für jede der Optiken kann der erwartete Wert der Burstingschwelle gemäß Gl. 4.39 oder Gl. 4.43 angegeben werden. Damit ist der jeweilige Bunchstrom gemeint, bei dem es zu einem abrupten Übergang von der longitudinalen Stabilität (*Steady-State*-Regime) zu der *Microbunching*-Instabilität kommt. Bei kleinen Ladungsdichten skaliert die CSR-Leistung nach Gl. 3.3 mit N_e^2 und die Emission ist zeitlich stabil. Im Bursting dagegen wird die Fluktuation des Formfaktors und somit gemäß Gl. 3.3 eine zeitliche Schwankung der CSR-Leistung beobachtet. Für eine bestimmte Low- α_c -Optik, konstante HF-Spannung und unveränderte Vakuumkammergeometrie ist das CSR-Emissionsverhalten am ANKA-Speicherring eindeutig und reproduzierbar. Diese Eigenschaft lässt sich als ein „Fingerabdruck“ für Beschleunigerparameter und die Impedanz der Vakuumkammer zu diagnostischen Zwecken einsetzen. Darüber hinaus findet sowohl das *Steady-State*- als auch Bursting-Regime jeweils eine Anwendung für CSR-Nutzer.

Durch die Kenntnis der Burstingschwelle lässt sich die Strahlungsquelle benutzerorientiert auf zeitliche Stabilität oder hohe Leistung optimieren.

5.2 Messmethoden der Burstingschwelle

Im Rahmen der Burstingstudien wurden mehrere Methoden zur Bestimmung der Burstingschwelle verwendet und optimiert. Als eine der zuverlässigsten Methoden dafür hat sich die Beobachtung des CSR-Signals S mit einem THz-Detektor für verschiedene Teilchenströme etabliert. Die Änderung der Abstrahlungscharakteristik wird sichtbar durch einen „Knick“ im CSR-Signalverlauf, wie in Abbildung 5.1 dargestellt.

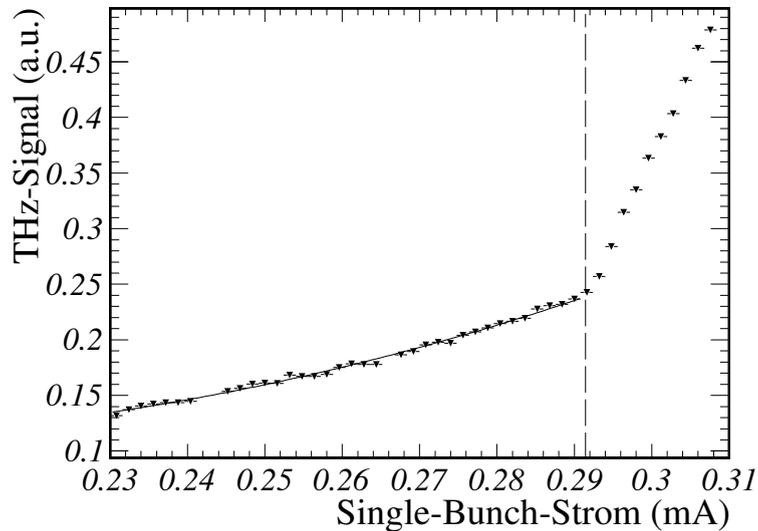


Abbildung 5.1: Die Burstingschwelle kann durch die Aufnahme des THz-Signals im Single-Bunch-Betrieb ermittelt werden. Das CSR-Verhalten zeigt für kleine Ströme einen quadratischen Verlauf (durchgezogene Linie, I^2 -Fit) und ändert sich abrupt an der Burstingschwelle (gestrichelte Linie) bei ca. 0.292 mA. Der erwartete Wert liegt bei (0.283 ± 0.051) mA gemäß *Coasting-Beam* Theorie und bei (0.327 ± 0.0354) mA gemäß *Bunched-Beam* Theorie.

In dieser Messung wurde die Burstingschwelle im Single-Bunch Betrieb für eine Low- α_c -Optik ($f_s = 8.5$ kHz, $V_{\text{HF}} = 4 \times 150$ kV, $\sigma_{z,\text{calc}} = (1.5 \pm 0.075) \cdot 10^{-3}$ m) mit einem THz-Detektor bestimmt. Die einzelnen Messwerte wurden über $N = 1000$ Aufnahmen gemittelt. Der Fehlerbalken gibt den Fehler auf den Signalmittelwert $\langle S \rangle / \sqrt{N}$ an. Die Burstingschwelle lässt sich anhand des Diagramms bei ca. 0.292 mA ablesen (gestrichelte Linie). Der quadratische Verlauf von CSR im *Steady-State*-Regime ist durch eine durchgezogene Linie (I^2 -Fit) markiert. Die erwartete Burstingschwelle liegt nach *Coasting-Beam* Theorie Gl. 4.40 mit (0.283 ± 0.051) mA in guter Übereinstimmung mit dem Messwert.

Die Unsicherheit wurde entsprechend aus der Gl. 4.40 durch Gaußsche Fehlerfortpflanzung berechnet:

$$\Delta I_{\text{thr,ANKA}} = \sqrt{\left(\frac{7}{3}\sigma_z^{4/3}B \cdot 10^4 \cdot \Delta\sigma_z\right)^2 + \left(\sigma_z^{7/3} \cdot 10^4 \cdot \Delta B\right)^2}. \quad (5.1)$$

Die *Bunched-Beam* Theorie liefert gemäß Tab. 4.1 eine erwartete Burstingschwelle bei (0.327 ± 0.0354) mA. Auch hier zeigt sich eine akzeptable Übereinstimmung mit der Messung.

Die Burstingschwelle kann weiterhin anhand der Bunchveränderung im Bursting durch *Potential-Well-Distortion* (Kapitel 4.5) ermittelt werden. Die Messung der Bunchlänge für verschiedene Ströme geschieht mit einer Streak-Kamera [85]. Die Bunchlänge σ_z bleibt für kleine Ströme konstant, dies entspricht der Nullstrombunchlänge σ_0 gemäß Gl. 3.9. Für hohe Teilchenströme oberhalb der Burstingschwelle folgt die Bunchlänge der Gleichung Gl. 4.40. Die Messung der Bunchverlängerung an ANKA für eine Low- α_c -Optik ($f_s = 8.4$ kHz, $V_{\text{HF}} = 4 \times 150$ kV) mit der Streak Kamera [86] ist in Abbildung 5.2 dargestellt.

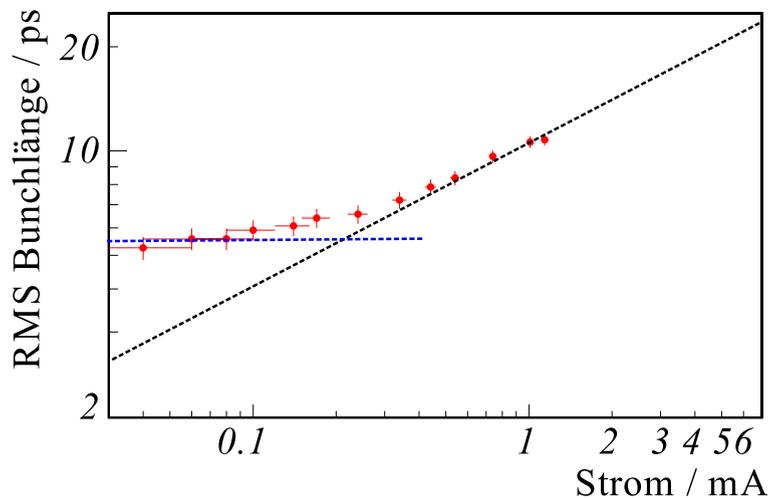


Abbildung 5.2: Die Bunchverlängerung an ANKA bei $f_s = 8.4$ kHz und $V_{\text{HF}} = 150$ kV gemessen mit der Streak-Kamera für verschiedene Ströme kann zur Bestimmung der Burstingschwelle verwendet werden (Messung aus [86]). Die Nullstrombunchlänge σ_0 lässt sich bei Messwerten für kleine Ströme durch einen konstanten Offset-Fit ermitteln (blaue Linie). Für hohe Ströme folgt die Bunchlänge der Gl. 4.40 (schwarze Linie), wobei der Vorfaktor B als der Fit-Parameter ermittelt werden kann. Der Schnittpunkt beider Verläufe liefert das Indiz für die Position der Burstingschwelle (hier ca. 0.22 mA). Ein mathematischer Ansatz liefert durch Einsetzen der gemessenen Nullstrombunchlänge $\sigma_0 \approx (5.5 \pm 0.55)$ ps und des Fit-Parameters $B = 0.072$ [86] in die Gl. 4.40 einen genaueren Wert von $I_{\text{thr}} \approx 0.23$ mA.

Die Ermittlung der Nullstrombunchlänge σ_0 geschieht durch Messungen bei sehr kleinen Strömen (Offset-Fit, blaue Linie). Für hohe Ströme sind die Bunche verlängert. In diesem Bereich kann durch einen Fit gemäß der Gl. 4.40 (schwarze Linie) der Vorfaktor B ermittelt werden. Der Schnittpunkt beider Verläufe liefert das Indiz für die Position der Burstingschwelle. Die genaue Bestimmung kann durch Einsetzen der gemessenen Nullstrombunchlänge $\sigma_0 \approx (5.5 \pm 0.55)$ ps und des Fit-Vorfaktors $B = 0.072$ nach [86] in die

Gl. 4.40 angegeben werden. Der ermittelte Wert beträgt $I_{\text{thr}} \approx 0.23 \text{ mA}$. Die Unsicherheiten lassen sich auch durch Fehlerfortpflanzung der Einzelfehler $\Delta\sigma_s$ (aus der Messung) und ΔB (aus dem Fit) bestimmen. Die gezeigten Ergebnisse dieser Methode können nicht direkt mit der in Abbildung 5.1 dargestellten Messung verglichen werden. Die veränderten Beschleunigerparameter aufgrund einer HF-Wartung verursachten eine systematische Verschiebung der Burstingschwelle entsprechend der Gl. 4.41.

Die Messung der Burstingschwelle wurde auch im Multi-Bunch-Betrieb durchgeführt. Bei einem Füllpattern mit unterschiedlichen Bunchströmen können bei Verwendung eines schnellen THz-Detektors die CSR-Signale einzelner Bunche den jeweiligen Bunchströmen zugeordnet werden. Für diese Messung wird ein Detektor mit der analogen Bandbreite deutlich besser als 500 MHz benötigt. In Abbildung 5.3 ist die Auftragung des THz-Signals einzelner Bunche gegen den Bunchstrom, gemessen an ANKA bei $f_s = 8 \text{ kHz}$, dargestellt. Die Burstingschwelle ist durch die CSR-Verhaltensänderung bei ca. 0.245 mA erkennbar. Bei Messungen dieser Art ist die Struktur des Füllpatterns für die statistische Relevanz des Messergebnisses entscheidend. Beste Ergebnisse werden erzielt, wenn die einzelnen Bunchströme um die erwartete Burstingschwelle verteilt sind. Das CSR-Verhalten oberhalb der Burstingschwelle ist scheinbar chaotisch, lässt sich allerdings durch die Detektorsystematik erklären (siehe Kapitel 5.4).

Die Burstingschwelle kann außerdem auch durch eine direkte Beobachtung der zeitlichen Fluktuationen von THz-Signal ermittelt werden. Dieses Verfahren kann sowohl im Multi-Bunch- als auch im Single-Bunch-Betrieb eingesetzt werden. Durch die Vorgabe einer Amplitudenschwelle für das CSR-Signal kann der Übergang zur Bursting-Emission sofort erkannt werden [74]. Die Betrachtung des Signals im Frequenzraum, z.B. am Spektrumanalysator, zeigt im Bursting zusätzliche Modulationsbänder, wie es im nächsten Kapitel beschrieben wird. Die Anwendung der Fluktuationmethode im Multi-Bunch-Betrieb führt zur systematischen Unterschätzung der Burstingschwelle. Dies beruht auf der Tatsache, dass die CSR-Fluktuationen auch durch einen einzigen Bunch oberhalb der Burstingschwelle verursacht werden können, obwohl der mittlere Strom wesentlich niedriger ist.

Auch Singlebunch-Methoden unterliegen systematischen Unsicherheiten. Die Burstingschwelle liegt im Low- α_c Betrieb abhängig von HF-Einstellungen bei sehr kleinen Strömen im μA -Bereich. Änderungen der Beschleunigerparameter können die Schwelle verschieben. Deswegen ist eine sehr präzise Bunchstrommessung wichtig. Am ANKA-Speicherring wird ein DCCT¹ [87] zur Strahlstrommessung mit einer Auflösung $< 5 \mu\text{A}$ verwendet. Das Gerät misst das Wirbelfeld des Elektronenstrahls mit einer Kompensationsmethode [88]. Externe Magnetfelder können allerdings eine systematische Abweichung der gemessenen Strahlstromwerte hervorrufen. Dieser Offsetwert des Bunchstroms wurde bei der Analyse der Single-Bunch-Ergebnisse immer berücksichtigt. Für Multi-Bunch-Betrieb ist dieser Effekt vernachlässigbar. Dafür müssen hier Stromwerte pro Bunch sehr genau bestimmt werden. Am ANKA-Speicherring wird zu diesem Zweck eine präzise Messmethode der zeitlich kor-

¹DCCT – DC current transformer

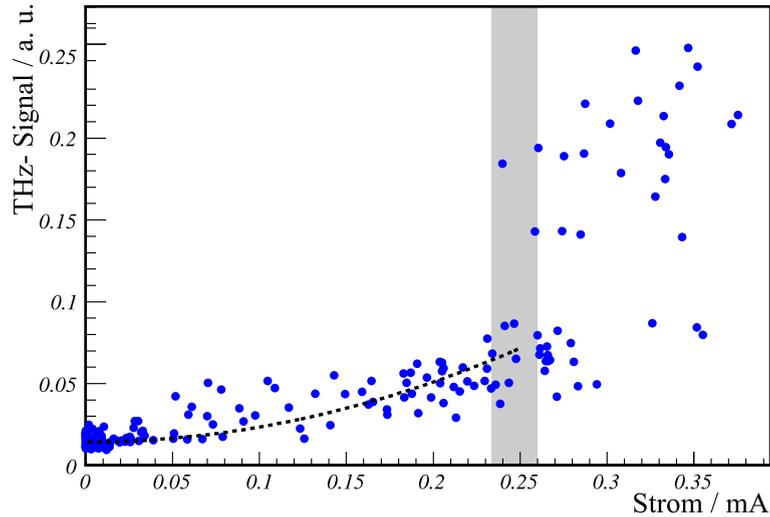


Abbildung 5.3: Das THz-Signal aufgenommen mit einem schnellen Detektor-System für alle Bunches wird gegen den jeweiligen Bunchstrom aufgetragen. Auf diese Weise ergibt sich eine Einzelschussaufnahme mit einem klaren Wechsel der Abstrahlcharakteristik. Die Position der Veränderung ist fließend (grauer Bereich). Die Burstingschwelle liegt demnach bei ca. 0.245 mA. Bei Messungen dieser Art ist die Struktur des Füllpatterns für die statistische Aussagekraft entscheidend. Beste Ergebnisse werden erzielt, wenn der mittlere Bunchstrom der Füllung in der Größenordnung der erwarteten Burstingschwelle liegt. Die schwarze Linie markiert den I^2 -Verlauf. Die CSR-Intensität unterhalb von 0.15 mA weicht geringfügig von diesem Verhalten ab [49]. Die Ursache dieser Abweichung sind die Multibunch-Effekte, die im weiteren Verlauf diskutiert werden (siehe Kapitel 7). Das Verhalten für Ströme oberhalb der Burstingschwelle ist hier chaotisch, lässt sich allerdings durch die Detektorsystematik erklären (siehe Kapitel 5.4).

relierten Einzelphotonenzählung² mit einer Avalanche Photodiode (APD) eingesetzt [89]. Im Single-Bunch-Betrieb dient diese Methode zur Erkennung parasitärer Bunches, die zur systematischen Überschätzung der Burstingschwelle beitragen können. Eine ganz andere Herangehensweise bei der Untersuchung von Bursting bietet die Beobachtung der CSR-Emission mit einem Spektrometer (siehe Anhang B) im THz-Bereich. Hier erzeugt das Bursting durch kleinere Substrukturen im Bunch entsprechend der Gl. 3.4 höhere Frequenzanteile des CSR-Spektrums.

Die gemessenen Burstingschwellen für verschiedene Low- α_c -Optiken und $V_{HF} = 4 \times 150$ kV an ANKA als Kombination mehrerer Messmethoden und zwei Detektorarten sind in Abbildung 5.4 dargestellt. Die früheren Fluktuationmessungen mit einem Silizium Bolometer [74] wurden im Rahmen dieser Arbeit durch weitere Methoden ergänzt. Die globale Fitfunktion nach Gl. 4.40 ist durch die gestrichelte Linie markiert. Die Ergebnisse einzelner Methoden stimmen gut überein.

²TCSPC – *time-correlated single photon counting*

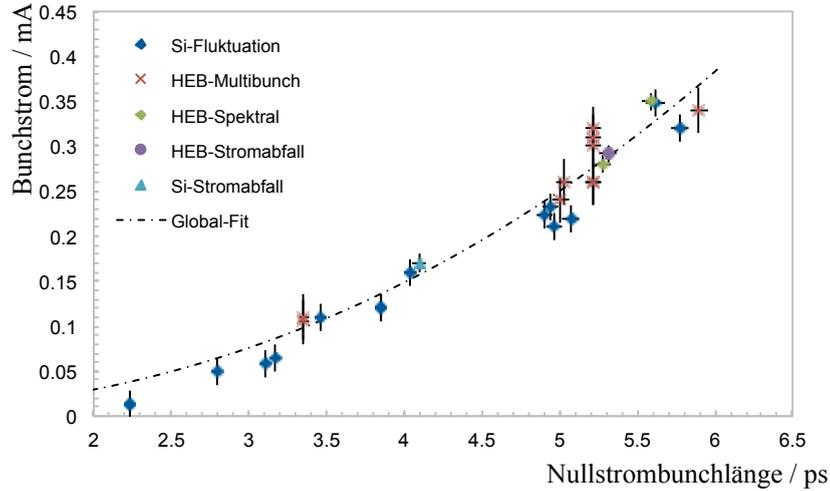


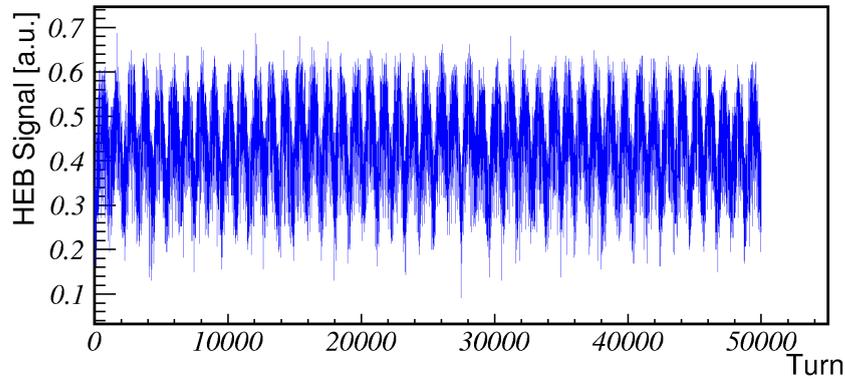
Abbildung 5.4: Dargestellt sind die gemessenen Burstingschwellen für verschiedene Nullstrombunchlängen σ_0 und eine HF-Spannung von 150 kV pro Hohlraumresonator am ANKA Speicherring. Die Messungen wurden mit zwei verschiedenen Detektoren Silizium-Bolometer (Si) und *Hot-Electron* Bolometer (HEB) mit verschiedenen Methoden durchgeführt. Es ist eine gute Übereinstimmung der einzelnen Messverfahren im Rahmen der Unsicherheiten zu sehen. Der vorhergesagte Verlauf nach *Coasting-Beam* Theorie gemäß Gl. 4.40 ist exemplarisch als gestrichelte Linie dargestellt.

5.3 Studien der Bursting-Moden

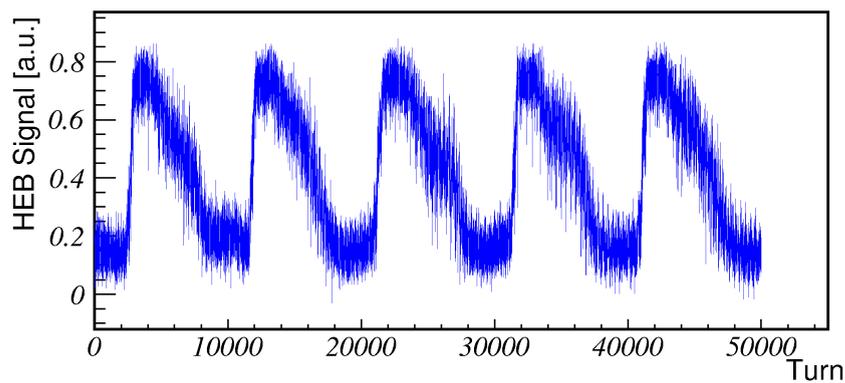
Das Burstingverhalten hängt stark vom Teilchenstrahlstrom ab. Für kleine Ströme oberhalb der Burstingschwelle fluktuiert das THz-Signal sehr schnell (Abbildung 5.5, a). Wird der Bunchstrom erhöht, so ändert sich die zeitliche Charakteristik der Abstrahlung in eine „Sägezahnkurve“ (Abbildung 5.5, b). Für eine detaillierte Untersuchung von Bursting-Moden an ANKA wurde eine Low- α_c -Optik mit der Synchrotronfrequenz von ca. 8.5 kHz gewählt. Bei dieser Optik beträgt die *RMS*-Nullstrombunchlänge zwischen 5 – 6 ps, was deutlich oberhalb der Auflösungsgrenze des Streak-Kamera liegt. Die erwartete Burstingschwelle liegt in diesem Fall auch relativ hoch bei ~ 0.28 mA. In diesem Bereich lässt sich eine gute Präzision der Messinstrumente erzielen. Die entsprechenden ANKA-Parameter für die untersuchte Optik sind in Tabelle 5.1 festgehalten.

5.3.1 Experimentelle Methoden zur Untersuchung der Bursting-Moden

Im Rahmen der vorliegenden Dissertation wurden die Bursting-Moden sowohl im Zeit- als auch im Frequenzraum untersucht. Das Bursting bewirkt eine zeitliche Fluktuation der CSR-Intensität. Durch das schnelle Abtasten des Detektorsignals lässt sich diese Schwankung quantifizieren. Die Bursting-Modulationen liegen an ANKA im Bereich < 500 kHz. Dies definiert auch die Anforderungen an einen Detektor. Für quantitative Untersuchungen der Bursting-Moden muss eine zeitliche Auflösung von mindestens $2 \mu\text{s}$ gewährleistet werden. Momentan erfüllen nur wenige THz-Detektortypen dieses Kriterium. Dies sind z.B. die halbleiterbasierten InSb-Bolometer [91, 92] oder die supraleitenden NbN- und YBCO-



(a)



(b)

Abbildung 5.5: Eine exemplarische Darstellung von zwei Messreihen des CSR-Signalverlaufs am ANKA Speicherring für verschiedene Ströme. Knapp oberhalb der Bursting-schwelle (a) fluktuiert das CSR-Signal meistens mit den Harmonischen der Synchrotronschwingung. Bei höheren Strömen geht diese Fluktuation in eine Sägezahnkurve (b) über.

(PUBLIZIERT IN [90])

8.5 kHz Low- α_c -Optik Parameter an ANKA

Energie E_0	1.3 GeV
momentum compaction factor α_c	$7.34 \cdot 10^{-4}$
rms-Energieabweichung σ_E	$\sim 0.5 \cdot 10^{-3}$
Ablenkradius R	5.559 m
Vakuumkammerhöhe h	32 mm
RF-Frequenz f_{rf}	499.705 MHz
harmonische Zahl h	184
Synchrotronfrequenz f_s	8.5 kHz
Nullstrombunchlänge σ_0	~ 1.5 mm
Longitudinale Dämpfungszeit τ_s	~ 10 ms

Tabelle 5.1: Die Beschleunigerparameter für die verwendete Low- α_c -Optik [80].

Bolometer [93, 94, 95]. Diese Detektoren werden bei kryogenen Temperaturen betrieben und besitzen eine hervorragende Sensitivität. Eine ausführliche Erklärung der Funktion dieser Geräte ist in Kapitel 7 vorgestellt. Eine preisgünstige Alternative für Bolometer stellen die *Zero-Biased*-Schottky-Detektoren dar [96]. Dieser Detektorentyp wird bei der Raumtemperatur betrieben und ist um mehrere Größenordnungen unempfindlicher als die gekühlten Bolometer.

Der InSb-Bolometer ist langsamer als die Umlaufzeit der Elektronen im Ring, so werden die Modulationen nur im Basisband (um 0 Hz) beobachtet. Bei einem schnelleren Detektor werden im Frequenzraum auch höhere Harmonische der Umlauffrequenz sichtbar. Die Bursting-Information ist als Modulation um jede Umlauffrequenz vorhanden. Die Amplituden verschiedener Harmonischer und deren Seitenbänder sind jedoch je nach Füllstruktur und Bunchlänge unterschiedlich moduliert [66], wie Abbildung 5.6 darstellt. Zu sehen sind unterschiedliche Amplituden der Umlauffrequenz. Zur Untersuchung der Bursting-Moden wurde eine Harmonische mit einer stark ausgeprägten Modulation ausgewählt.

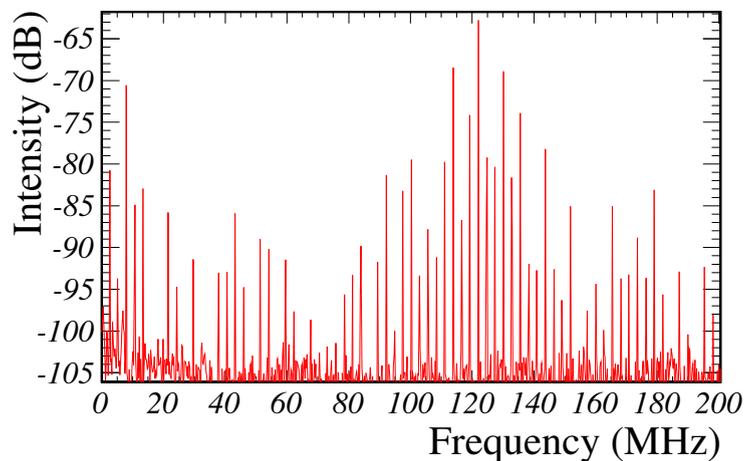


Abbildung 5.6: Zu sehen ist ein Beispielspektrum mit unterschiedlichen Harmonischen der Umlauffrequenz von ANKA im Multi-Bunch-Betrieb. Die Amplitudenverteilung der Harmonischen hängt von der Bunchlänge und dem Füllmuster ab.

5.3.2 Messaufbau an ANKA

Das *Hot-Electron* Bolometer (HEB) Detektorsystem [94], wie in Abbildung 5.7 (a) dargestellt, wurde am IR1-Diagnostikport aufgebaut. Die IR1-*Beamline* erzeugt eine Abbildung des Quellpunktes in der Kante des Magneten, wie in Kapitel 3.3 beschrieben. Die Primärabbildung muss zusätzlich mit einem Parabolspiegel auf die kleine aktive Detektoroberfläche von ca. 1.2 mm fokussiert werden, wie in Abbildung 5.7 (c) zu sehen. Die analoge Bandbreite des HEBs liegt zwischen 4 – 5 GHz. Dies ergibt eine Anstiegszeit von ca. 50 ps. Die gesamte Antwortzeit des Detektors beträgt < 165 ps FWHM und erlaubt am ANKA Speicherring einzelne Bunches auszulösen (Abbildung 5.7, b). Für die Messung von Bursting-Moden wurde zur Vermeidung der Multi-Bunch-Effekte der Speicherring im Single-Bunch-

Modus betrieben. Der Detektor wurde sowohl an einen Spektrum-Analysator³ als auch an ein Oszilloskop⁴ angeschlossen. Zur Beobachtung der Bursting-Moden im zeitlichen Verlauf wurde eine Messung mit Oszilloskop über mehrere tausende Umläufe durchgeführt. Dies führte im Singlebunch-Mode bei einer hohen Abtastrate von 20 GS/s zu einer zu großen Datenmenge pro Aufnahme (bei ca. 10^5 Umläufen rund 1 GB). Deswegen wurde das Oszilloskop zur Datenreduzierung im sogenannten *External-Sampling*-Modus betrieben [97]. Dabei benutzt das Gerät die Umlauffrequenz als eine externe Takt-Quelle. Auf diese Weise wurde ausschließlich die Peakintensität des Detektorsignals pro Umlauf gemessen, was die anfallende Datenmenge erheblich reduziert.

Eine große Herausforderung war es, die Synchronisierung der Umlauffrequenz mit dem Trigger des Oszilloskops zu gewährleisten. Dazu wurde eine digitale *Delay-Unit*⁵ zur pikosekundengenauen Einstellung der Triggerflanke [98] verwendet. Die Aufnahmedauer definiert die Frequenzauflösungsgrenze einer FFT und wurde in der Regel großzügig auf mind. 10^6 Umläufe gesetzt, was einer Datengröße von ca. 2.0 MB pro Aufnahme entspricht. Diese Optimierung führte zu Verbesserung der Frequenzauflösung der Methode um den Faktor 10 und Reduzierung der anfallenden Datenmenge um den Faktor 500.

Als eine alternative Methode, bietet der Spektrum-Analysator eine Frequenzdarstellung des Signals und ist zusätzlich sehr empfindlich. Aufgrund der hohen Detektorbandbreite wird eine große Anzahl an Umlaufharmonischen beobachtet. Die gezielte Auswahl einer Harmonischen weiter weg vom Basisband (0 Hz) erlaubt zusätzlich eine deutliche Reduzierung des elektrischen Hintergrundrauschens der Netzgeräte und Pumpen. Das Beobachtungsfenster für Modulationen um die Zentralfrequenz wurde so gewählt, dass eine Frequenzauflösung von mindestens 10 Hz gewährleistet ist. Sowohl das Oszilloskop als auch der Spektrum-Analysator wurden zur Datenaufnahme von einer im Rahmen dieser Arbeit entwickelten LabView-Routine [99] automatisiert gesteuert. Die Messung geschah in einem Zeitintervall von 15 s. Dabei wurden gleichzeitig zusätzliche Beschleunigerparameter wie Strahlstrom, Hochfrequenzspannung, Synchrotrontune, usw. aufgenommen.

Eine weitere wichtige Herausforderung bei dieser Messung war der eingeschränkte dynamische Bereich des Detektors, welcher durch die Sättigung als obere und durch die *Noise Equivalent Power* (NEP) als untere Schranke definiert wird. Die NEP [100] entspricht der Strahlungsleistung, bei welcher das Signal-zu-Rauschverhältnis des Detektors normiert auf 1 Hz Bandbreite gerade 1 ist. Dadurch können verschiedene Detektoren miteinander verglichen werden. Diese Größe liegt bei langsamen gekühlten Silizium-Bolometern in der Größenordnung von 10^{-12} bis 10^{-16} W/ $\sqrt{\text{Hz}}$, bei schnellen supraleitenden HEB Bolometern bei 10^{-9} bis 10^{-11} W/ $\sqrt{\text{Hz}}$ mit einer in der nächsten Zukunft steigender Tendenz bis zu 10^{-20} W/ $\sqrt{\text{Hz}}$ [91, 94, 101, 93, 95]. Die Optimierung des Detektors für eine hohe Empfindlichkeit bei kleinen Strahlströmen führt durch einen eingeschränkten dynamischen Bereich zur Sättigung bei hohen Strömen. Einen Ausweg bietet eine stufenweise Abschwä-

³Tektronix RSA3303 0-3 GHz oder Rohde&Schwarz FSV30 0-30 GHz

⁴LeCroy 64xi 500 MHz oder LeCroy 8600A 6 GHz

⁵Event Generator, VME-EVG-230, Micro-Research Finland Oy

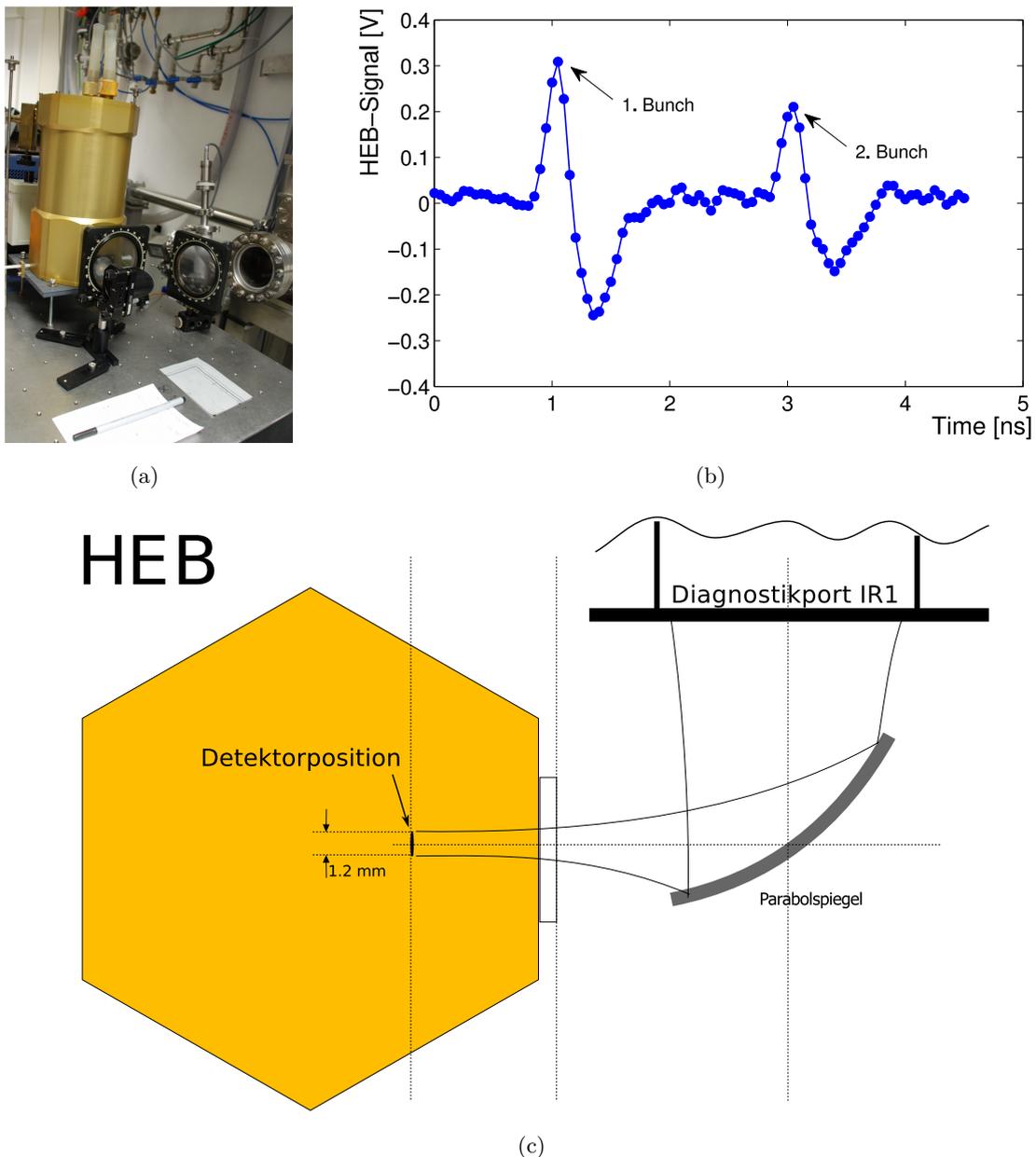


Abbildung 5.7: In (a) ist der Versuchsaufbau mit dem HEB-Detektorsystem zu sehen. Die Polarisationsfilter können je nach Bedarf auf- bzw. abgebaut werden. In (b) ist das THz-Signal von zwei konsekutiven Bunchen im Multi-Bunch-Betrieb an ANKA, aufgenommen mit dem HEB-Detektorsystem, dargestellt. Die schematische Darstellung vom Aufbau ist in (c) abgebildet. Der THz-Strahl kommt vom IR1-Diagnostikport und wird mithilfe eines Parabolspiegels auf die 1.2 mm große, aktive Detektorfläche geleitet. Diese befindet sich ca. 40 mm hinter dem äußeren Vakuumfenster im Detektorgehäuse. [49].

chung der CSR-Strahlungsleistung. Dies kann entweder durch geeignete, spektral neutrale Abschwächermaterialien oder durch Apertüreinschränkung realisiert werden. Die Problematik der stufenweisen Abschwächung zeigt sich negativ bei der Datenanalyse, da das abgeschwächte Signal mit verschiedenen Signal-zu-Rauschverhältnissen aufgenommen wird. Es erscheint somit in allen Messdatendarstellungen in Form eines Intensitätssprunges. Die Normierung auf die Gesamtintensität einer Messreihe gleicht selbstverständlich das Signal an, die unterschiedlichen Signal-zu-Rauschverhältnisse sind dennoch deutlich sichtbar.

5.3.3 Beobachtung der Bursting-Moden im Spektrogramm

Erste Studien des Bursting-Verhaltens an ANKA wurden 2005 durchgeführt [18, 102]. Die Einschränkung der zeitlichen Auflösung durch die langsame Antwortzeit des Silizium-Bolometers erlaubte jedoch nur die Untersuchung der niederfrequenten Bursting-Anteile. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden die Bursting-Moden einzelner Bunche mit einem schnellen HEB-Detektorsystem untersucht. Dabei wurde der Frequenzbereich der Modulationen mit hoher Auflösung komplett abgedeckt. Als eine geeignete Darstellung der Änderungen im Bursting-Verhalten wurden Spektrogramme gewählt. Abbildung 5.8 zeigt die Bursting-Moden an ANKA für die 8.5 kHz Low- α_c -Optik (Tabelle 5.1) in Form eines Spektrogramms. Die horizontale Achse des Spektrogramms gibt die Frequenz der Modulation des CSR-Signals relativ zu der Umlaufharmonischen und die vertikale Achse den zugehörigen Bunchstrom wieder. Die farbliche Codierung enthält die Intensität der Bursting-Modulation. Zu sehen sind die Bursting-Moden im Strombereich von 0.22-0.42 mA. Die erwartete Burstingschwelle liegt nach Gl. 4.40 bei ca. 0.28 mA. Im Spektrogramm treten bei diesem Wert deutliche Modulationen bei ca. 40 kHz und auch höheren Harmonischen auf. An der gleichen Schwelle ist auch der Ansatz der niederfrequenten Modulationen zu erkennen. Die Frequenz der Modulationsbänder steigt mit dem Bunchstrom. Die Ursache für diese Verschiebung kann die effektive Bunchverlängerung aufgrund der *Potential Well Distortion* sein. Das 40 kHz-Modulationsband verschiebt sich dabei hin zu ca. 42 kHz bei 0.355 mA. Dies entspricht hier etwa $\sim 5f_s$. Oberhalb von 0.355 mA ist eine klare Verhaltensänderung in der CSR-Abstrahlung zu sehen. Deutlich wird die Aufweitung und zusätzliche Aufspaltung der Modulationsbänder. Im Bereich der niederfrequenten Modulation bei 400 Hz bilden sich hier mehrere sehr intensive Modulationsbänder mit bis zur 4 Harmonischen aus. Es existiert leider momentan keine theoretische Vorhersage für die CSR-Verhaltensänderung bei höheren Schwellen.

Als ein weiteres Merkmal in Abbildung 5.8 ist die f_s Linie bei 8.5 kHz zu sehen. Dies ist ein Indiz für eine longitudinale Oszillation der gesamten Ladungsverteilung um eine gemeinsame Gleichgewichtslage: kohärente Synchrotronschwingung. Diese Oszillation wirkt sich primär auf die Ankunftszeit des THz-Pulses am Detektor aus, was für die *External-Sampling*-Methode eine scheinbare Veränderung der Signalamplitude mit f_s erzeugt. Eine von der Messmethode unabhängige Konsequenz dieser Oszillation ist die Verformung der Bunchlänge an Umkehrpunkten der Schwingung aufgrund der longitudinalen Teilchendynamik (siehe Abbildung 2.18). Zur Untersuchung von diesem Verhalten wurde im Rahmen dieser Studie eine Simulation mit dem Teilchen-*Tracking-Code* AT [42] durchge-

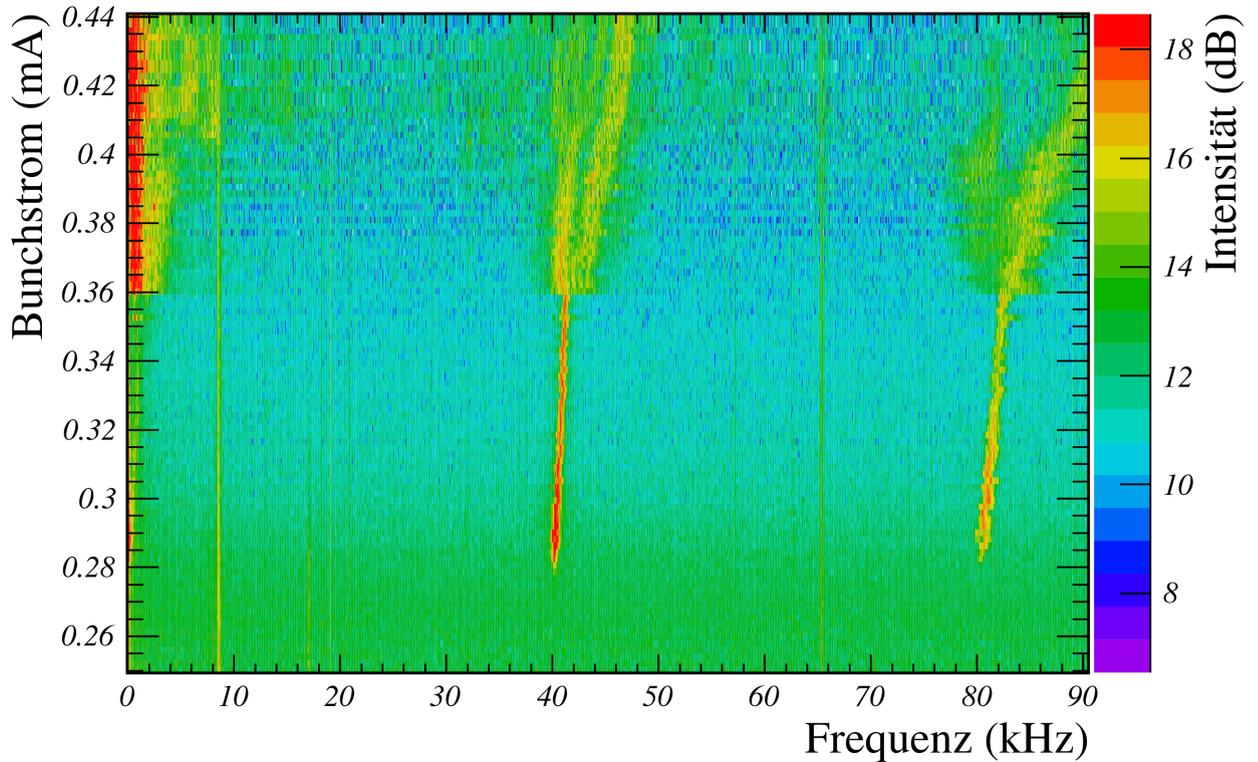


Abbildung 5.8: Dargestellt ist das Bursting-Moden-Spektrogramm für die 8.5 kHz Low- α_c -Optik an ANKA. Die horizontale Achse des Spektrogramms gibt die Frequenz der Modulation des CSR-Signals und die vertikale Achse den zugehörigen Bunchstrom wieder. Die Farbcodierung stellt die Amplitude der Modulation dar. Die Bursting-Emission ist oberhalb von ca. 0.28 mA bei ca. 40 kHz und höheren Harmonischen zu sehen. Dies stimmt mit der Messung in Abbildung 5.1 und dem theoretischen Erwartungswert von 0.283 mA sehr gut überein. Die Modulationsbänder verschieben sich leicht zu höheren Frequenz mit dem steigenden Bunchstrom. Bei ca. 0.355 mA wurde eine plötzliche Änderung vom Burstingverhalten beobachtet. Hier treten sehr intensive Modulationen in Bändern zwischen 400 und 600 Hz auf. Die anfänglichen Modulationsbänder verbreitern und zersplittern sich erheblich. Die Frequenz der Bänder variiert mit dem Bunchstrom. Dies ist ein Indiz für eine Bunchverlängerung und sehr starke *Microbunching-Instabilität*. Über den kompletten Strombereich lässt sich die Modulation mit der Synchrotronfrequenz $f_s = 8.5$ kHz beobachten. Die zweite Harmonische $2f_s$ ist bei dieser Messung nur unterhalb der Burstingschwelle schwach erkennbar. Die Linie bei 65 kHz scheint eine elektrische Störung zu sein.

(PUBLIZIERT IN [103])

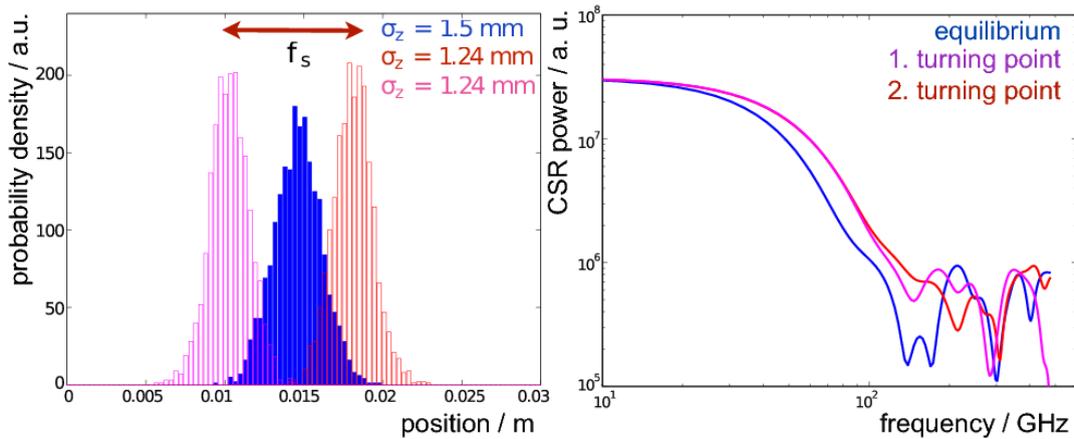


Abbildung 5.9: Abhängig von der Amplitude der Synchrotronoszillation lässt sich zeigen, dass aus strahldynamischen Gründen die Bunchlänge an den Umkehrpunkten geringfügig abnimmt. Die Verkürzung der Bunchlänge zweimal pro Synchrotronperiode bewirkt die Veränderung des abgestrahlten CSR-Spektrums gemäß Gl. 3.2, so dass das THz-Signal eine zeitliche $2f_s$ -Modulation aufweist.
(PUBLIZIERT IN [103])

führt. Bei einer größeren Synchrotronoszillationsamplitude wurde tatsächlich eine kürzere Bunchlänge an beiden Umkehrpunkten der Schwingung beobachtet, wie in Abbildung 5.9 links darstellt. Dieser Effekt bewirkt gemäß Gl. 3.2 eine Veränderung des abgestrahlten CSR-Spektrums (Abbildung 5.9, rechts) [103]. Das THz-Signal oszilliert entsprechend im Endergebnis mit $2f_s$, siehe Abbildung 5.10 (a). Der Anstieg der mittleren CSR-Intensität in dieser Simulation ist durch die Verkürzung der Bunchlänge aufgrund der simulierten Synchrotronstrahlungsdämpfungsprozesse entstanden. Eine Fourier-Transformation des Signalverlaufs zeigt in Abbildung 5.10 (b) das zugehörige Spektrum der Modulationen. Die geraden Harmonischen der Synchrotronfrequenz sind wie erwartet deutlich ausgeprägt. Die ungeraden Harmonischen sind hier nur aufgrund der fehlenden Apodisation⁶ zu sehen. Im Rahmen der Burstingstudien wurde eine Testmessung bei Injektionsenergie von 0.5 GeV an ANKA durchgeführt. Dabei ist die Bunchlänge gemäß Gl. 3.11 verkürzt. Zur Anpassung der transversalen Trajektorie des gespeicherten und zu injizierenden Strahls werden spezielle Injektionsmagnete⁷ eingesetzt. Die dadurch erzeugte transversale Anregung bewirkt die Änderung der Pfadlänge im Magnetfeld und somit gemäß Gl. 3.8 eine relative Impulsänderung im longitudinalen Phasenraum. Auf diese Weise wird eine kohärente Synchrotronoszillation angeregt. Die Messung des Bursting-Spektrogramms während der Injektion am ANKA-Speicherring ($f_s \approx 40$ kHz) in Abbildung 5.11 zeigt die erwartete Modulationsbänder mit $2f_s$ und höheren Harmonischen. Zu sehen sind auch die ungeraden Harmonischen der Synchrotronoszillation durch die Modulation der Ankunftszeit des

⁶Im Regelfall sind die Ränder eines Datensamples der Länge T nicht stetig. Beim Durchführen der Fourier-Transformation werden in diesem Fall viele Harmonischen von $f = 1/T$ zwangsläufig erzeugt. Die Anwendung einer dedizierten Filterfunktion zur Vermeidung des Sprunges (Apodisation) liefert bei numerischer Fourier-Transformation bessere Ergebnisse.

⁷*Injektionsmagnete* – zur Injektion in ein vorhandenes Phasenraumvolumen werden für Anpassung der transversalen Impulse der gespeicherten und ankommenden Teilchen spezielle Injektionsmagnete wie Kicker (kurzer Ablenkmagnetfeld-Puls) und Septum (lokales Magnetfeld einer kurzen Dauer) verwendet.

Pulses am THz-Detektor.

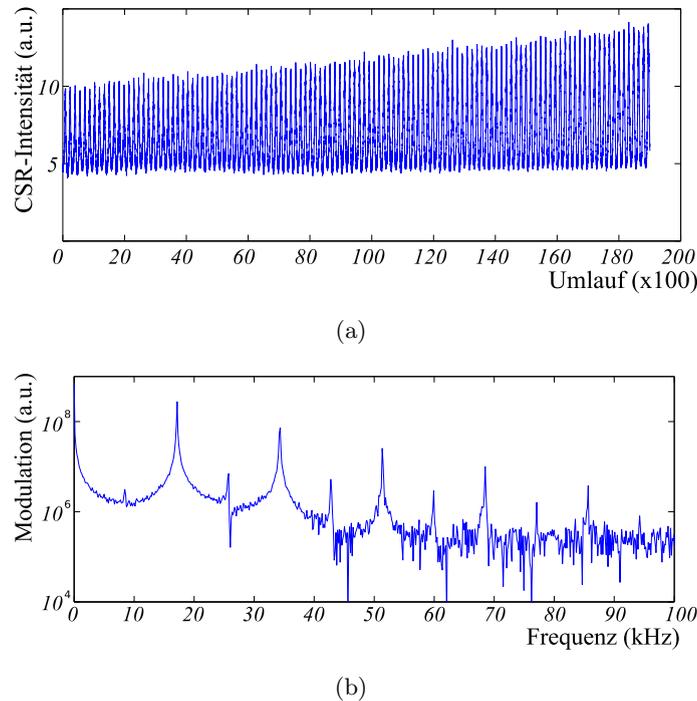


Abbildung 5.10: Simulationsergebnisse zeigen bei einer künstlich eingeführten Energieabweichung die erwartete kohärente Synchrotronschwingung. Die *Turn-by-Turn* Fourier-Transformation der longitudinalen Projektion des Phasenraums ist proportional zum Formfaktor (Gl. 3.2) und somit zur CSR-Intensität. In (a) ist die Schwankung der CSR-Intensität für 19000 konsekutive Umläufe zu sehen. Da sich die Bunchlänge durch die Dämpfung verkürzt, ist eine Erhöhung der Gesamtintensität zu sehen. Im Frequenzraum (b) ist die erwartete Bursting-Modulation (FFT des zeitlichen Verlaufs) zu sehen. Die geraden Harmonischen von f_s sind wie erwartet sehr stark ausgeprägt. Die ungeraden Harmonischen sind durch fehlende Apodisation entstanden.

5.3.4 Merkmale der Bursting-Moden

In einer weiteren Studie der Bursting-Moden für eine 8.36 kHz Low- α_c -Optik wurde ein größerer Bunchstrombereich von 0.2 bis 1.3 mA abgedeckt. Gleichzeitig wurde auch eine Methodenstudie für einen Vergleich von der direkten Spektrogrammmessung mittels eines Spektrum-Analysators und einer Rekonstruktion über die FFT des zeitlichen Verlaufs, aufgenommen mit der *External-Sampling*-Methode am Oszilloskop, durchgeführt. Die Frequenzauflösung beider Methoden ist bei der vorgestellten Messung vergleichbar und liegt bei ca. 10 Hz. Abbildung 5.12 zeigt ein Spektrogramm für beide Methoden.

Die Datenaufnahme wurde in äquidistanten Zeitabständen ausgelöst. Die Auftragung des Spektrogramms gegen die Sample-Nummer bietet sehr gute vertikale Auflösung in einer linearen Darstellung. Die Ergebnisse beider Methoden (a,b) sind vergleichbar. Wie bereits im vorherigen Kapitel erwähnt, wurde zur Erweiterung der Detektordynamik eine

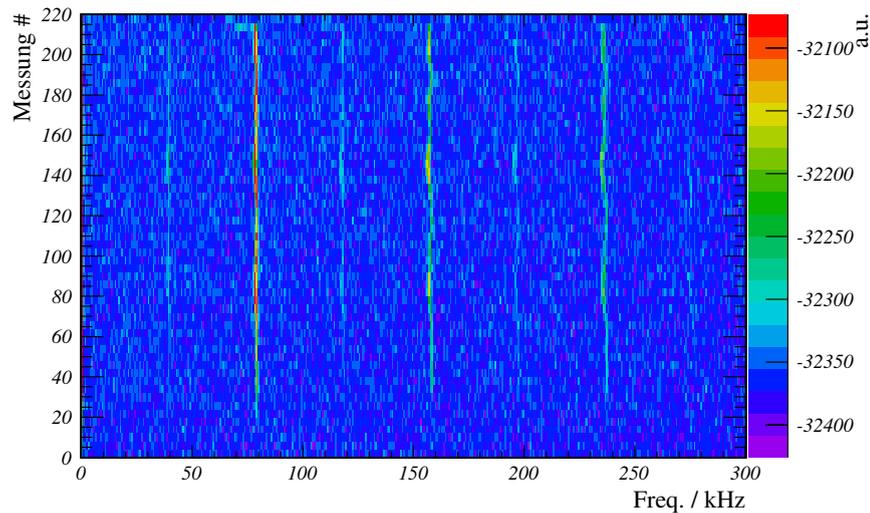
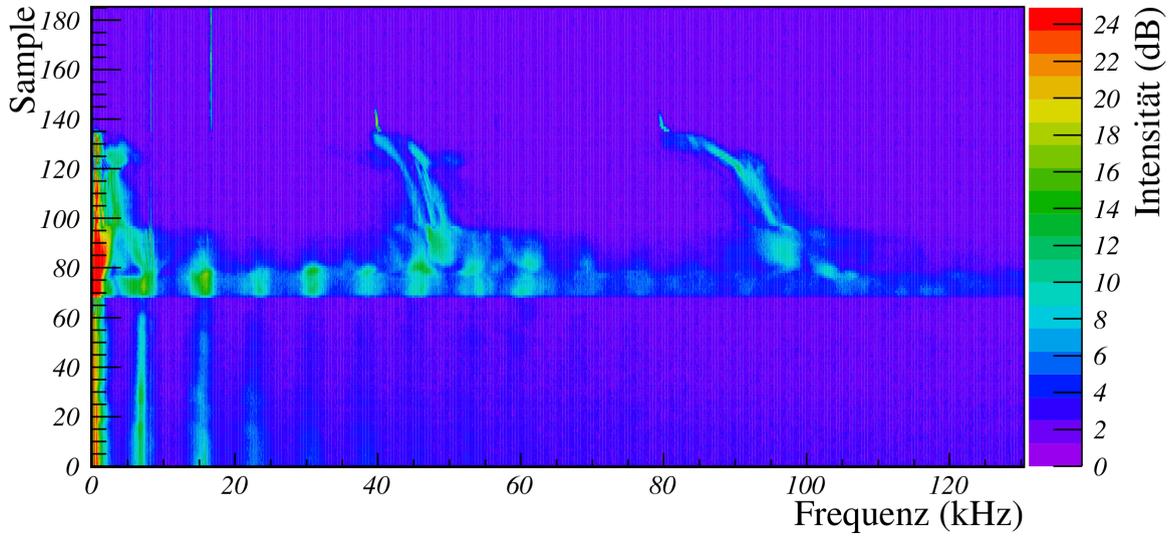


Abbildung 5.11: Dargestellt ist ein Spektrogramm der Modulationen von CSR während einer Injektion an ANKA. Die Frequenz der Synchrotronschwingung beträgt dabei $f_s \approx 39.5$ kHz. Durch die Verformung der Bunchlänge an Umkehrpunkten der kohärenten Synchrotronszillation wird die CSR-Emission mit $2f_s$ und höheren Harmonischen verstärkt.

stufenweise Abschwächung des Signals durch Apertureschränkung (hier bei Sample 70 und Sample 135) durchgeführt. Die Wirkung dieser Abschwächung ist in Abbildung 5.12 (b) besonders klar zu sehen. Bei der direkten Messung mit einem Spektrum-Analysator ist nur die Abschwächung zum späteren Zeitpunkt (Sample 135) erkennbar. Die analoge Bandbreite des Spektrum-Analysators ist wesentlich schmaler im Vergleich zum verwendeten Oszilloskop, was den Rauschpegel deutlich herabsetzt [105]. Zusätzlich geschieht die Aufnahme des Spektrums mit *External-Sampling*-Methode im Basisband (um 0 Hz), wo sehr viele elektrische Rauschquellen wie z.B. Netzgeräte, Pumpen, etc. einen Beitrag zum Spektrum liefern können. Dagegen wurde bei der Messung mit Spektrum-Analysator die Freiheit genutzt eine höhere Harmonische der Umlauffrequenz zu wählen (siehe Kapitel 5.3.1).

Trotz der besseren vertikalen Auflösung sind die Spektrogramme in der zeitlichen Auftragung bei der Interpretation der Bursting-Moden nur bedingt hilfreich. Diese können zwar sehr gut für Vergleiche der feinen Sub-Strukturen herangezogen werden, es ist jedoch besser für phänomenologische Studien die Modulationen für unterschiedliche Bunchströme zu betrachten. In Abbildung 5.13 sind die Spektrogramme beider Messmethoden, mit dem Spektrum-Analysator (a) und mit dem Oszilloskop (b), gegen den Bunchstrom aufgetragen. Auch hier ist die oben erwähnte stufenweise Veränderung durch die Abschwächung erkennbar (bei ca. 0.375 mA und ca. 0.719 mA). Zusätzlich zu den in Abbildung 5.8 gezeigten Bursting-Moden sind hier weitere Merkmale zu sehen. Es wurde im Rahmen der Studie eine weitere CSR-Verhaltensänderung bei einem höheren Bunchstrom $I \approx 0.59$ mA festgestellt, wie Abbildung 5.13 zeigt. Dies entspricht in etwa der doppelten Burstingschwelle, die bei ca. 0.28 mA liegt. Zu erkennen ist, dass die erwähnten Burstingbänder um 0 Hz, 40 kHz und deren höhere Harmonischen oberhalb dieser Schwelle verschwinden. Stattdessen tritt



(a) Spektrum-Analysator

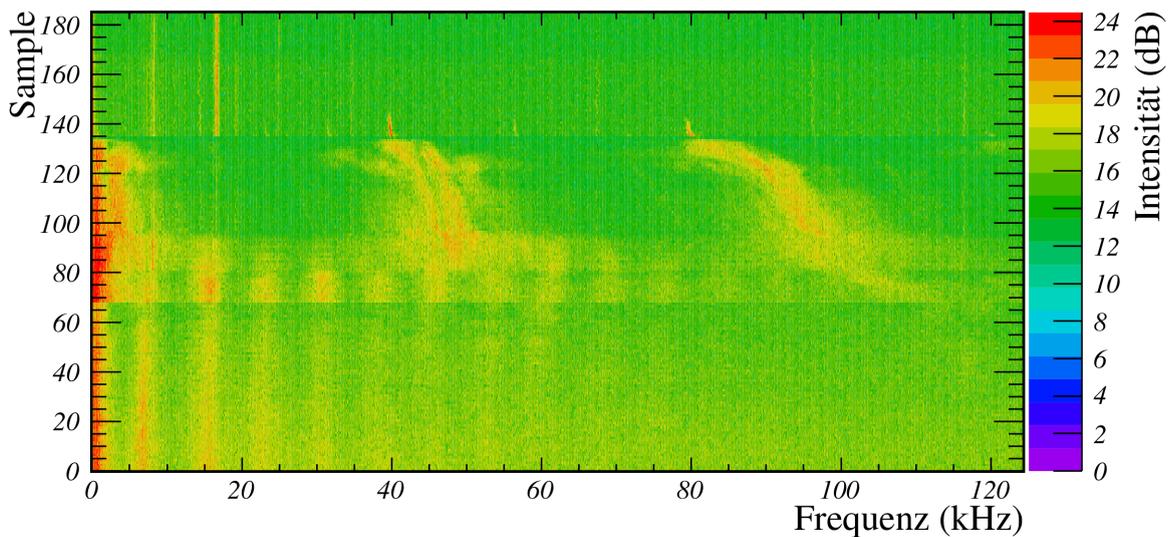
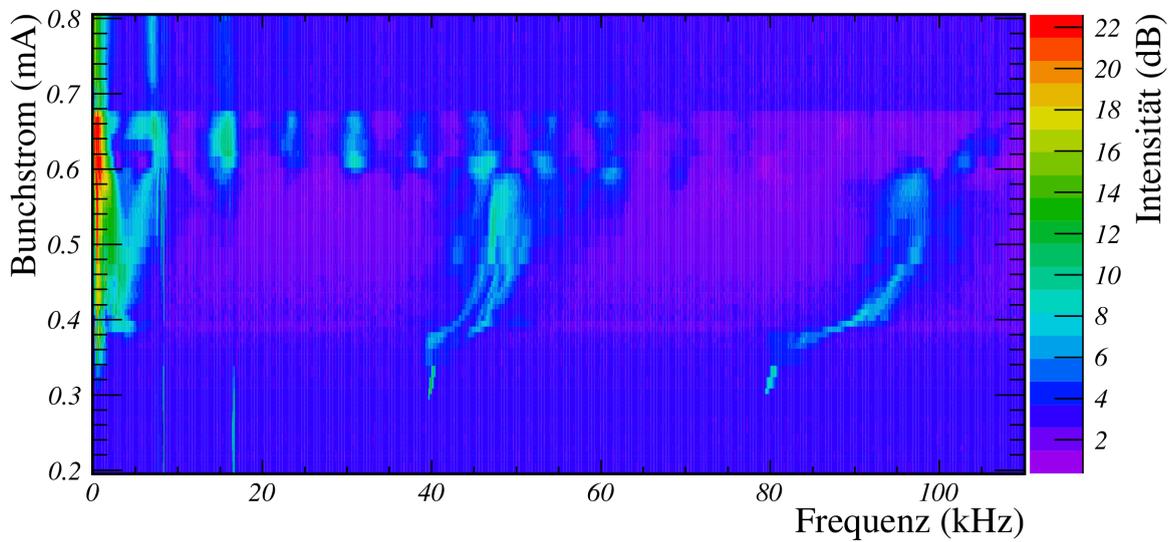
(b) *External-Sampling-Method*e

Abbildung 5.12: Bursting-Spektrogramme für die 8.36 kHz Low- α_c -Optik aufgenommen direkt mit einem Spektrum-Analysator (a) und indirekt durch FFT vom zeitlichen Verlauf mit der *External-Sampling-Method*e (b). Die Frequenzauflösung beträgt 10 Hz. Alle erwähnten Merkmale der Bursting-Moden sind für beide Messmethoden deutlich erkennbar. Die Synchrotronfrequenzlinie bei $f_s = 8.36$ kHz ist deutlich zu sehen. Die zweite Harmonische $2f_s$ ist ebenfalls vorhanden bis zum Eintritt in das Bursting-Regime. Die globalen Leistungsstufen bei Sample 70 und Sample 135 sind durch die gezielte Abschwächung des Signals zur Einhaltung des dynamischen Bereichs des Detektors verursacht.



(a) Spektrum-Analysator

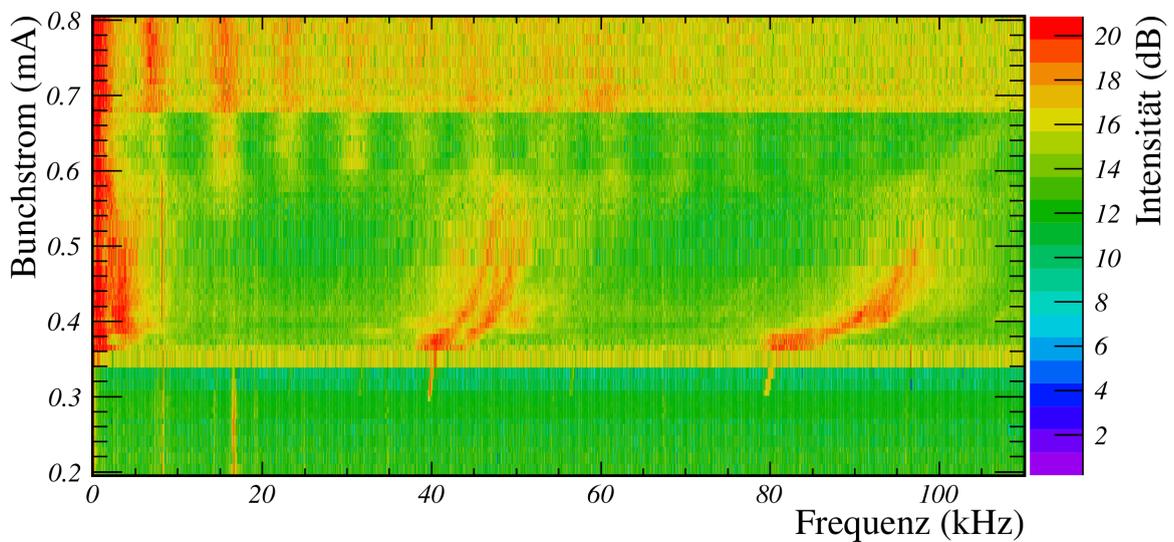
(b) *External-Sampling-Methode*

Abbildung 5.13: Bursting-Moden-Spektrogramme wie in Abbildung 5.12 in Auftragung gegen den Bunchstrom für Singlebunch-Füllung und eine Synchrotronfrequenz von 8.36 kHz. Die Burstingschwelle ist bei ~ 0.28 mA zu sehen. Die Änderung der Gesamtintensität bei 0.374 mA und bei 0.719 mA sind Artefakte der Messung, da der dynamische Bereich des Detektors durch zusätzliche Abschwächung erweitert wurde. Zusätzlich zu den in Abbildung 5.8 beobachteten Bursting-Merkmalen ist hier noch eine weitere Schwelle bei ca. 0.59 mA zu sehen. Oberhalb dieser Schwelle ändert sich das Bursting-Verhalten grundlegend und die vorherigen Moden verschwinden. Bei hohen Strömen treten Burstingbänder bei einer Frequenz von $f_r = 7.5$ kHz und höheren Harmonischen auf. Die Frequenz f_r hängt im abgedeckten Messbereich nicht vom Bunchstrom ab. (PUBLIZIERT IN [104])

Bursting in periodischen Bändern einer Frequenz $f_r \approx 7.5$ kHz und deren Harmonischen auf. Diese Frequenz liegt signifikant unterhalb der Synchrotronfrequenz $f_s = 8.36$ kHz. Spätere Untersuchungen zeigten, dass eine geringfügige Verschiebung zu niedrigeren Frequenzen bei hohen Bunchströmen auch für andere verwendete Low- α_c -Optiken und HF-Spannungen auftritt, wie im Kapitel 5.5 dargestellt. Die Amplitude der Modulation nimmt wie auch vorhin zu den höheren Harmonischen ab. Im Gegensatz zu den Bursting-Moden unterhalb 0.59 mA ist hier keine deutliche stromabhängige Verschiebung zu beobachten, was zumindest für den hier abgedeckten Bunchstrombereich $I < 1.3$ mA gilt. Eine weitere Beobachtung bei dieser Messung war die Abschwächung der höheren Harmonischen der beschriebenen Modulation zu den höheren Strömen hin. Spätere Vergleichsmessungen haben jedoch gezeigt, dass dies aufgrund der Sättigung des Detektors zustande kommt. Der Detektor wirkt im gesättigten Zustand wie ein Tiefpassfilter, da die hochfrequenten Schwankungen eines Burstingausbruches hoher Intensität nicht mehr wiedergegeben werden können. Stattdessen liefert der Detektor einen Anstieg der Intensität bis zur Sättigungsgrenze, ein Plateau und einen Signalabfall.

Das Burstingverhalten bei niedrigen Frequenzen ist in Abbildung 5.14 zu sehen. Der Verlauf der Synchrotronfrequenzlinie $f_s = 8.36$ kHz zeigt in (a) bei ca. 0.59 mA eine Aufspaltung in mehrere Subbänder, die sehr stark vom Bunchstrom abhängen. Bei der $2f_s$ ist an dieser Schwelle ebenfalls Aktivität, jedoch keine Aufspaltung, zu sehen. Die $2f_s$ -Linie ist im stabilen Regime (unterhalb der Burstingschwelle) verstärkt ausgeprägt und verschwindet im Bursting. Die stärkste Aktivität tritt in Modulationsbändern im sehr niederfrequenten Bereich unterhalb von 1 kHz auf. Diese Bänder variieren sehr stark mit dem Bunchstrom.

5.3.5 Systematisierung des Bursting-Verhaltens

Im Rahmen der durchgeführten Studien der Bursting-Moden wurde folgende Systematik für verwendete Low- α_c -Optik festgestellt: Die Berechnung der Burstingschwelle für den ANKA Speicherring nach Gl. 4.43 liegt in guter Übereinstimmung mit den gemessenen Werten. Insgesamt sind vier Bursting-Regime mit verschiedenen CSR-Strahlungscharakteristiken zu beobachten. Das stabile Regime ist unterhalb der erwarteten Burstingschwelle. Hier tritt kein Bursting auf. Lediglich die f_s - und $2f_s$ -Modulationen sind ausgeprägt. Die f_s -Linie ist eine Modulation der Ankunftszeit des THz-Pulses am Detektor und eine intrinsische Eigenschaft dieser Messmethode. Die $2f_s$ -Linie spiegelt die durch die Synchrotron-schwingung verursachte Bunchlängenänderung wider, wie in Abbildung 5.9 dargestellt wurde. Das Bursting beginnt oberhalb der erwarteten Burstingschwelle. Hier lassen sich drei verschiedene Bursting-Regime (die sich schwellenartig ändern) unterscheiden. Im Bunchstrombereich 0.28 – 0.355 mA treten geordnete, relativ schmale Modulationsbänder um 0 Hz, ca. 4 bis $5f_s$ und höheren Harmonischen auf. Dieses Regime wird im Folgenden als reguläres Bursting bezeichnet. Die Bänder verschieben sich geringfügig mit dem steigenden Bunchstrom zu höheren Frequenzen, wie auch in [106, 107, 108] beobachtet wurde. Anschließend ändert sich im Bereich 0.355 – 0.59 mA das Regime schwellenartig und die schmalen Bänder werden sehr breit aufgefächert. Dementsprechend wird diese Schwelle

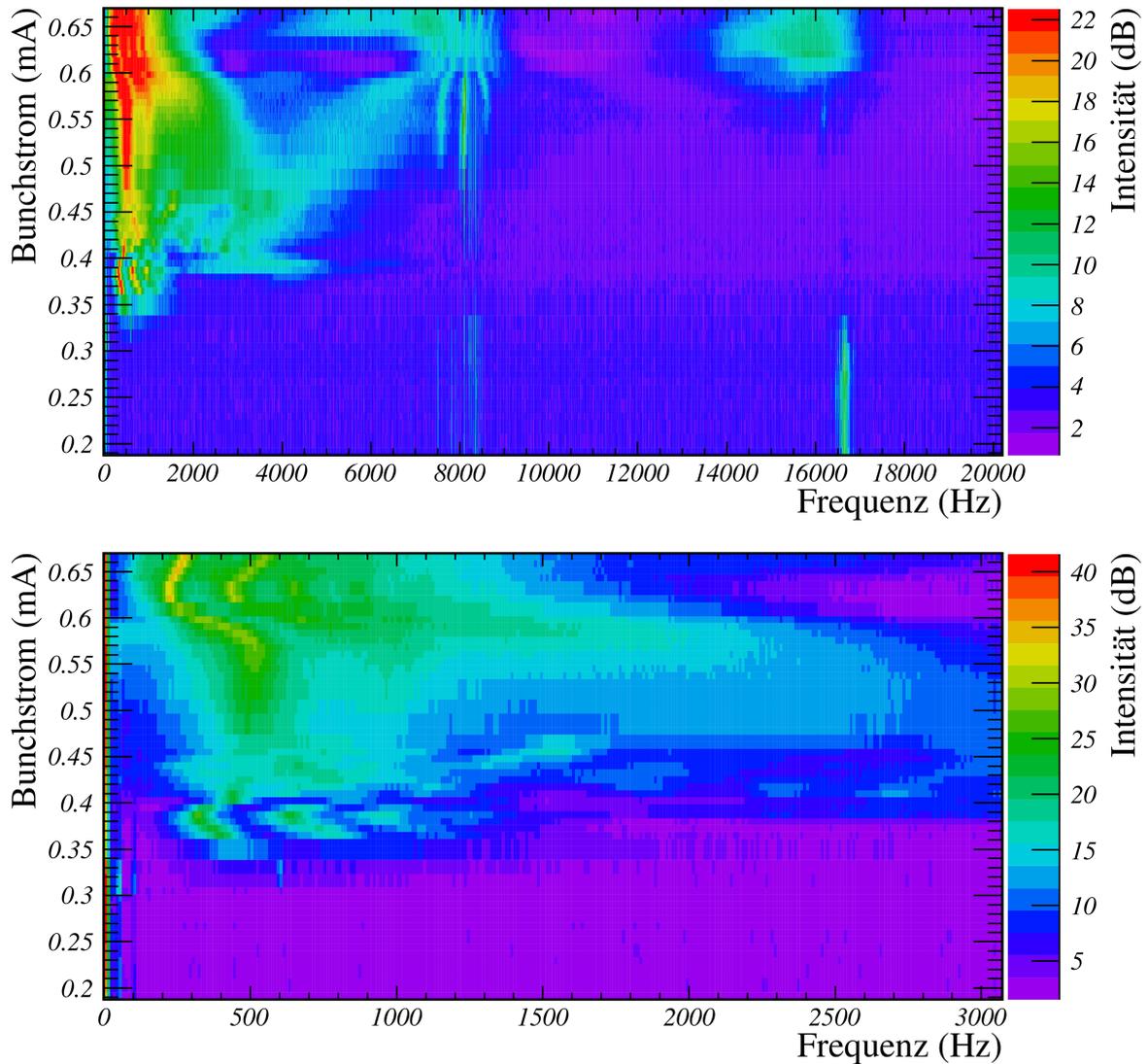


Abbildung 5.14: Bei näherer Betrachtung des Spektrogramms im niederfrequenten Bereich sind einige weitere Merkmale zu sehen. So sind die f_s - und $2f_s$ -Linien in Sub-Bänder unterteilt, die mit 50 Hz separiert sind, was sowohl ein Indiz für einen Störeinfluss der Netzspannung auf die Messinstrumente als auch tatsächliche Modulation des Elektronenbunches durch die geringfügig fluktuierende Magnetfelder sein kann.

im Folgenden als *Spread*-Schwelle bezeichnet. Hier verschieben sich nun die verbreiteten Bursting-Bänder weiterhin zu höheren Frequenzen. Im niederfrequenten Bereich treten in diesem Regime sehr starke Modulationen auf. Bei noch höheren Bunchströmen oberhalb von ca. 0.59 mA findet eine weitere Änderung des Burstingverhaltens statt. Es erscheinen sehr geordnete Burstingbänder an Frequenzen geringfügig unterhalb der Synchrotronfrequenz und deren Harmonischen. Die hochfrequenten Bänder aus dem *Spread*-Regime vermischen sich mit den neuen Bändern in einem schmalen Strombereich und verschwinden bei höheren Strömen komplett. Im Folgenden wird dieses Verhalten als das resonante Bursting bezeichnet. Die resonante Schwelle von ca. 0.59 mA entspricht in etwa der doppelten, regulären Burstingschwelle von 0.28 mA. Das Auftreten von chaotischem Verhalten wurde im betrachteten Bunchstrombereich nicht beobachtet.

5.3.6 Bursting als Fluktuation der THz-Strahlung

Einen intuitiven Einblick in das Bursting-Verhalten bietet die Darstellung der zeitlichen Fluktuation des THz-Signals, wie schon in Abbildung 5.5 gezeigt wurde. Da die niederfrequenten Schwingungen jedoch erst im *Spread*-Regime dominieren, lässt sich somit erst oberhalb der *Spread*-Schwelle eine deutlich ausgeprägte Fluktuation mit einem guten Signal-zu-Rausch-Verhältnis beobachten. In Abbildung 5.15 ist jeweils eine Zeitsequenz von 12 ms des mit dem HEB aufgenommenen THz-Signals für verschiedene Bunchströme der 8.36 kHz Low- α_c -Optik dargestellt. Die Sequenz (a) knapp unterhalb der *Spread*-Schwelle von ca. 0.344 mA zeigt hauptsächlich das Rauschen des Verstärkers. Die schwachen hochfrequenten Oszillationen des regulären Bursting-Regimes sind ohne Post-Processing im Rauschen nicht erkennbar. Das THz-Signal wurde hier mithilfe der Abschwächung absichtlich reduziert, damit der dynamische Bereich des Detektors die starke Intensitätszunahme im Bursting abdecken kann.

Oberhalb der *Spread*-Schwelle (b) treten starke periodische Ausbrüche auf. Die Zeit zwischen den Ausbrüchen beträgt ungefähr 2.5 ms, was einer Frequenz von ~ 400 Hz entspricht und sich gut im Frequenzraum beobachten lässt (Abbildung 5.14). Bei höheren Strömen (c) ist bei gleicher Periodizität eine Substruktur der Ausbrüche zu erkennen. Die Substruktur zeigt 3 – 4 Peaks (der vierte kann auch sehr nah am Rauschlevel vermutet werden), die jeweils mit 0.15 – 0.2 ms auseinander liegen. Dies entspricht einer Modulation von 5 – 6.7 kHz. Anhand des 4. Ausbruchs ist zu sehen, dass die langsame und schnelle Störung nicht in Phase sind. Sind die zwei Bursting-Frequenzen tatsächlich entkoppelt, so können die Störungen nach dem störungstheoretischen Ansatz von Stupakov [76] von zwei verschiedenen Impedanzquellen ausgehen. Diese Konsequenz wurde in [104] diskutiert. Bei höheren Strömen (d) wird die Fluktuation der THz-Strahlung zunehmend unregelmäßiger und scheinbar chaotischer bis sie sich oberhalb der Resonanzschwelle (e) bei ca. 300 Hz (3.5 ms) stabilisiert. Hier ist auch die Sättigung des Detektors zu sehen. Das Plateau bei 0.4 V unterdrückt die stärkere Fluktuationen, dadurch entsteht eine Tiefpasswirkung auf das Signal. Die Gesamtdauer eines Ausbruchs in (e) beträgt etwa 1.0 ms. Die natürliche longitudinale Dämpfungszeit an ANKA beträgt ungefähr 10 ms bei 1.3 GeV. Die Anstiegs- und Abklingzeit der einzelnen Bursts ist deutlich geringer. Dies spricht dafür, dass das

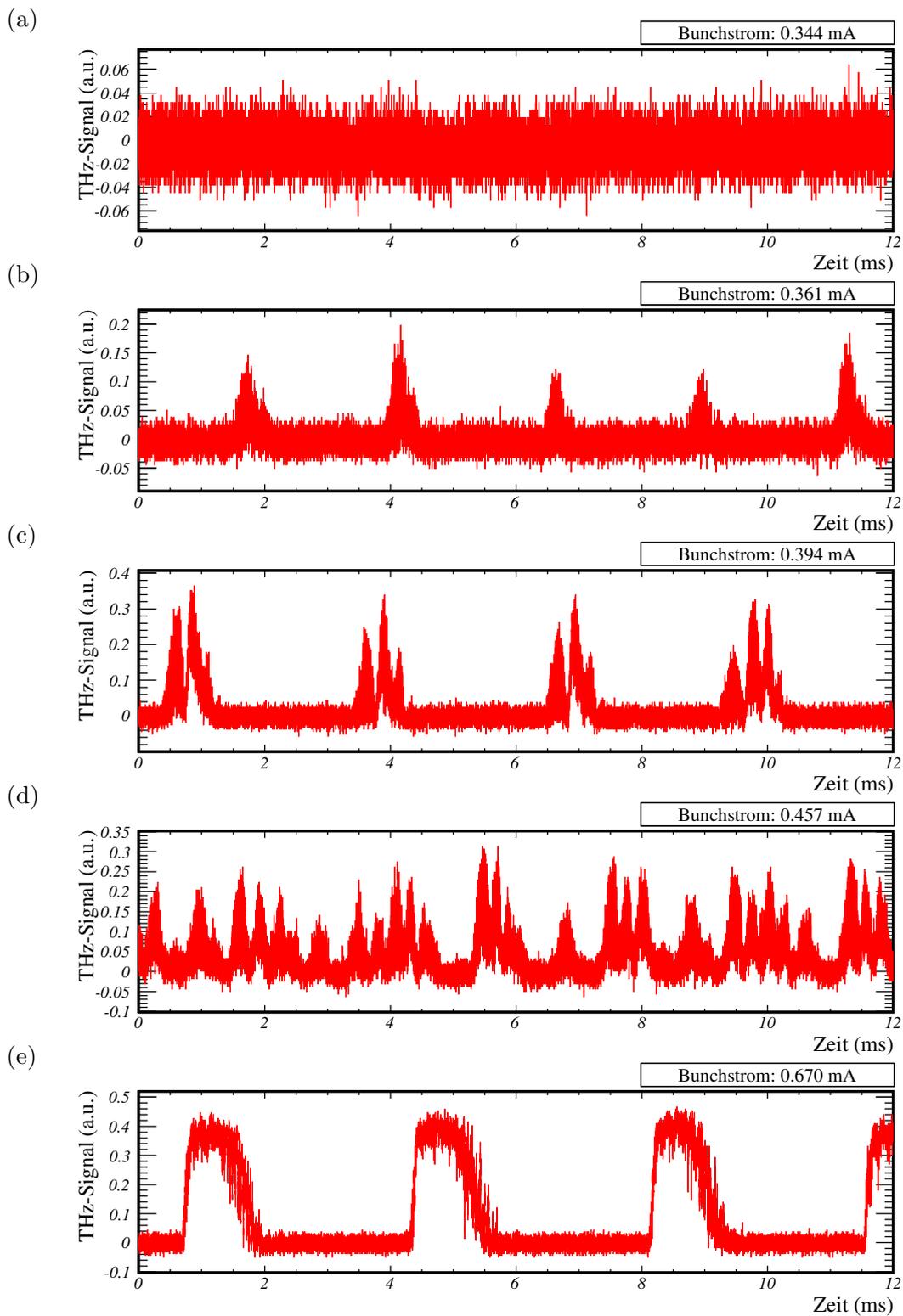


Abbildung 5.15: Bei der 8.36 kHz Low- α_c -Optik im regulären Bursting-Regime (a) ist die hochfrequente Fluktuation des THz-Signals im Rauschpegel kaum zu erkennen. Oberhalb der *Spread*-Schwelle bei ca. 0.355 mA (b) treten periodische Ausbrüche auf. Die Substruktur in (c) zeigt 3 – 4 Peaks. Bei höheren Strömen (d) wird die Fluktuation zunehmend unregelmäßiger, bis sie sich oberhalb der Resonanzschwelle (e) bei ca. 300 Hz (ca. 3.5 ms) stabilisiert. Die Abflachung des Ausbruches in (e) deutet auf das Sättigungsverhalten des Detektors. Bei weiterer Stromerhöhung bleibt die Fluktuation in Form und Frequenz in etwa gleich.

Abklingen der Ausbrüche nicht auf normale Dämpfungsmechanismen zurückzuführen ist. Das Erscheinen und Verschwinden der Ausbrüche ist mit der Erfüllung der Kohärenzbedingung gemäß Gleichung 3.1 verknüpft, welche durch die instantane, longitudinale Ladungsverteilung bestimmt ist. Die Teilchen bewegen sich im Phasenraum auf Ellipsenbahnen (siehe Kapitel 2.6) mit der Synchrotronfrequenz von $f_s = 8.36$ kHz. Dabei geschieht eine vollständige Rotation der Teilchen innerhalb der Synchrotronschwingungsperiode von $T_s = 0.12$ ms. Eine globale Verformung des longitudinalen Phasenraumes würde eine $2f_s$ Fluktuation mit höheren Harmonischen hervorrufen, dies gibt keine Erklärung für die langsamen Ausbrüche. Das Erscheinen dieser Ausbrüche ist wie in Kapitel 4.5 eingeführt, auf *Microbunching*-Instabilität aufgrund der CSR-Impedanz zurückzuführen. Das schnelle Verschwinden eines Bursting-Ausbruchs wird durch die in Gl. 3.8 beschriebenen dispersiven Einfluss begünstigte Filamentation des longitudinalen Phasenraums verursacht. Im Rahmen einer akademischen Studie zur Auswirkung der Filamentation auf ultra-kurze Bunche der Plasma-Wake-Feld-Beschleuniger an ANKA wurde dies bestätigt [109].

5.4 Mittlere Intensität und das Bursting-Tastverhältnis

Das Verständnis der CSR-Signalverläufe für verschiedene Ströme im Bursting bei einer Aufnahme mit langsamen Detektoren ist für die CSR-Leistungseinschätzungen sehr wichtig. Wenn im *Steady-State*-Regime die CSR-Intensität quadratisch mit dem Strahlstrom skaliert, so erscheint das Verhalten im Bursting zunächst völlig willkürlich, wie Abbildung 5.16 (a) zeigt. Hier ist das gemittelte Signal, aufgenommen mit einem HEB-Detektorsystem, dargestellt. Dies entspricht dem Verhalten eines langsamen integrierenden Detektors. Unterhalb der Burstingschwelle von ca. 0.28 mA (Synchrotronfrequenz: ~ 8 kHz, HF-Spannung: 4×150 kV) skaliert das Signal $\propto I^2$. Oberhalb der Burstingschwelle steigt die mittlere Strahlungsintensität zunächst an und bricht bei ca. 0.35 mA ein. Das Verhalten wiederholt sich noch einmal bei ca. 0.52 mA. Der erste Stromwert entspricht der Spread-Schwelle und der zweite der resonanten Schwelle in Abbildung 5.13. Es besteht offenbar ein Zusammenhang zwischen der mittleren CSR-Intensität und Änderungen der Bursting-Moden. Es konnte folgende Erklärung dafür gefunden werden. Die kurzzeitigen Bursting-Ausbrüche werden von einem langsamen THz-Detektor integriert und obwohl die Maximalamplituden einzelner Peaks sehr hoch ist, zeigt der Detektor einen vom Tastverhältnis⁸ abhängigen Effektivwert an. Zum Beispiel zeigen die Signalverläufe in Abbildung 5.15 (c,d) bei annähernd gleichen Amplitude unterschiedliche Tastverhältnisse. Ein integrierender Detektor misst in diesen Fällen entsprechend zwei verschiedene Intensitäten. Der Signalverlauf in Abbildung 5.15 (e) zeigt eine deutlich höhere Amplitude als in 5.15 (d), der Effektivwert ist jedoch geringer. In Abbildung 5.16 (b) ist der maximale Signalwert am Detektor für die gleiche Messung zu sehen. Die Messwerte steigen ohne Einbrüche mit dem Bunchstrom an. Zu sehen ist auch, dass die Werte oberhalb von 0.35 mA sättigen.

⁸Tastverhältnis - engl. *duty cycle* - ist aus der Elektronik übernommener Begriff und bedeutet bei gepulsten Signalen das zeitliche Verhältnis zwischen Pulsdach und Pulsboden [110].

Hier ist die Grenze des dynamischen Bereiches erreicht. Die mittlere Intensität des Signals ist von der Sättigung des Detektors nur gering betroffen, da durch kurzzeitigen Bursting-Ausbruch (angeschnittene Signalspitze) das Tastverhältnis größere Rolle spielt.

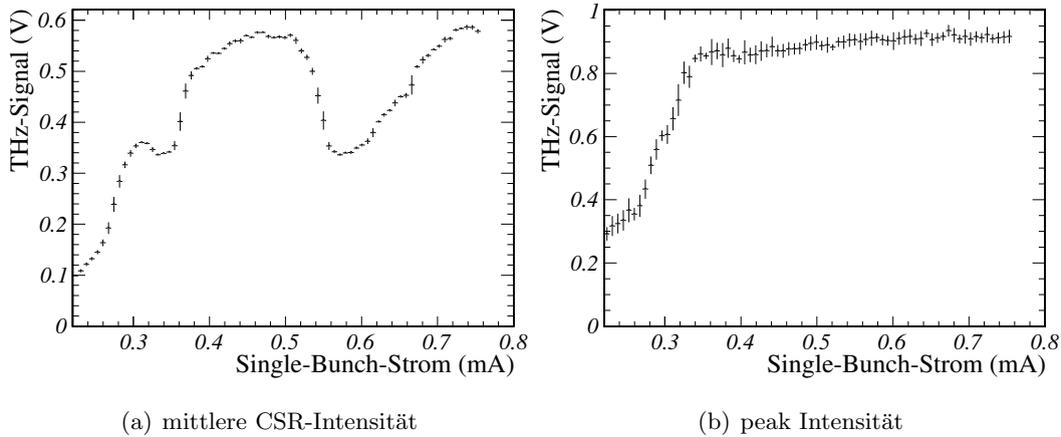


Abbildung 5.16: Dargestellt ist eine Messung des CSR-Signals als Funktion des Bunch-Stromes im Single-Bunch-Betrieb bei $f_s \approx 8$ kHz und der HF-Spannung von 4×150 kV mit einem HEB-Detektorsystem. In (a) ist die mittlere CSR-Intensität aufgetragen, gemittelt über 1000 Aufnahmen. Zu sehen sind Einbrüche der Intensität, die vom Bursting-Tastverhältnis abhängen. In (b) ist nur der maximale Signalwert von den 1000 Aufnahmen am Detektor zum Vergleich dargestellt. Das Signal steigt hier mit dem Strom ohne Einbrüche an und bringt oberhalb von ~ 0.8 V den Detektor in Sättigung. Die mittlere Intensität kann noch ansteigen, da hier die Dynamik durch das Tastverhältnis bestimmt wird.

5.5 Burstingverhalten bei einer hohen RF-Spannung

Als zusätzlicher Freiheitsgrad kann an einem Teilchenbeschleuniger die HF-Spannung variiert werden. Die Veränderung der HF-Spannung bewirkt eine Verkürzung der Buchlänge und eine Verschiebung der Synchrotronfrequenz nach Gl. 3.9. Die longitudinale Strahldynamik ändert sich und das Burstingverhalten ist auch davon betroffen. Bei einer nach Tab. 5.1 eingestellten Low- α_c -Optik an ANKA verschiebt sich die Synchrotronfrequenz bei einer Spannungserhöhung auf 4×450 kV zu ~ 13 kHz. Das entsprechende, veränderte Bursting-Spektrogramm ist in Abbildung 5.17 zu sehen. Die f_s -Linie verschiebt sich erwartungsgemäß zu 13 kHz. Das reguläre Bursting tritt bei ca. 0.24 mA auf. Die Position des Bursting-Bandes hat sich nur geringfügig von ca. 40 auf 41 kHz verschoben. Die $2f_s$ -Modulation tritt erst im resonanten Regime verstärkt auf. Der Wert der resonanten Schwelle liegt auch hier bei ca. doppelten Burstingschwelle. Die Bänder in diesem Regime sind, ähnlich wie bei 4×150 kV, leicht unterhalb von f_s . Es tritt auch hier kein chaotisches Verhalten bei hohen Strömen auf.

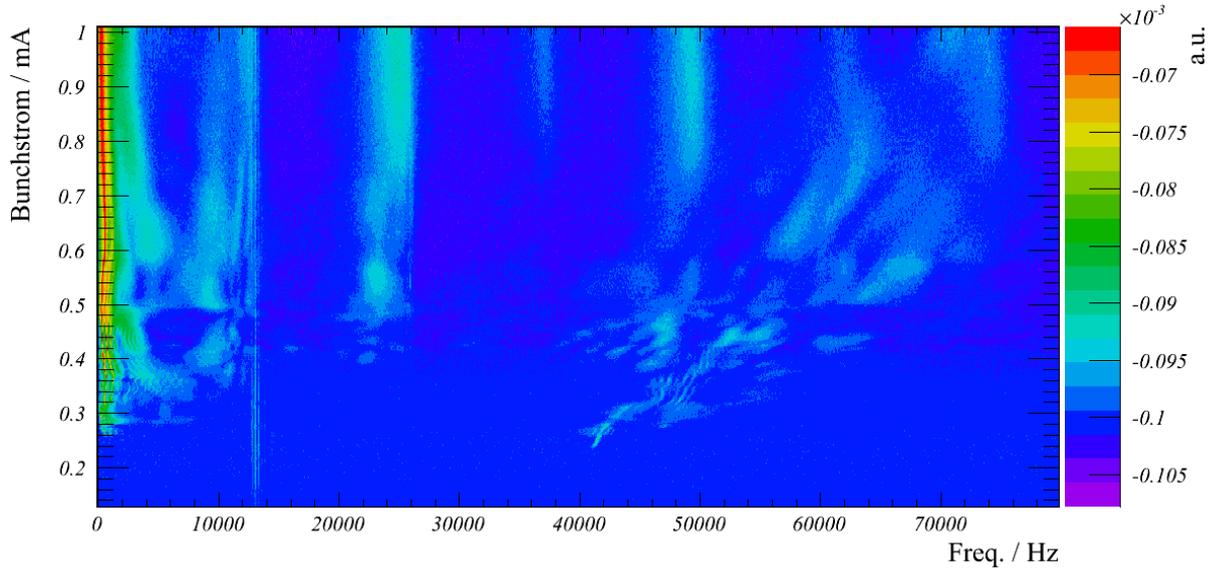


Abbildung 5.17: Die Veränderung der HF-Spannung von $4 \times 150 \text{ kV}$ zu $4 \times 450 \text{ kV}$ verschiebt bei gleicher Low- α_c -Optik die Synchrotronfrequenz gemäß Gl. 3.9 von $\sim 8 \text{ kHz}$ zu $\sim 13 \text{ kHz}$. Dabei verkürzt sich die Nullstrombunchlänge nach Gl. 3.12 zu $\sigma_0 \approx 1 \text{ mm}$. Das reguläre Bursting tritt bei dieser Messung schon ab einer Schwelle von ca. 0.24 mA auf. Die Position des Modulationsbandes mit 41 kHz unterscheidet sich nur geringfügig von der 8 kHz Low- α_c -Optik in Abbildung 5.13. Die $2f_s$ -Modulation tritt bei der hohen Spannung erst im resonanten Regime auf. Wie auch bei der $V_{\text{HF}} = 4 \times 150 \text{ kV}$ Einstellung liegt die resonante Schwelle bei dem Doppelten der regulären Burstingschwelle. Die resonanten Bänder liegen auch bei $V_{\text{HF}} = 4 \times 450 \text{ kV}$ leicht unterhalb der Synchrotronfrequenz.

Die Tatsache einer nur geringen Abhängigkeit der Frequenz des Bandes im regulären Bursting und im *Spread*-Regime von der HF-Spannung spricht dafür, dass die CSR-Fluktuationen nicht explizit mit der Rotation des longitudinalen Phasenraums zusammenhängt. Für $f_s \approx 8 \text{ kHz}$ entspricht die Bursting-Modulationsfrequenz von 40 kHz dem Wert von $5f_s$. Im Fall von $f_s \approx 13 \text{ kHz}$ bei Modulation an 41 kHz lässt sich kein rationales Verhältnis finden. Der theoretische Erwartungswert für die dominante Frequenz beim Ansetzen des regulären Burstings kann mit der Störungsrechnung nach [76] bestimmt werden:

$$f_{\text{reg,b}} = \xi \cdot 2\pi \frac{1}{R} \Lambda^{3/2} c \alpha_c \delta E, \quad (5.2)$$

wobei die Nomenklatur wie in Gl. 4.33 definiert ist. Der Parameter ξ ist der maximale Wachstumsfaktor der Störung. Es besteht keine explizite Abhängigkeit von der Synchrotronfrequenz. Andererseits impliziert Λ die Bunchlänge, die direkt von der Hochfrequenzspannung V_{HF} nach Gl. 3.12 abhängt. Daraus folgt $f_{\text{reg,b}} \propto V_{\text{HF}}^{3/4}$, bei einer konstanten Energieunschärfe und *Momentum Compaction Factor*. Dies kann die kleine Verschiebung der Modulationsfrequenz im regulären Bursting nicht erklären.

5.6 Microbunching unterhalb der Burstingschwelle

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde auch eine Untersuchung der Low- α_c -Optik mit einem stark reduzierten *Momentum-Compaction*-Faktor bei einer hohen RF-Spannung (4×450 kV pro Hohlraumresonator) durchgeführt. Dadurch wurde die Bunchlänge nach Gln. 3.10 und 3.12 auf einen Wert von $\sigma_{z,0} \approx 2$ ps stark reduziert. Die Synchrotronfrequenz betrug dabei $f_s = 7.7$ kHz. In diesem Regime verschiebt sich die Burstingschwelle zu kleineren Bunchströmen. Das Ansetzen des regulären Bursting-Regimes ist in Abbildung 5.18 im Spektrogramm bei einer Modulationsfrequenz von 16.5 kHz schon oberhalb von ca. $60 \mu\text{A}$ zu sehen. Dies liegt in guter Übereinstimmung mit dem theoretischen Wert nach *Bunched-Beam* Theorie: $(55 \pm 6) \mu\text{A}$. Das Ansetzen von *Spread-Bursting* tritt bei dieser Low- α_c -Optik oberhalb von $80 \mu\text{A}$ auf. An dieser Schwelle ist auch eine verstärkte Aktivität bei $2f_s$ zu sehen. Wie auch in Abbildung 5.17 ist eine Vermischung des Spread-Regimes mit resonanten Modulationen zu beobachten. Die resonante Schwelle ab $90 \mu\text{A}$ liegt hier unterhalb von der f_s -Linie und ab $110 \mu\text{A}$ unterhalb der $2f_s$ -Linie.

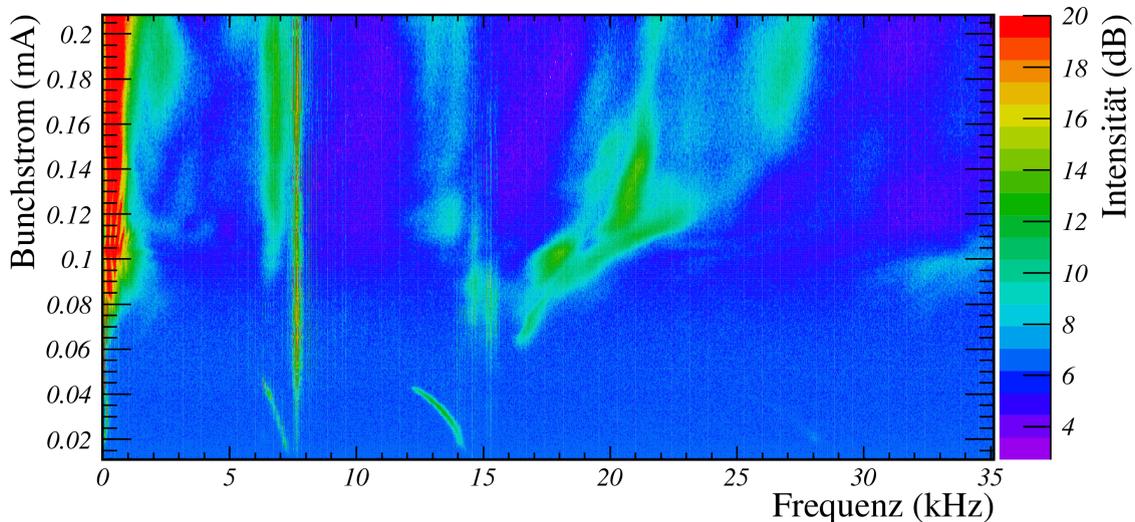


Abbildung 5.18: Am abgebildeten Spektrogramm ist ein Verlauf von Bursting-Moden für eine ANKA-Optik mit der Synchrotronfrequenz von 7.7 kHz und der Hochfrequenzspannung $V_{rf} = 450$ kV zu erkennen. Die reguläre Burstingschwelle nach Tab. 4.1 liegt bei $(55 \pm 6) \mu\text{A}$. Im dargestellten Spektrogramm ist das Ansetzen des regulären Burstings bei ca. $60 \mu\text{A}$ zu sehen. Im stabilen Regime unterhalb von ca. $42 \mu\text{A}$ wurde eine sehr deutliche Bursting-Aktivität beobachtet. Die Frequenzbänder sind ähnlich wie beim resonanten Bursting jeweils unterhalb der f_s und höheren Harmonischen zu finden. Dies ist das sogenannte *Low-Current-Bursting-Regime* oder LC-Bursting.

Zusätzlich zu den aus Kapitel 5.3.4 bekannten Merkmalen tritt in Abbildung 5.18 das Bursting noch einmal bei ca. $44 \mu\text{A}$ auf, also weit unterhalb der eigentlichen Schwelle. Die Modulationsbänder treten ähnlich wie im resonanten Regime unterhalb der Synchrotronfrequenz und deren Harmonischen auf. Die Frequenz driftet sehr stark, asymptotisch in Richtung der jeweiligen Harmonischen von f_s . Auch bei sehr niedrigen Frequenzen um 0 Hz ist eine Aktivität zu sehen. Im unteren Strombereich ist noch zu sehen, dass das Bursting

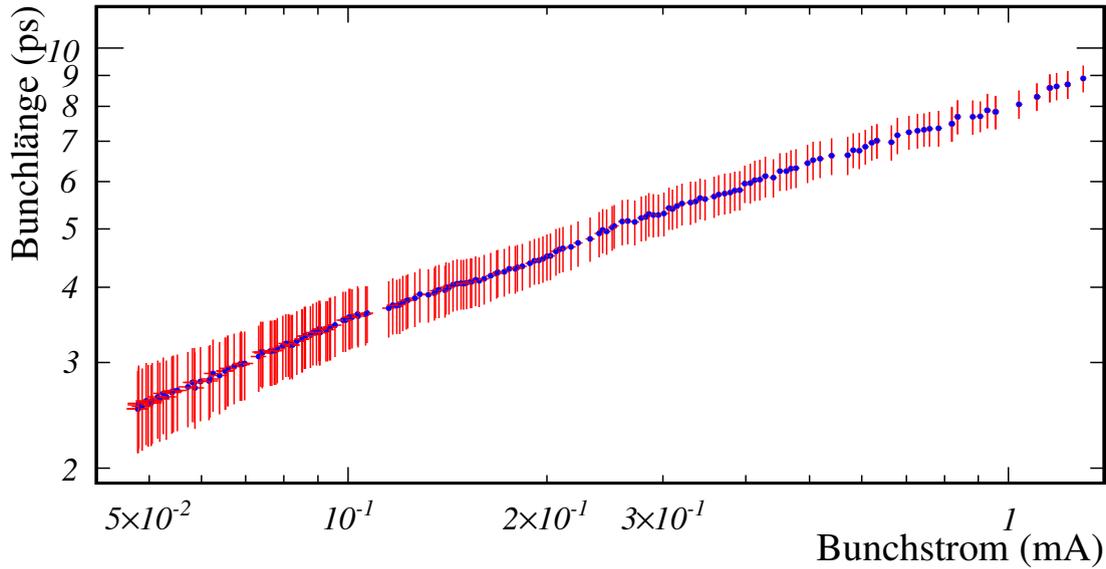


Abbildung 5.19: Bunchlängenmessung mittels Streak Kamera und dem SCIRAS Auswerteverfahren [111]. Die Unsicherheit der Messung liegt bei ca. 0.5 ps und liefert bei 0.044 mA durch Extrapolation ca. 2.4 ps. Dieser Messwert stimmt somit gut mit dem theoretischen Erwartungswert für das *Low-Current-Bursting* bei ca. 2.02 ps überein.

unterhalb von $18 \mu\text{A}$ aufhört. Das Vorhandensein der f_s - und $2f_s$ -Linie für Ströme $< 18 \mu\text{A}$ indiziert ein akzeptables Signal-zu-Rauschverhältnis. Der Übergang zum stabilen Regime unterhalb von *Low-Current-Bursting* stimmt mit der theoretischen Vorhersagen in [70, 112] überein. Die theoretische Grundlage für das Auftreten von Burstingmodulationen unterhalb der regulären Burstingschwelle ist durch die *Bunched-Beam* Theorie gegeben [70]. Sie sagt eine lokale Verkleinerung der Stabilitätsschwelle für ANKA bei sehr kleinen Strömen voraus. Die *Microbunching*-Instabilität tritt auf, wenn der theoretische *Shielding*-Parameter $\chi = \sigma_z h \sqrt{Rh}$ einen Wert von 0.25 erreicht. Für die ANKA-Parameter mit dem Ablenkradius des Dipolmagneten $R = 5.559 \text{ m}$, der Dipolkammerhöhe $h = 0.032 \text{ m}$ entspricht es der tatsächlichen Bunchlänge von 2.02 ps. Die eingestellte *Low- α_c* -Optik mit $\sigma_{z,0} \approx 2 \text{ ps}$ kann somit in das Burstingregime erst bei sehr kleinen Strömen kommen.

Die Messung mittels einer Streak Kamera liefert den Verlauf der Bunchlänge in Abhängigkeit vom Strahlstrom, wie Abbildung 5.19 zeigt. Leider muss aufgrund des schwachen Signal-zu-Rauschverhältnisses der Streak Kamera bei sehr niedrigen Strömen die Bunchlänge extrapoliert werden. Der extrapolierte Wert beim Auftreten des LC-Bursting-Regimes liefert $(2.4 \pm 0.5) \text{ ps}$ unter Berücksichtigung der systematischen und statistischen Unsicherheiten. Somit ergibt sich eine gute Übereinstimmung des beobachteten Effektes mit den theoretischen Vorhersagen [113].

6. Mikrowellenstrahlung an Synchrotronstrahlungsquellen

Neben der kohärenten Synchrotronstrahlung im THz-Bereich wird auch messbare Mikrowellenstrahlung an Elektronenspeicherringen erzeugt. In diesem Kapitel werden die Messungen im niederfrequenten Spektralbereich der Synchrotronstrahlung mit einem industriell gefertigten Mikrowellendetektor - einem *Low-Noise Block* (LNB) - vorgestellt. Dieser Detektor ist ein Massenprodukt und wird im Bereich der TV-Satellitenkommunikation seit Jahren erfolgreich eingesetzt. Im Rahmen der gezeigten Studie werden die Hohlleiterigenschaften des ANKA-Strahlrohres beschrieben. Es werden die Untersuchungen der Signalcharakteristik im Mikrowellen-Frequenzbereich und die Detektorsystematik des LNBs diskutiert. Zusätzlich wird eine Messmethode vorgestellt, die den Zusammenhang zwischen der Intensität des Mikrowellensignals und der Bunchlänge ausnutzt.

6.1 Messaufbau und Detektor

Der Einsatz eines rauscharmen und sehr sensitiven LNB Detektors - (Abbildung 6.1) an der ANKA IR1-*Beamline* zeigte ein mit dem Strahl korreliertes Mikrowellensignal. Der LNB ist ein sehr einfacher und kommerziell erhältlicher Mikrowellendetektor. Durch den langjährigen Einsatz von LNB-Detektoren als Bestandteil des Empfangssystems für Satellitenfernsehübertragung wurde diese Technologie industriell sehr weit optimiert. Das Signal wird über eine konische Hornantenne und einen $\lambda/4$ -Koppler eingekoppelt. Intern wird das Signal für das Empfangsband gefiltert und mit einem sehr rauscharmen Verstärker (~ 50 dB Verstärkung bei < 1 dB *Noise Figure*¹) verstärkt. Anschließend wird das Empfangsband 10.7-12.75 GHz über einen Mikrowellenmischer mithilfe eines eingebauten lokalen Oszilla-

¹*Noise Figure* - ist ein Mass für die Verschlechterung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses durch die eingefügte Hochfrequenzkomponente und beschreibt die Qualität des Verstärkers. Ein *Noise Figure* von 3 dB würde Verdoppelung des Rauschpegels bedeuten. Formel: $N_f = \frac{SNR_{in}}{SNR_{out}}$.

tors (LO) 9.75 GHz (low band) oder 10.6 GHz (high band) in die Zwischenfrequenz (ZF, engl. *intermediate frequency*, IF) entsprechend 950- 2050 MHz und 1100-2150 MHz umgesetzt [114, 115]. Moderne ultra-rauscharme LNBs können *Noise Figure*-Werte unter 0.1 dB besitzen. Der dynamische Bereich des Detektors erstreckt sich über 20 dB [115]. In dem Messaufbau an ANKA (Abbildung 6.1) wurde das Zwischenfrequenz-Signal über ein Koaxialkabel an einem Oszilloskop² angeschlossen. Durch eine Verstärkung der Zwischenfrequenz mit einem zusätzlichen Verstärker (30 dB) kann die LNB-Gesamtleistung mithilfe einer HF-Schottky-Diode³ detektiert werden.

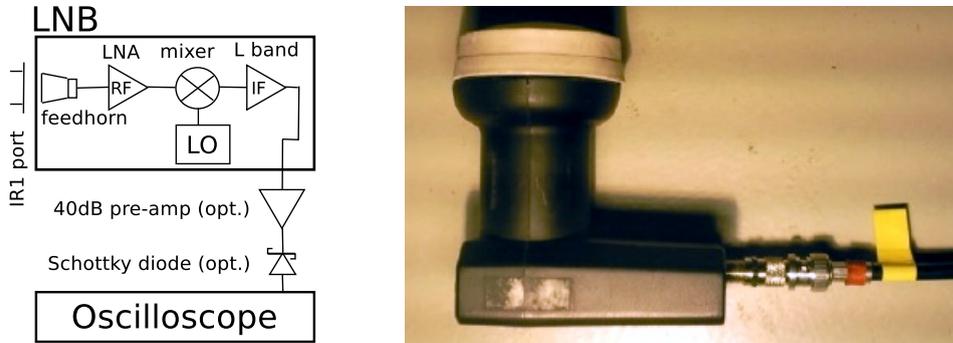


Abbildung 6.1: Der Messaufbau für Mikrowellenmessungen besteht aus dem LNB, einem optionalen Verstärker, einer optionalen Schottky-Diode und einem Oszilloskop.

6.2 Strahlvakuumkammer als Mikrowellenhohlleiter

In der Regel werden niederfrequente Anteile der kohärenten Strahlung aufgrund der Vakuumkammergeometrie sehr stark unterdrückt (siehe Kapitel 3.2). Die Grenzfrequenz für die Erzeugung einer freien TEM-Welle an ANKA beträgt ungefähr 60 GHz. Eine im Rahmen der Studie durchgeführte Eigenfrequenz-Simulation mit COMSOL [116] zeigte allerdings gute Wellenleitereigenschaften (TM- und TE-Wellen) der ANKA-Vakuumkammer. Die Frequenz für die Wellenleiter-Grundmode H01 liegt bei $f_{c,10} \approx 2.3$ GHz. Die Modendichte des Wellenleiters nimmt auch mit der steigenden Frequenz zu. Es liegen fünf Moden im LNB-Empfangsband: 11.299 GHz, 11.463 GHz, 11.814 GHz, 11.875 GHz, und 11.878 GHz. Werden diese Hohlleiter-Moden beispielsweise durch einen Elektronenbunch an einer bestimmten resonanten Struktur im Ring angeregt, so propagiert die Störung in beide Richtungen entlang der Vakuumkammer mit der Gruppengeschwindigkeit [114, 117]

$$v_g(f) = c \cdot \sqrt{1 - \frac{f_c^2}{f^2}} < c, \quad (6.1)$$

wobei f_c die Grenzfrequenz der jeweiligen Mode ist. Da Infrarot-*Beamlines* in der Regel eine große Apertur bieten, kann die erzeugte Wanderwelle durch die *Beamline*-Optik

²LeCroy WM 8600A 6 GHz

³ALAN 50D-1, BNC DC-2.5 GHz

ausgekoppelt werden. Abbildung 6.2 zeigt exemplarisch die ersten sechs Eigenmoden der Vakuummkammer. Die oktogonale Form erlaubt neben typischen Rechteck-Hohlleitermoden die Existenz der elliptischen Eigenmoden, was die Modendichte zu größeren Frequenzen hin noch zusätzlich erhöht.

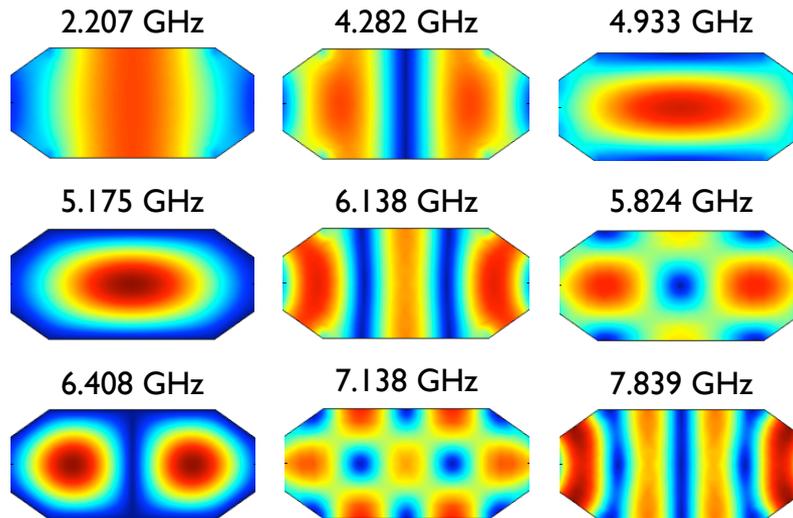


Abbildung 6.2: Simulation der transversalen Eigenmoden der ANKA-Vakuummkammer mit COMSOL [116]. Die achteckige Form der Kammer erlaubt zusätzlich zu allen H-Moden die Existenz der elliptischen Moden. Durch den Farbverlauf wird die elektrische Feldstärke dargestellt.

6.3 Beobachtung der Mikrowellenstrahlung an ANKA

Erste Messergebnisse mit einem LNB am Diagnostikport der ANKA IR1-*Beamline* zeigten eine signifikante Korrelation zwischen dem Mikrowellen- und CSR-Signal, wie in Abbildung 6.3 zu sehen ist. Durchgeführt im Multi-Bunch-Betrieb ist auch eine Korrespondenz zum Füllpattern gegeben. Das LNB-Signal weist baubedingt einen 14 – 18 V Gleichspannungsoffset zur internen Stromversorgung auf. Im ersten Messaufbau wurde zur Stromversorgung ein einfacher Tiefpass mit einer Spule und einem Kondensator ohne Impedanzanpassung eingesetzt. Dies führte bei der ersten Messung zu Mehrfachreflexionen im Kabel. In späteren Messaufbauten wurde ein fertig konfektionierter 50 Ohm-Richtkoppler mit -10 dB Signalabzweig zu diesem Zweck verwendet.

Messungen im Multi-Bunch-Betrieb zeigten keine eindeutige Separation der einzelnen Bunches, wie es von THz-Experimenten mit schnellen Detektoren bekannt war. Die Überprüfung im Singlebunch-Betrieb bestätigte, dass die Antwort des LNBs auf einen einzelnen Bunch über 100 ns lang ist, wie Abbildung 6.4 (a) darstellt. Die analoge Bandbreite des Detektors beträgt dabei entsprechend der Spezifikation ~ 1 GHz. Dies entspricht einer Anstiegszeit von ungefähr 350 ps. Damit wäre eigentlich eine sehr viel kürzere Antwortzeit des Detek-

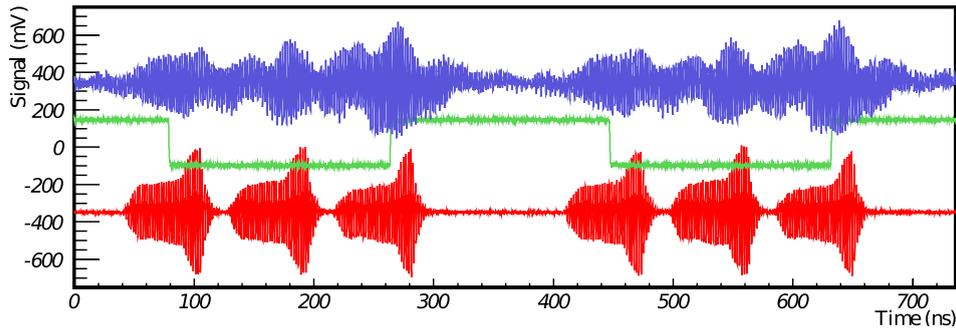
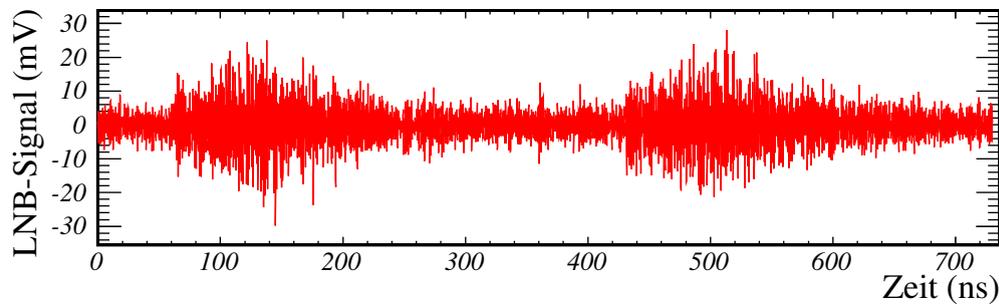


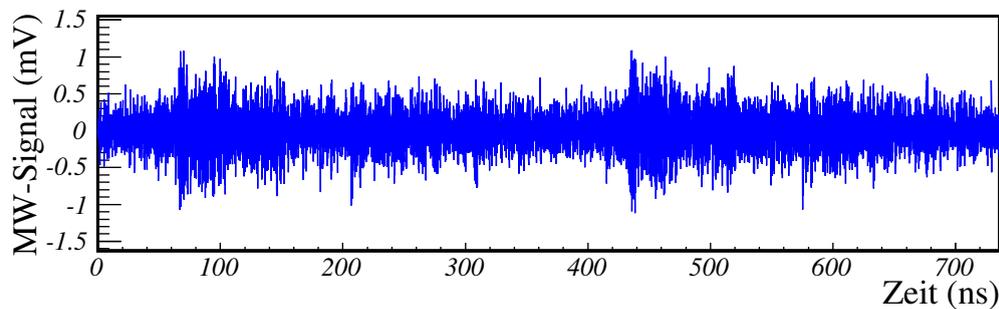
Abbildung 6.3: Diese Abbildung zeigt eine der ersten Vergleichsmessungen zwischen dem Signal des HEB Detektorsystems (rot) und LNB (blau, $\times 100$). Es sind zwei Umläufe im Ring dargestellt, wie anhand des Umlauftriggers (grün) zu sehen ist. Die Füllstruktur für diese Messung bestand aus drei Zügen mit je 33 – 36 Bunchen.

tors zu erwarten. Besonders auffallend ist die Vielzahl der Peaks innerhalb des Signals. Die Dauer der Peaks entspricht eher der bandbreitenbedingten Antwortzeit des LNBS. Damit die Detektorsystematik als eine mögliche Fehlerquelle ausgeschlossen werden kann, wurde eine zusätzliche Messung mit einer passiven Antenne (Wellenleiter-Koppler) durchgeführt, siehe Abbildung 6.4 (b). Die Messung zeigte sehr ähnliche Signal-Charakteristiken mit der Peakstruktur. Diese Übereinstimmung legt die Vermutung nahe, dass das Signal am ANKA-Speicherring in diesem Frequenzbereich tatsächlich in dieser verlängerten Form vorliegt. Analoge Erkenntnisse bei Untersuchung von Mikrowellenstrahlung am VUV-Speicherring [118] mit dedizierten Detektoren unterstützen diese These. Das Mikrowellensignal vom einem einzelnen Bunch im unterdrückten CSR-Bereich zeigt sich deutlich verlängert und durch mehrere Peak-Strukturen dominiert. Oberhalb der Grenzfrequenz (60 GHz an ANKA) dominiert eindeutig der CSR-Peak und die Nachschwingungen sind nicht erkennbar, wie in Abbildung 6.4 (c) zu sehen ist.

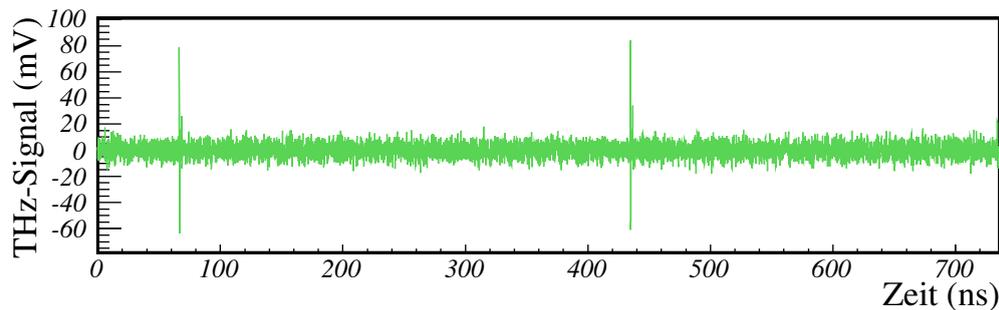
Zur weiteren Untersuchung der exakten Pulsform des LNB-Detektors wurden im Rahmen der Studie verschiedene Signal-Analysetechniken angewendet. Eine große Herausforderung war es, die Verbesserung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses durch das Mitteln des Signals zu erreichen. In der Regel geschieht es durch Aufnahme mehrerer Datensätze, ausgelöst mit einem Trigger auf die Umlauffrequenz. Bei einer direkten Messung der HF-Welle, was beim LNB der Fall ist, kompensieren jedoch durch Schwankungen des Triggers und des Signals die positiven Halbwellen im Durchschnitt die negativen Halbwellen des Signals. Infolgedessen sinkt die Signalamplitude und verringert damit das Signal-zu-Rausch-Verhältnis. Als erfolgreiche Strategie hat sich die Mittelung der Einhüllenden erwiesen. Abbildung 6.5 (links) zeigt die gemittelte Pulsform von 100 Einhüllenden der konsekutiv aufgenommenen Datensätze. Die Pulsstruktur ist bei diesem Verfahren deutlich zu sehen. Mit dieser Methode ist ein scharfer Anstieg des Signals zwischen 30 – 45 ns zu erkennen. Aus Kausalitätsgründen ist es die tatsächliche Bunchposition. Die Anstiegszeit einzelner Peaks liegt bei ca. 1 ns. Die Natur des Signals mit dem Nachpulsen kann nicht einfach als eine Reihe an Mehrfachreflexionen in der *Beamline* und der Vakuumkammer oder als Rauschen erklärt werden, da das Signal nach dem Elektronenbunch-Durchgang noch über ca. 70 ns lang



(a) LNB



(b) passive Antenne



(c) THz-Detektor, HEB

Abbildung 6.4: In Abbildung (a) ist das LNB-Signal im Singlebunch-Betrieb für zwei Umläufe zu sehen. Es zeigt eine Antwortdauer des Detektors > 100 ns, obwohl die analoge Bandbreite des LNBs entsprechend der Empfangsbandbreite ~ 1 GHz beträgt. Somit ergibt sich die Anstiegszeit vom LNB zu etwa 350 ps. Dies lässt zunächst vermuten, dass die scheinbare Verlängerung des Signals mit den systematischen Eigenschaften des kompletten LNB-Messaufbau zusammenhängt. Abbildung (b) zeigt zum Vergleich die Antwort einer passiven Antenne (Wellenleiter-Koppler) im Bereich 3.95 – 5.85 GHz mit einer ähnlichen Signallänge. Diese Beobachtung bestätigt, dass das Signal tatsächlich in solcher Form aus dem Ring transportiert wird. Ganz besonders fällt bei beiden Signalen eine gewisse Peak-Struktur mit tieferen Einschnitten auf. Es stellt sich nun die Frage, was diese Strukturen verursacht. In (c) ist zum Vergleich das THz-Signal, aufgenommen mit einem HEB-Detektorsystem, dargestellt.

ansteigt. Es wurde festgestellt, dass die Laufzeitunterschiede des Signals mit resonanten Strukturen der ANKA-Vakuumkammer korrespondieren, wie Abbildung 6.5 (rechts, Markierungen) zeigt. Die Ursache für die Existenz dieser Peaks ist noch nicht völlig geklärt. Vorstellbar wäre, dass eine resonante geometrische Struktur durch den Strahl angeregt wird und selbst als eine Quelle für die Mikrowellenstrahlung bestimmter Frequenzen (je nach Geometrie) fungiert.

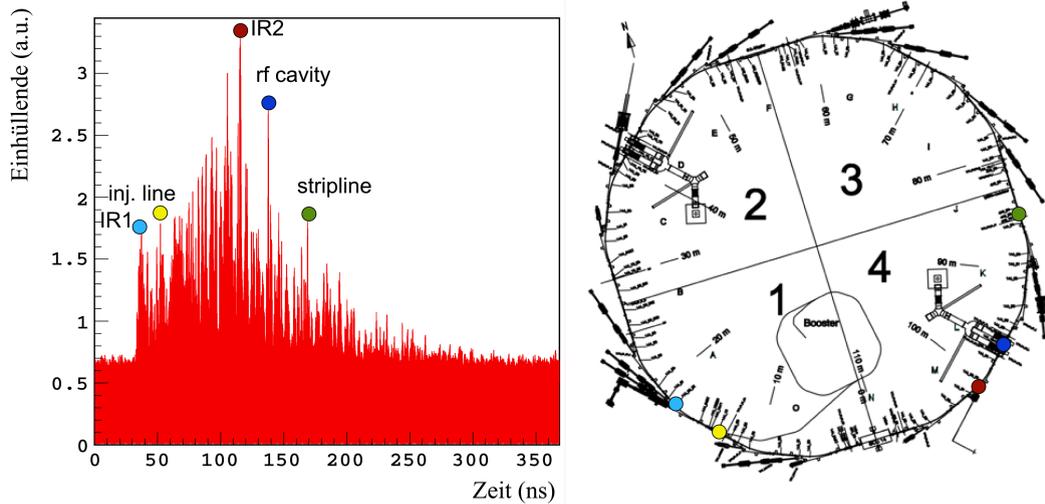


Abbildung 6.5: Auf der linken Abbildung ist eine Antwort des Detektors (LNB) auf ein Singlebunch-Signal dargestellt. Die Pulsform wurde durch eine nachträgliche Mittelung von 100 Einhüllenden des Rohsignals rekonstruiert. Das Rohsignal wurde mithilfe eines 6 GHz Oszilloskopes mit dem UmlauftrIGGER ($T_{\text{rev}} \approx 368 \text{ ns}$) aufgenommen. Die erzeugte Pulsform zeigt einen deutlichen Anstieg des Signals zwischen 30 – 45 ps. Die Anstiegszeit liegt bei wenigen Nanosekunden. Aus Kausalitätsgründen wird an dieser Position im Ring jeweils der Elektronenstrahl und somit auch der CSR-Puls vermutet. Darüber hinaus wurde eine Korrespondenz der Laufzeitunterschiede des Anstiegs zur stark ausgeprägten Peaks im Signal mit signifikanten Strukturen der ANKA-Vakuumkammer wie z.B. RF-Cavity, Stripline, IR2-Beamline festgestellt.

Abbildung 6.6 zeigt den direkten Vergleich von LNB-Signalen an zwei verschiedenen Positionen des ANKA Speicherrings (IR1-Beamline B1.3.0 und Synchrotronlicht-Diagnostikmonitor B2.1.5, siehe Appendix D). Die Signale unterscheiden sich signifikant stark in der Form. Dies unterstützt die Annahme des Geometrieinflusses. Weiterhin gilt, dass aufgrund der Dispersionseigenschaften des Hohlleiters verschiedene Frequenzanteile des Signals in Abhängigkeit von der Grenzfrequenz der jeweiligen Eigenmode unterschiedliche Gruppengeschwindigkeiten aufweisen [114]. Es bewirkt das „Zerfließen“ des Signals und wird in der Nachrichtentechnik im Regelfall durch den Betrieb des Wellenleiters im einwelligen Bereich unterbunden. Im Falle einer Strahl-Vakuumkammer kann diese Eigenschaft einen tiefen Einblick in die geometrische Impedanz eines Beschleunigers liefern. Dies kann dabei helfen an einem existierenden Teilchenbeschleuniger größere Impedanzlasten aufzudecken und zu optimieren.

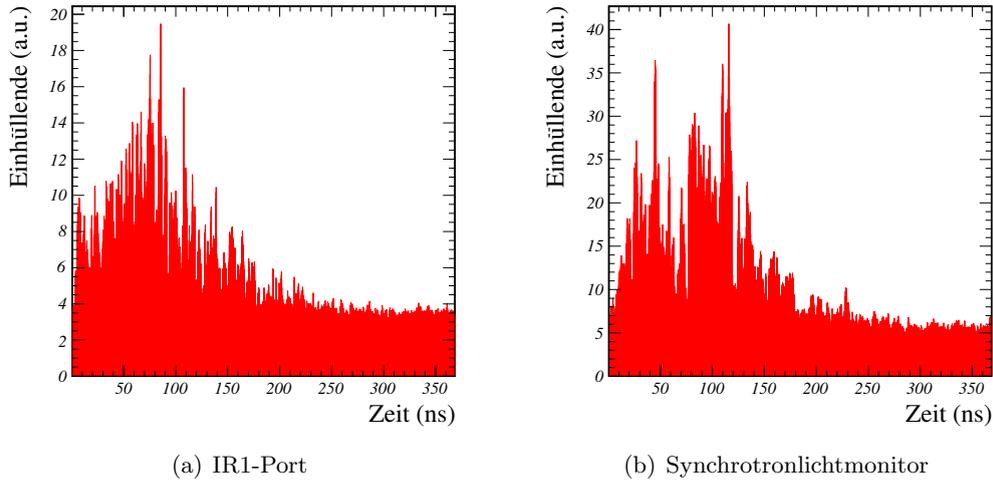


Abbildung 6.6: Der direkte Vergleich von LNB-Signalen an verschiedenen Positionen des ANKA Speicherrings, (a) IR1-*Beamline*, (b) Synchrotronlicht-Diagnostikmonitor zeigt sehr starke Unterschiede in der Form des Signals und Position der Peaks. Dies unterstützt die Annahme des Geometrieinflusses.

Frühere Beobachtungen am IR1-Diagnostikport mittels elektro-optischer Methode (EO) konnten die Existenz der nachlaufenden Pulse auf einer kurzen Reichweite bestätigen [119]. Bei dieser Methode wird die feldinduzierte Doppelbrechung eines nichtlinearen Kristalls zur Intensitätsmodulation eines polarisierten Laserpulses verwendet. Die Reichweite der entdeckten Felder war in einer Größenordnung von wenigen hundert Pikosekunden relativ zum Primärpuls. Dies unterscheidet sich von dem Ergebnis des LNBs, da die spektrale Empfindlichkeit beider Methoden völlig unterschiedlich ist. Der verwendete ZnTe-Kristall hat eine konstante Empfindlichkeit über großen Frequenzbereich (von Mikrowellen- bis in den THz-Bereich) [120, 121]. Auf diese Weise wirkt das stärkere breitbandige CSR-Feld oberhalb von 60 GHz dominant. Die Mikrowellenpeaks konnten mit dieser Methode nicht beobachtet werden.

Seit kurzem wird am ANKA Speicherring ein Nahfeld-EO-Messaufbau betrieben [122]. Diese Diagnostikart wurde hier zum ersten Mal an einem Ringbeschleuniger eingesetzt, was an sich eine große Herausforderung darstellt. Der verwendete GaP-Kristall wird dabei sehr nah an den gespeicherten Elektronenstrahl herangeführt. Bei einer korrekten Synchronisation zwischen dem Elektronenbunch und dem Laserpuls bewirkt das Coulomb-Feld des Bunches eine Modulation der Laserintensität im Kristall. Basierend auf diesem Prinzip kann das Bunchprofil bestimmt werden. Trotz der starken Annäherung des Kristalls ist es wichtig den Teilchenstrahl nicht zu stören. Das Hauptproblem hier sind die Wake-Felder, die sowohl einen Kick auf den Bunch als auch eine Erhitzung des Kristalls bewirken können. In Abbildung 6.7 ist die transversale Feldmessung für Single-Bunch Betrieb an ANKA dargestellt. Zu sehen ist das Coulomb-Feld des Bunches und durch den EO-Messaufbau verursachte Wake-Felder.

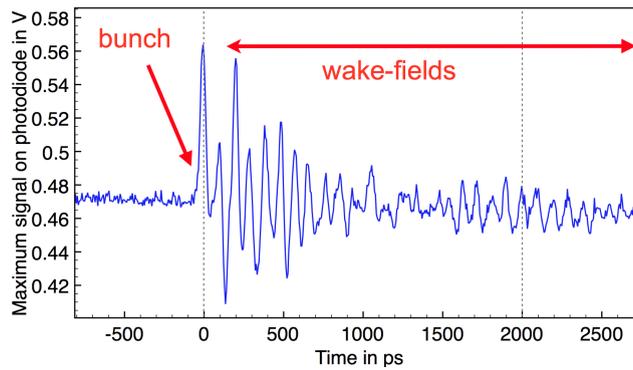


Abbildung 6.7: Die direkte EO-Nahfeldmessung an ANKA liefert zusätzlich zu dem Bunchprofil einen sehr genauen Verlauf des verursachten, transversalen elektrischen Feldes im Single-Bunch-Betrieb. Die gestrichelte Linien dienen zur Darstellung der Bucketpositionen zur Einschätzung der erwarteten Wechselwirkung auf den nachfolgenden Bunch. Zu sehen ist, dass das Wake-Feld noch weit über 2 ns vorliegt [122].

6.3.1 Überprüfung der Linearität des LNB-Detektors

Eine wichtige Voraussetzung für quantitative Messungen ist die Linearität eines Detektorsystems. Zur Untersuchung der Linearität vom LNB wurde eine 12 GHz Mikrowellenquelle verwendet. Die Leistung der Quelle wurde mittels Abschwächer⁴ variiert. Das LNB-Signal-Spektrum wurde mit einem Spektrum-Analysator⁵ gemessen. Der Zusammenhang zwischen LNB-Signalintensität und Abschwächung ist in Abbildung 6.8 dargestellt. Die blaue Linie markiert den linearen Fit. Der Anstieg des Signals bei dem hohen Signalpegel (niedrigen Abschwächung) kann durch den Einfluss des sogenannten Intermodulations-schnittpunktes der 3. Ordnung (IP3) [123] beim Betrieb des LNBs außerhalb der Herstellerangaben verursacht sein. Da die Messungen bei sehr kleinen Signalen durchgeführt werden, ist eine Annahme des linearen Verhaltens vom LNB berechtigt.

6.4 Bunchlängenüberwachung mittels LNB

Die Beobachtung der Mikrowellenstrahlung mit einem schmalbandigen Detektor unterhalb der Grenzfrequenz für die CSR-Unterdrückung bringt einige diagnostische Vorteile mit sich. So hängt z.B. die spektrale Charakteristik der unterdrückten CSR-Strahlung nur primär von der Bunchlänge und nicht von transienten Effekten wie Bursting ab. Somit skaliert der CSR-Anteil in diesem Frequenzbereich stets zuverlässig mit $\propto I_{\text{Strahl}}^2$. Dieser Zusammenhang lässt sich invertieren und zur Bestimmung der Bunchlänge ausnutzen, wie in Abbildung 6.9 dargestellt. Die Voraussetzung für die CSR-Messung unterhalb der Grenzfrequenz verlangt einen sehr sensitiven, rauscharmen Detektor wie z.B. einen LNB.

⁴Für diese Messung wurden HF-Koaxial-Abschwächer verschiedener Hersteller eingesetzt, um systematische Einflüsse zu vermeiden.

⁵Tektronix RSA3303

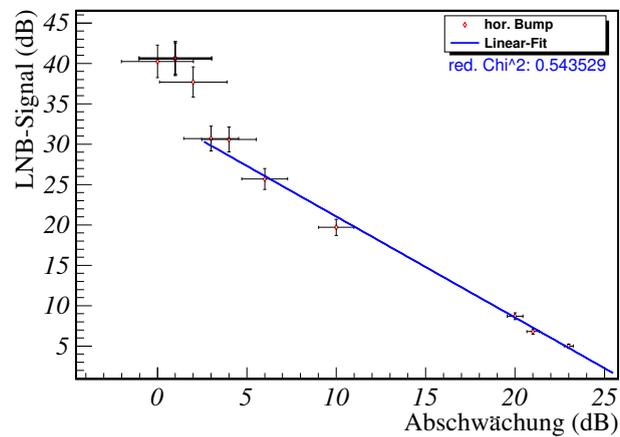


Abbildung 6.8: Die Messung des LNB-Signals für verschiedene Eingangsleistungen zeigt einen linearen Verlauf. Die Messpunkte bei hohem Signalpegel zeigen systematisch erhöhte Signale, was bei einem mischerbasierten Detektor wie LNB der Einfluss des Intermodulationsschnittpunktes IP3 sein kann.

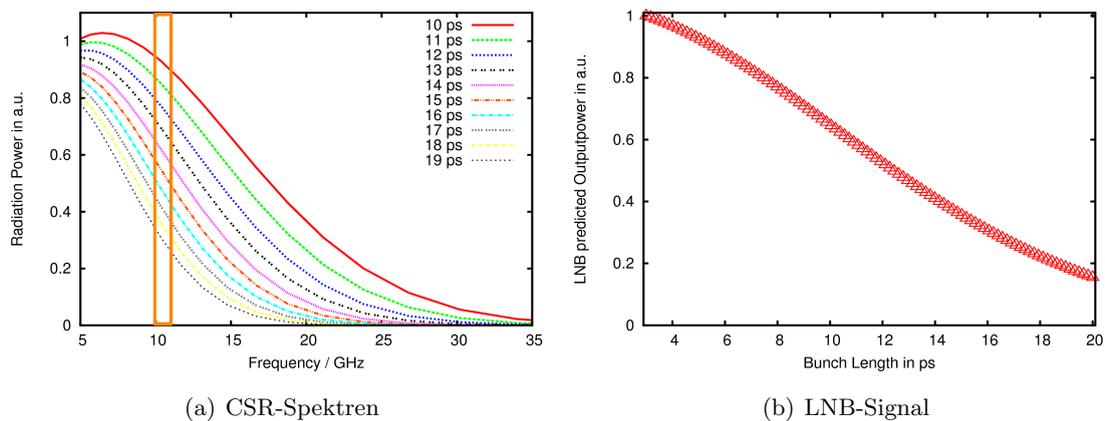


Abbildung 6.9: Abbildung (a) zeigt CSR-Spektren für verschiedene Bunchlängen. Mit einem sehr sensitiven, rauscharmen Detektor, wie z.B. einen LNB, sollte es möglich sein, trotz der äußerst starken CSR-Unterdrückung im Mikrowellenbereich die restlichen Anteile der CSR zu messen. Die orange markierte Fläche repräsentiert Empfindlichkeitsbereich des LNBs. Abbildung (b) stellt den erwarteten relativen LNB-Signalverlauf als Funktion der Bunchlänge dar [124, 125].

Zusätzlich zur CSR bewirkt die geometrische Impedanz einen deutlichen und vor allem bunchlängenabhängigen Energieverlust eines Bunches in Form der Wake-Felder im Mikrowellenbereich. Dies lässt sich mit einem Verlustfaktor quantifizieren [126]:

$$k_{\parallel} = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} d\omega \operatorname{Re} [Z_{\parallel}(\omega)h(\omega, \sigma_z)], \quad (6.2)$$

wobei Z_{\parallel} die longitudinale Impedanz, σ_z die Bunchlänge und $h(\omega, \sigma_z)$ die spektrale Leistungsdichte eines Bunches ist. Somit hängt der impedanzbedingte Energieverlust eines Bunches sehr stark mit seiner Form und Länge zusammen.

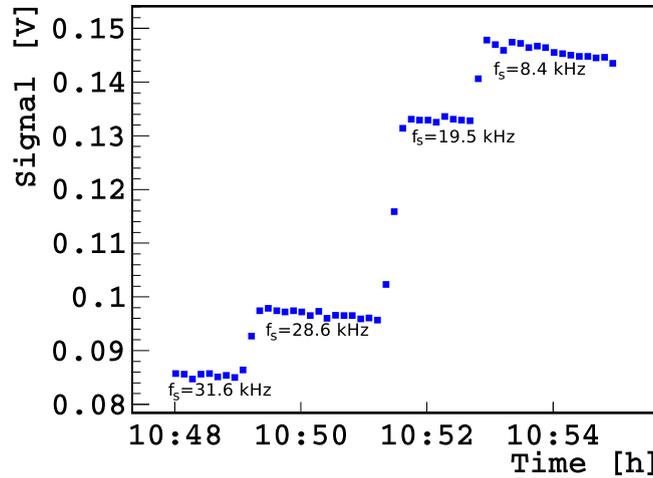


Abbildung 6.10: Das LNB-Signal gemessen an der IR1-*Beamline* des ANKA Speicherringes während der stufenweisen $Low\text{-}\alpha_c$ -Optik-Veränderung zeigt eine merkliche Abhängigkeit von der Bunchlänge. Die kleineren Werte der Synchrotronfrequenz entsprechen kürzeren Bunchlängen (siehe Kapitel 3.4).

(PUBLIZIERT IN [54])

Im Rahmen dieser Dissertation wurde die Eignung des LNB-Systems für die Bestimmung der Bunchlänge untersucht. Das LNB-Signal wurde während der stufenweisen Veränderung zur $Low\text{-}\alpha_c$ -Optik (Reduzierung des *Momentum Compaction* Faktors α_c und somit der Bunchlänge σ_z nach 3.10) beobachtet. Mit der Reduktion von α_c stellt sich eine kleinere Synchrotronfrequenz ein. Der Zusammenhang zwischen dem LNB-Signal und der Synchrotronfrequenz ist in Abbildung 6.10 eindeutig zu sehen. Diese Tatsache bietet die Gelegenheit durch geeignete Kalibrierung und unter Berücksichtigung der Detektorsystematik einen Bunchlängenmonitor zu implementieren. Systematische Untersuchungen zum LNB und dessen Nutzung als Bunchlängenmonitor werden im Rahmen einer Diplomarbeit weitergeführt [125].

6.4.1 Beobachtungen an anderen Synchrotronstrahlungsquellen

Um mögliche Einflüsse der lokalen Gegebenheiten bei einer Messung mit dem LNB-Aufbau zu überprüfen und die beobachtete Resultate zu untermauern, wurden Vergleichsmessungen an anderen Strahlungsquellen durchgeführt. So zeigt Abbildung 6.11 eine Messung an der *Swiss-Light-Source* (SLS) IR-*Beamline* (X01DC). Die SLS wurde in einem sogenannten

”*camshaft*”-Modus [127] betrieben. Dabei besteht die Füllstruktur aus einem langen Zug an Bunchen mit wenig Strom (~ 1 nC) und einem einzelnen Bunch mit viel Strom (~ 4 nC), wie Abbildung 6.11 (a) zeigt. Mit einem speziellen, zusätzlichen HF-Hohlraumresonator, der auf die dritte Harmonische der RF-Frequenz abgestimmt ist (*3rd Harmonic Cavity*), wird dabei eine Bunchlängenmodulation in Abhängigkeit von der lokalen Bunchposition erzeugt (Abbildung 6.11 (b)). Die Länge der Bunche an beiden Enden des Zuges liegt bei ca. 40 ps und die Mitte bei ca. 100 ps [128]. Diese Modulation lässt sich mit dem LNB direkt beobachten (c). Das Signal ist erhöht für kurze Bunche am Anfang und Ende des Zuges, fällt jedoch gemäß der Bunchlängenmodulation zur Mitte des Zuges ab. Der einzelne Bunch mit $4\times$ Ladung und langer Bunchlänge ist dabei kaum zu sehen. Anhand dieses Verlaufs lässt sich schlussfolgern, dass in der Proportionalität des Signals zur Bunchlänge der Verlustfaktor k_{\parallel} und nicht der CSR-Anteil die dominante Rolle spielt. Andernfalls würde bei vergleichbarer Bunchlänge der ladungsstärkere Einzelbunch gemäß der CSR-Stromabhängigkeit um einen Faktor ~ 16 stärker strahlen.

Abbildung 6.12 zeigt das LNB-Signal im Singlebunch-Betrieb von drei aufeinanderfolgenden Umläufen an der Metrology Light Source (MLS) in Berlin [130]. Es besteht erwartungsgemäß keine Ähnlichkeit zur ANKA-Signatur (vgl. Abbildung 6.5). Da der MLS Ringumfang nur 48 m beträgt, ist die Umlaufzeit ~ 160.1 ns. Aus der Signalform an ANKA kann empirisch angenommen werden, dass das Signal an MLS innerhalb eines Umlaufs nicht komplett auf Rauschlevel abfällt. Die Pulsform ist ebenfalls durch mehrere starke Peaks geprägt, die stets an der gleichen Position relativ zu einander und umlaufperiodisch sind.

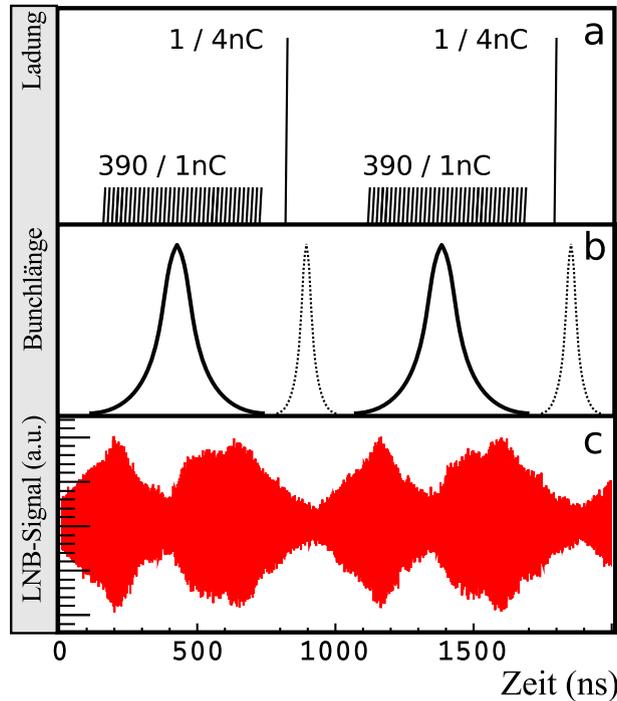


Abbildung 6.11: Zu sehen ist eine Messung mit LNB an der IR-*Beamline* der SLS, Schweiz. Dargestellt sind zwei konsekutive Umläufe. Die sogenannte Hybrid-Füllstruktur der Bunche während der Messung beinhaltete einen Zug mit ca. 390 Bunchen je 1nC, gefolgt von einem einzelnen Bunch mit ~ 4 nC in der übriggebliebenen Lücke (schematisch dargestellt in a). Die Länge der einzelnen Bunche wurde mit einer *3rd Harmonic Cavity* moduliert (schematisch dargestellt in b). Diese Modulation lässt sich mit dem LNB-Detektor direkt beobachten (c). (PUBLIZIERT IN [129])

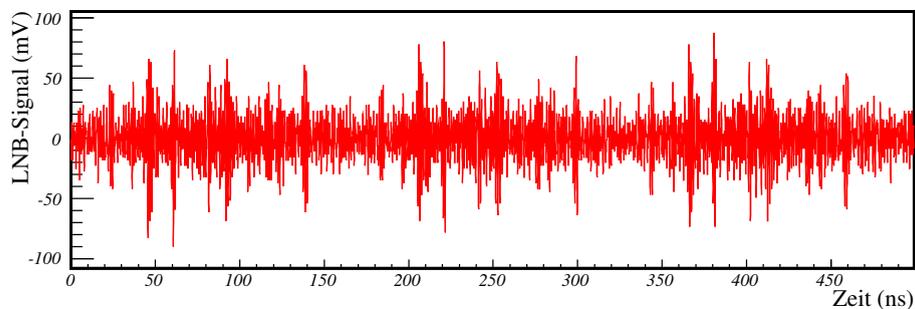


Abbildung 6.12: LNB-Signal an der THz-*Beamline* von MLS für drei Umläufe im Singlebunch-Betrieb. Die Pulsform unterscheidet sich stark von ANKA, ist allerdings ebenfalls durch mehrere starke Peaks geprägt, die stets an gleicher Position relativ zu einander sind.

7. Multi-Bunch-Effekte bei der Erzeugung kohärenter THz-Strahlung

Die modernen Synchrotronstrahlungsquellen werden sowohl im Single- als auch im Multi-Bunch-Modus betrieben. Die Separation der benachbarten Bunche ergibt sich aus der Frequenzeinstellung des HF-Systems, so liegt sie beispielsweise an ANKA ($f_{\text{HF}} = 500 \text{ MHz}$) bei 2 ns. Die harmonische Zahl (ANKA: $h = 184$) bestimmt die Anzahl der *Buckets*, die gefüllt werden können. Dabei werden oft zur Vermeidung der gekoppelten Multi-Bunch- und Ioneninstabilitäten nicht alle *Buckets* mit Elektronen gefüllt, sondern eine oder mehrere größere Lücken gelassen. Am ANKA-Speicherring hat sich folgende Konstellation etabliert: drei sogenannte Züge bestehend aus 30 – 36 aufeinanderfolgenden Bunchen. Zur Bestimmung des Füllmusters an modernen Ring-Teilchenbeschleunigern wird die Einzelphotonenzählmethode verwendet, wie in Kapitel 5.2 erläutert wurde. Der Multi-Bunch-Betrieb ist vorteilhaft für sehr viele Anwendungen der Synchrotronstrahlung. Die Intensität skaliert beim Einsatz integrierender Detektoren linear mit der Anzahl der Bunche N_b . Dies gilt sowohl für inkohärente als auch für kohärente Synchrotronstrahlung. Die Beobachtungen von CSR im Multi-Bunch-Betrieb mit den seit kurzem verfügbaren, sehr schnellen THz-Detektoren zeigten jedoch, dass die Bunche sich gegenseitig beeinflussen können, was zu einem korrelierten Burstingverhalten führen kann. Der dieser Wechselwirkung zugrunde liegende Mechanismus scheint auf die langreichweitigen Wake-Felder einzelner Bunche zurückzuführen, wie in Kapitel 6.3 dargestellt. Die Bewegungsdynamik der einzelnen Bunche darf in diesem Fall streng genommen nicht mehr entkoppelt betrachtet werden. Zur Untersuchung der Bunch-Bunch-Wechselwirkungen an ANKA wurden im Rahmen dieser Arbeit spezielle Analysemethoden entwickelt. Darüber hinaus wurde eine KIT-interne Kollaboration zur Entwicklung eines dedizierten ultra-schnellen FPGA¹-Datenerfassungssystems zur simultanen Burstingüberwachung für alle 184 *Buckets* für den ANKA-Speicherring aufgebaut.

¹FPGA – engl. field-programmable gate array

7.1 Schnelle THz-Detektoren

Ähnlich wie bei der Burstinguntersuchung in Kapitel 5.2 stellt die Betrachtung der Multi-bunch-Phänomene eine Mindestanforderung an das zeitliche Auflösungsvermögen eines THz-Detektors. Im Falle des ANKA-Speicherringes darf die Anstiegs- und Relaxationszeit des Detektors insgesamt höchstens 2 ns betragen. Auf diese Weise können die CSR-Signale einzelner Bunche eindeutig separiert werden. Es existieren im Moment nur wenige Technologien, die Relaxationszeiten in dieser Größenordnung bieten können. Als Nachfolger der seit Anfang des 20. Jahrhunderts bekannten Technologie für die Detektion der IR- und THz-Strahlung mittels Bolometrie² weisen moderne supraleitende Bolometer intrinsische Anstiegs- und Relaxationszeiten <100 Pikosekunden auf [131]. Da reguläre thermische Prozesse sehr langsam sind, wird z.B. ein sogenannter *Hot-Electron* Mechanismus ausgenutzt [132]. Dabei ist das Elektronensystem in einem sehr dünnen, supraleitenden Streifen bei sehr tiefen Temperaturen vom Phononensystem nahezu komplett entkoppelt. Die Wärmekapazität der Elektronen C_{el} ist in diesem Fall höher als die der Phononen C_{ph} [133]. Dadurch ist die mittlere Relaxationszeit τ_{e-ph} der Elektronenenergie an Phononensystem deutlich länger als die Relaxationszeit der Phononen τ_{ph-e} . Dies erlaubt eine schnelle Erwärmung des Elektronensystems unabhängig von der Kristallgittertemperatur – den „*Hot-Electron*“ Effekt. Die schnelle Änderung der Temperatur des Elektronensystems bietet durch die Änderung der Leitfähigkeit eine sehr schnelle Anstiegszeit des Signals. Die Abfallzeit ist von dem Abkühlungsmechanismus des Detektorelements abhängig und wird durch Relaxations- und Diffusionsprozesse bestimmt. Die Charakteristiken eines solchen Detektors hängen sehr stark von dem Material und von der exakten Geometrie des Detektorelements ab. Darüber hinaus ist die Realisierung des Kontaktes zwischen Detektor und Substrat sowie die Art des Substrates sehr wichtig. Wird die Wärmeleitfähigkeit der Kontaktpunkte sehr klein gewählt, so ist die Abkühlung durch die Energieübertragung an die Phononen dominant. Dies erlaubt die Fertigung von sehr sensitiven und auch schnellen Detektoren. Die starke Abhängigkeit der Leitfähigkeit von der Temperatur ist bei der beschriebenen Detektorart durch den Übergang vom normalleitenden in dem supraleitenden Zustand gegeben. Somit werden diese Detektoren meist nahe der Sprungtemperatur T_c betrieben. Bei einem Supraleiter der zweiten Art ist der Übergang nicht diskret, sondern relativ breit. Durch das Anlegen einer Bias-Spannung bzw. eines Bias-Stromes wird der Arbeitspunkt so festgelegt, dass das Detektorelement einen Widerstand zwecks Impedanzanpassung zwischen 50 – 100 Ohm aufweist. Zum Einkoppeln der einfallenden elektromagnetischen Welle wird in der Regel eine Antenne benutzt. Die spektralen Charakteristiken des Detektors hängen zum größten Teil vom Antennendesign ab (siehe Abbildung 7.1). Der induzierte HF-Strom in dieser Antenne fließt durch das Detektorelement und liefert einen Beitrag zum kritischen Strom. Dadurch bricht die Supraleitung zusammen, gefolgt von einer großen Änderung der Leitfähigkeit und entsprechend des Signals [134].

Die grundlegenden Charakteristika des *Hot-Electron Bolometer* System (kurz HEB), das für die Messungen an ANKA verwendet wird, wurden in Kapitel 5.3.2 erläutert. Im CSR-

²*Bolometer* – ein Detektor, welcher die Energie einer elektromagnetischen Welle absorbiert und die starke Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit eines Materials zur Signalerzeugung ausnutzt.

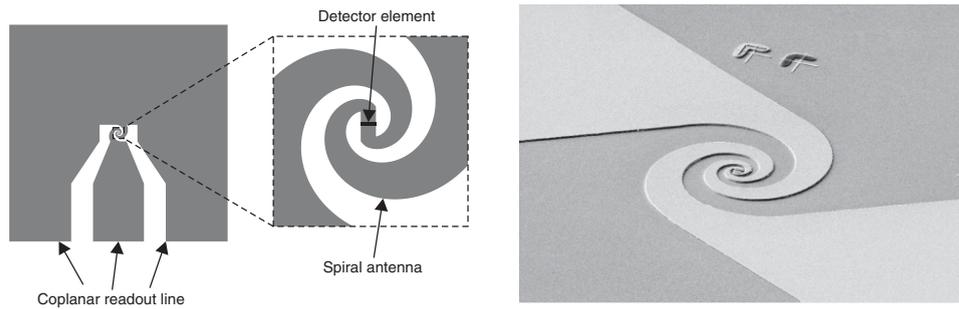
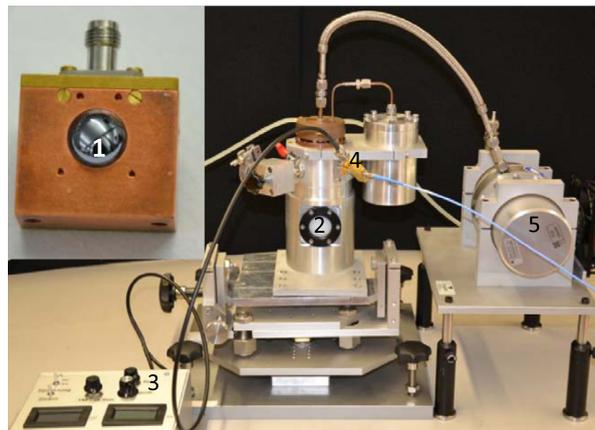
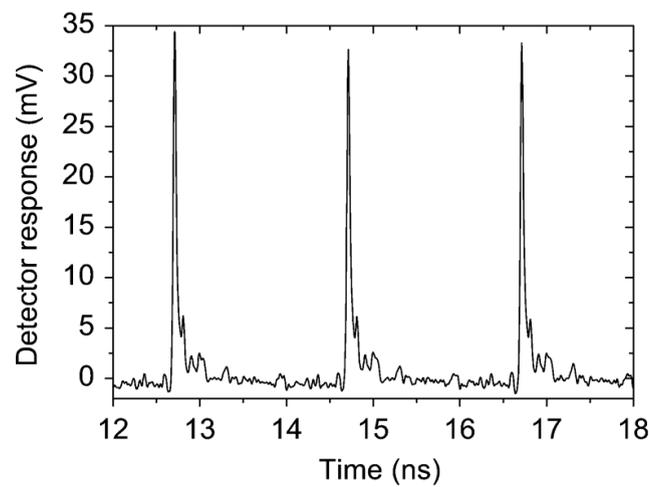


Abbildung 7.1: Das Design der breitbandigen, logarithmischen Antenne bestimmt die exakte spektrale Charakteristik des Detektors. Die Antenne wird meist aus Gold in einem Mikrofabrikationsprozess auf einem Substrat hergestellt [135].



(a)



(b)

Abbildung 7.2: Der verwendete Prototyp des YBCO Detektors mit quasi-optischer Einkopplung des THz-Strahls mithilfe einer Siliziumlinse wurde in einem geschlossenen Kreislauf (Kryokühler) gekühlt (a) [136]. Eine Pulslänge von wenigen Pikosekunden (rms) kann mit YBCO erreicht werden. Dies erlaubt in erster Linie die Auflösung einzelner Bunche im Multi-Bunch-Betrieb (b). Darüber hinaus ist es sogar möglich die THz-Pulslänge und die damit verbundene Bunchlänge direkt zu messen [137].

Bereich (0.2 – 1.5 THz) weist der Detektor eine besonders hohe spektrale Sensitivität mit Variationen <3 dB auf [94]. Der dynamische Bereich des Detektors beträgt ca. 15 dB. Das System wurde in einer Kooperation des DLR³, Berlin mit dem IMS⁴, KIT, Karlsruhe hergestellt.

Weiterhin wird an ANKA ein neuartiger Bolometer-Prototyp basierend auf einem Hochtemperatur-Supraleiter $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (kurz YBCO), entwickelt vom IMS, KIT, Karlsruhe, zu Testzwecken eingesetzt (siehe Abbildung 7.2) [95]. Die intrinsische Anregungs- und Relaxationszeit des YBCO-Systems beträgt ~ 1 ps. Die Übertragung eines solchen Pulses erfordert eine analoge Bandbreite von 1 THz, was nach dem heutigen Stand der Technik nicht realisierbar ist. Deswegen wird die Gesamtreaktionszeit des Systems durch die Bandbreite der eingesetzten Ausleseelektronik und der Kabel (65 GHz) dominiert. Die zeitliche Auflösung mit dieser Bandbreiteneinschränkung beträgt ca. 6.4 ps (rms). Dies erlaubt nicht nur die Auflösung einzelner Bunche im Multi-Bunch-Betrieb, sondern sogar die direkte Bestimmung der THz-Pulslänge und der damit verbundenen Bunchlänge für Low- α_c -Optiken mit längeren Bunchen [137]. Während der oben beschriebene *Hot-Electron* Effekt in YBCO-Detektoren bei optischer Strahlung dominiert, weisen die Detektoren bei Anregungen im THz-Frequenzbereich einen nicht-bolometrischen Detektionsmechanismus auf. Es wird vermutet, dass der durch die Absorption der THz-Strahlung erzeugte HF-Strom mit den magnetischen Fluss-Wirbeln (engl. Vortex) in der YBCO-Schicht wechselwirkt, was aufgrund der Lorentzkraft zu einer Verschiebung der Wirbel führt. Diese Verschiebung erfolgt unter der Dissipation von Energie, wodurch der Spannungspuls erzeugt wird [135, 138].

7.2 Indizien der Multi-Bunch-Effekte an ANKA

Frühere Studien an ANKA zeigten bereits einen deutlichen Unterschied zwischen dem Einfluss der geometrischen Impedanz auf den Elektronenstrahl im Multi-Bunch-Betrieb mit N_b gefüllten Buckets und den um N_b skalierten, erwarteten Einfluss für Singlebunchbetrieb [126]. Eine mögliche Erklärung dieser Diskrepanz wäre die Existenz von resonanten Moden in der Geometrie der ANKA-Vakuumkammer, die zu einer durch Wake-Felder vermittelten Wechselwirkung der Pakete untereinander führen können. Durch den Einsatz schneller Detektoren wurden weitere Indizien für die Existenz der Bunch-Bunch-Effekte an ANKA gefunden [49, 139]. So zeigt Abbildung 7.3 die Untersuchung der Abhängigkeit der CSR-Intensität eines Bunches von dem Füllmuster. Die Auftragung der THz-Signale einzelner Bunche gegen den Strom (a) folgt unterhalb der Burstingschwelle der I^2 -Abhängigkeit. Oberhalb der Schwelle wächst das Signal stark an. Zu sehen ist, dass die THz-Intensität unterschiedlicher Bunche für einen bestimmten Stromwert nicht identisch ist. Durch eine Markierung der Bunche, deren vorderer Nachbar um mind. 10% höhere Ladung trägt (in Pink), fällt allerdings eine systematische Verschiebung dieser Bunche zu höheren Ab-

³Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt

⁴Institut für Mikro- und Nanoelektronische Systeme

strahlintensitäten. Zusätzlich scheint auch die Burstingschwelle dieser Bunche deutlich zu niedrigeren Strömen hin verschoben zu sein. In der umgekehrten Konstellation (in Grün) ist entsprechend der inverse Effekt zu sehen: weniger THz-Intensität, höhere Burstingschwelle. Ausgewertet über mehrere Datensätze wurde die Intensitätsdifferenz relativ zu dem erwarteten Verlauf. Dabei wurde eine I^2 -Anpassung auf alle Bunche durchgeführt, was einen globalen Fit ergibt. Die Differenz im Signal wurde für beide beschriebenen Konstellationen in jeweils ein Histogramm eingetragen, wie Abbildung 7.3 (b) darstellt. Dabei wird eine systematische Verstärkung der CSR-Intensität der Bunche mit einem ladungsstärkeren vorderen Nachbar ersichtlich.

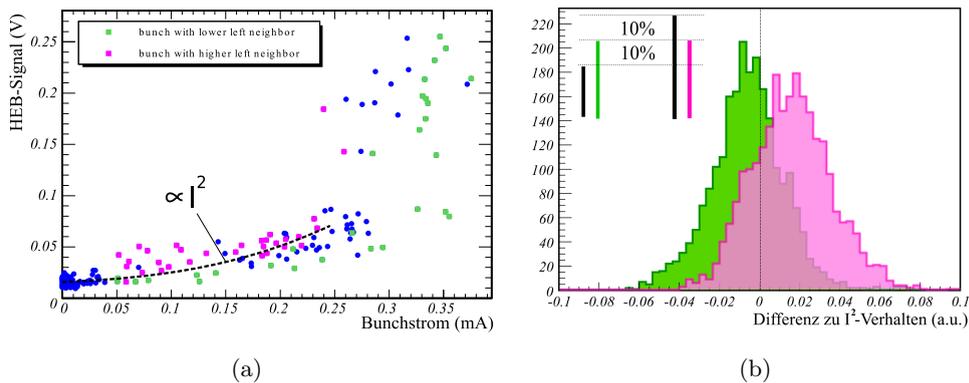


Abbildung 7.3: In der dargestellten Einzelschussmessung zur Bestimmung der Burstingschwelle (siehe Kapitel 5.2) ist das CSR-Signal aller 184 Bunche jeweils als Funktion des Stroms aufgetragen (a). Die Messung wurde bei 20.5 mA in Low- α_c -Optik mit $f_s = 8$ kHz mit einem NbN HEB-Detektor durchgeführt. Dargestellt sind Bunche in zwei Konfigurationen (wie die Legende zeigt). Der vordere Nachbar der pink markierten Bunche trägt mindestens um 10% mehr Ladung als der betrachtete Bunch. Die umgekehrte Konstellation ist hier in Grün dargestellt. Zu sehen ist eine systematische Verschiebung der rot markierten Bunche zu höheren Intensitäten. Zusätzlich ist eine Verschiebung der Burstingschwelle bei dieser Konstellation zu niedrigeren Strömen hin zu beobachten. In (b) ist die Auftragung der relativen CSR-Intensitäten für beide Konstellationen im Füllpattern jeweils als Histogramm dargestellt. Dabei wurden zur statistischen Signifikanz 52 aufeinanderfolgende Datensätze ausgewertet. Zu sehen ist die deutliche systematische Verstärkung der CSR-Leistung bei den Bunchen, deren vorderer Nachbar mind. 10% mehr Ladung trägt.
(PUBLIZIERT IN [49, 139])

In einer weiteren Beobachtung mit einem langsamen Silizium-Bolometer mit der zeitlichen Auflösung von ≤ 1 ms an einem kommerziellen Infrarot-Spektrometer⁵ konnte bestätigt werden, dass die CSR-Anteile $P_{\text{coh}}/P_{\text{incoh}}$ für eine bestimmte Low- α_c -Optik im Single- und im Multi-Bunch-Betrieb deutliche Unterschiede aufweisen, wie in Abbildung 7.4 zu sehen ist. Das Multi-Bunch-Spektrum weist Anteile höherer Frequenzen gegenüber dem

⁵Für die dargestellten Messungen wurde FTIR Bruker IFS66 verwendet

Singlebunch auf. Diese spektrale Veränderung äußert sich in einer höheren Intensität bei einem integrierenden THz-Detektor.

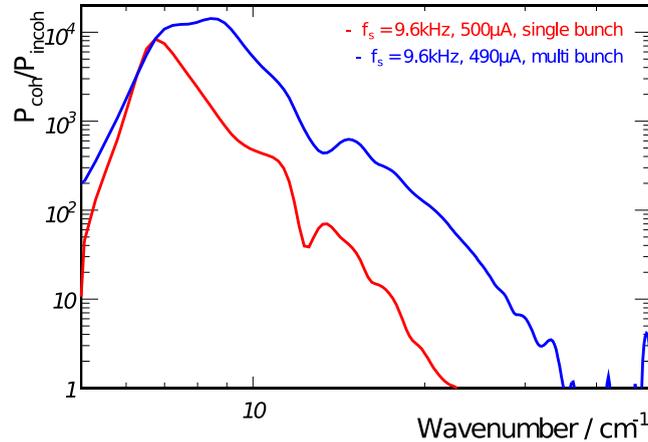


Abbildung 7.4: Spektrale Untersuchungen zeigen ebenfalls unterschiedliche Ergebnisse für Single- und Multi-Bunch-Betrieb. Für die untersuchte Low- α_c -Optik mit $f_s = 9.6 \text{ kHz}$ weist die Multi-Bunch-Füllung deutlich mehr hochfrequente Anteile der CSR auf [139].

Weiterhin wurden in Langzeitmessungen mit hoher Abtastrate über mehrere tausend Umläufe an ANKA mit einem Oszilloskop⁶ die Indizien eines korrelierten Burstingauftretens im zeitlichen Verlauf beobachtet. So zeigt Abbildung 7.5 eine oft beobachtete Konstellation, bei der ein nachfolgender Bunch direkt nach dem Ansetzen des CSR-Ausbruchs seines Vorgängers auch instabil wird und in das Bursting-Regime eintritt.

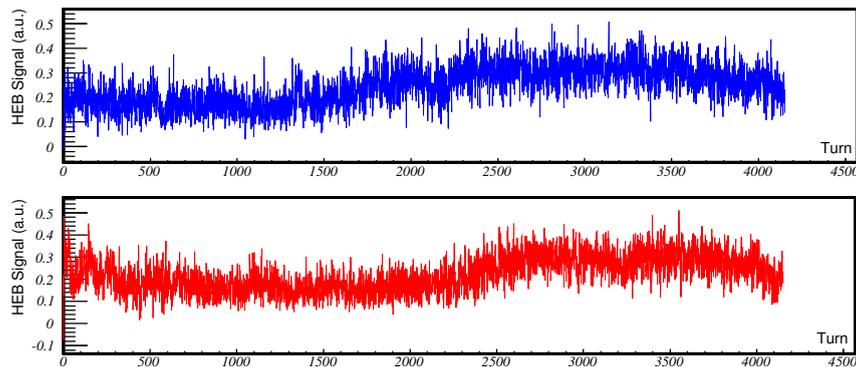


Abbildung 7.5: Die Aufnahme des THz-Signals zweier Nachbarbunche (vordere: blau, hintere: rot) in einer Multi-Bunch-Füllung mit $f_s = 12.1 \text{ kHz}$ über ~ 4150 konsekutive Umläufe am ANKA-Speicherring zeigt je einen Burstingausbruch. Die Synchronschwingungsperiodendauer liegt hier bei $\sim 83 \mu\text{s}$ und die longitudinale Dämpfungszeit bei $\sim 10 \mu\text{s}$. Das Ansetzen von Bursting beim ersten Bunch ist durch das Bursting des zweiten Bunches begleitet.
(PUBLIZIERT IN [90])

Diese Befunde zusammen mit den im Kapitel 6.3 beschriebenen, langreichweitigen Wakefeldern deuten auf die Existenz der Bunch-Bunch-Effekte an ANKA hin.

⁶LeCroy WM8600A, 6 GHz, 20 GS/s

7.3 Messsystem für ein kontinuierliches CSR-Monitoring

Die Möglichkeit einer schnellen Detektion und somit der Zuordnung einzelner Bunchsignale zu deren Ladungen gab den Anstoß zum Bau eines einzigartigen digitalen Messsystems. Es wurde eine Kollaboration zwischen der ANKA THz Gruppe (physikalische Fragestellungen, Evaluierung), dem IPE⁷ (Entwicklung, Fertigung) und dem IMS (Detektion, Entwicklung) gegründet. Das Endprodukt sollte zusammen mit einem schnellen THz-Detektor ein FPGA-basiertes digitales on-line CSR-Monitoring System darstellen. Die Grundidee war dabei, nur den maximalen Wert des CSR-Signals für jeden einzelnen Bucket und für jeden Umlauf aufzuzeichnen. Die Ansätze dafür wurden durch Experimente zur Burstinguntersuchung anhand des *External-Sampling*-Betriebes am Oszilloskop gelegt (siehe Kapitel 5.3.2). Bei dieser Methode wird auf die genaue Signalform verzichtet, dabei lässt sich bei exakt einem Abtastwert pro Umlauf (Abtastrate 2.7 MS/s pro Bunch) eine große Datenmenge gegenüber der regulären Abtastrate von mind. 20 GS/s einsparen. Darüber hinaus muss für YBCO Detektoren mit Pulslängen von wenigen Pikosekunden für eine Aufnahme des zeitlichen Verlaufs des Signals in der Regel ein Oszilloskop mit einer analogen Bandbreite von mind. 36 GHz und entsprechend hoher Abtastrate eingesetzt werden. Die Geräte dieser Klasse befinden sich im Moment an der technologischen Grenze, was sich auch im Preis widerspiegelt. Das entwickelte Datenerfassungssystem wurde für die hohe Bandbreite ausgelegt und kann somit auch für YBCO Detektoren verwendet werden.

Der erste Prototyp des Datenerfassungssystems ist in Abbildung 7.6 zu sehen. Die Hauptelemente sind der *Track-and-Hold*-Verstärker⁸[141], der Pikosekunden-Delay-Chip⁹ und der 12-Bit ADC-Chip¹⁰. Als Referenztaktgeber wird die ANKA-HF-Frequenz von 500 MHz verwendet. Die komplette Steuerung geschieht über den FPGA-Baustein¹¹. Für das geplante ADC-FPGA-Datenerfassungssystem muss die Bandbreite nur bis zu dem *Track-and-Hold*-Baustein gewährleistet sein, anschließend ist nur die Genauigkeit der Taktgebung relevant, da die exakte Pulsform hier nicht von Interesse ist. Die Werte der Signalamplitude einzelner Bunche werden im Onboard-Speicher abgelegt und können über eine PCI-Express-Verbindung mit 16 Gb/s direkt in das PC-RAM (DMA) übertragen werden. Bei dem ersten Prototyp agierte die Speicherauslese als limitierender Faktor. Die Aufnahme war auf maximal $\sim 10^4$ Umläufe bei 184 *Buckets* beschränkt. Ein weiteres Merkmal beim Test des ersten Prototyps war die Tatsache, dass die durch Synchrotronoszillation verursachte zeitliche Bewegung des THz-Pulses gegenüber der fixen Position des Samplingpunktes eine künstliche Amplitudenschwankung mit der Synchrotronfrequenz verursachte. Dies ist auch aus Burstingexperimenten mit der *External-Sampling*-Methode bekannt, siehe Kapitel 5.2.

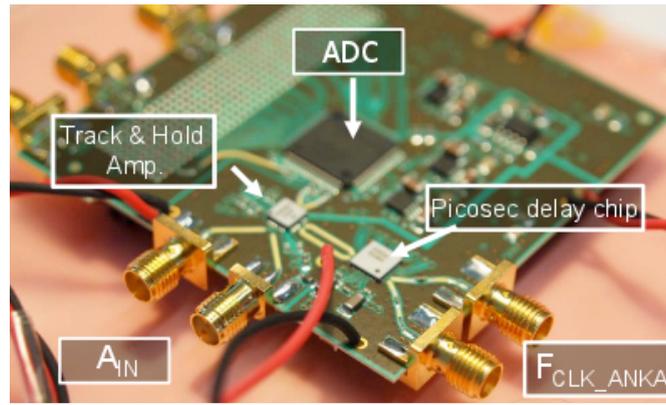
⁷IPE - Institut für Prozessdatenverarbeitung und Elektronik, KIT, Karlsruhe

⁸*Track-and-Hold*-Verstärker ist ein äquivalent für *Sample-and-Hold*-Verstärker. Das Signal am Ausgang des Geräts kann dem Signal am Eingang folgen oder zu einem bestimmten Zeitpunkt (definiert durch Taktquelle) bei einem einzelnen Pegelwert eingefroren werden.

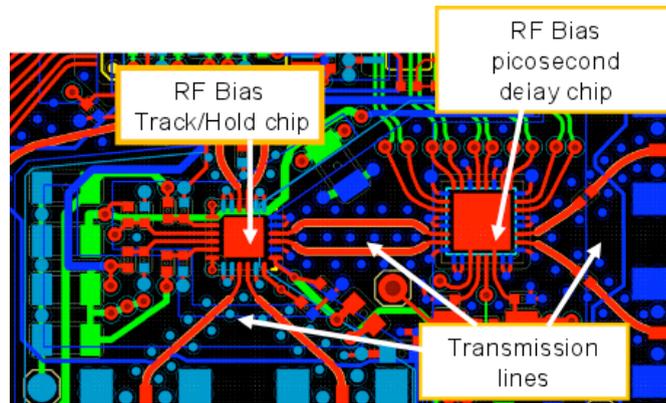
⁹Pikosekunden-Delay-Chip – wird zum Einstellen der Feinjustierung des Abtastzeitpunktes verwendet.

¹⁰ADC – engl. analog-digital converter

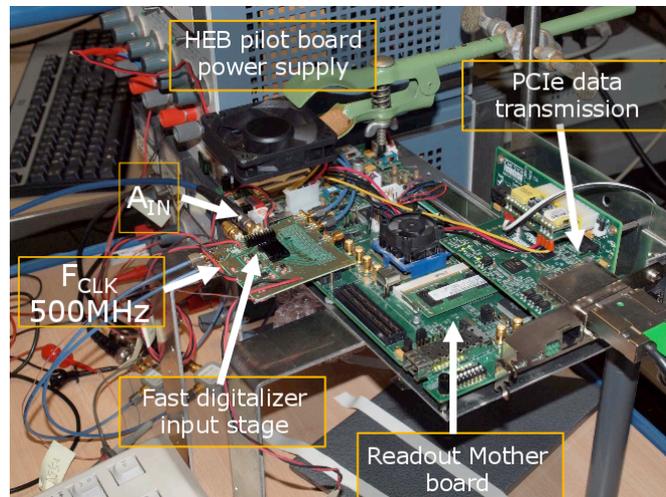
¹¹Motherboard: Xilinx ML605, FPGA: Virtex 6



(a)



(b)



(c)

Abbildung 7.6: In (a) ist die Analogeneinheit des Datenerfassungssystems dargestellt. Das Signal in voller Bandbreite wird am *Track-and-Hold*-Verstärker abhängig von Zeitgeber durch den Pikosekunden-*Delay-Chip* verarbeitet und an den Analog-Digital-Wandler (ADC) gegeben. In (b) ist die *Multilayer*-Platine dieser Einheit dargestellt. Zum Erhalt der Bandbreite wurde ein spezielles Design der Verbindungen (*Transmission lines*) implementiert. Zur Reduktion des Phasenrauschens der Signale muss das Platinenlayout und -material exakt berechnet werden. Der Aufbau des Prototyps in IR1-Beamline an ANKA (c) diente zu Testzwecken. Die Ergebnisse dieser Testphase werden in diesem Kapitel vorgestellt [140].

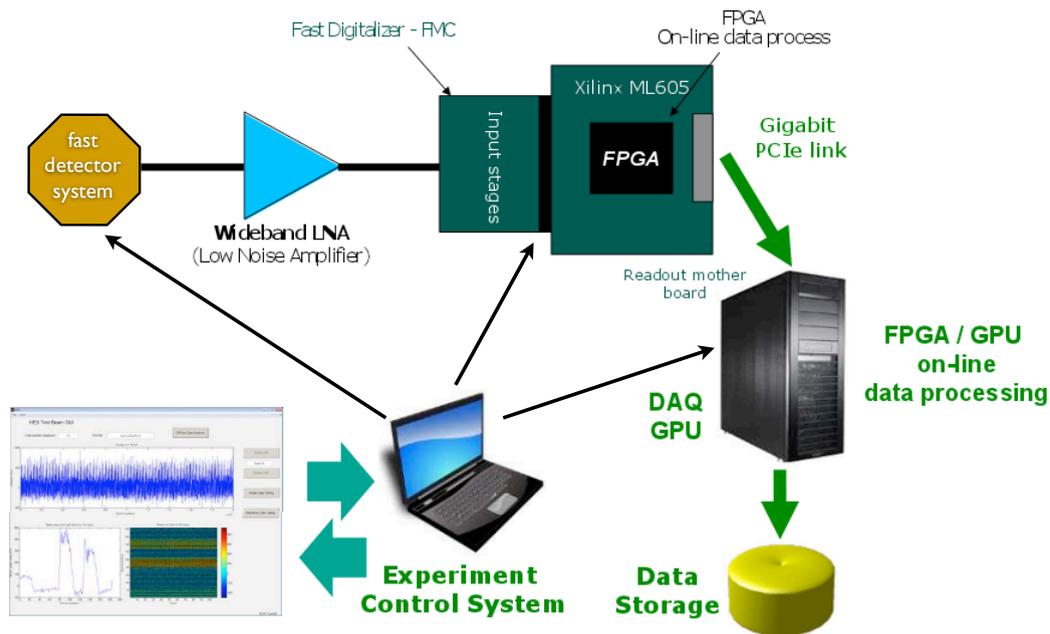


Abbildung 7.7: Dargestellt ist das geplante Systemlayout für das simultane *Turn-by-Turn*- und *Bunch-by-Bunch*-Monitoring des CSR-Signals. Das Signal eines schnellen THz-Detektors wird verstärkt und anschließend digitalisiert. Die Kapazität von FPGA erlaubt nicht nur die Steuerung der Auslese, sondern auch bestimmte Online-Analysen [142].

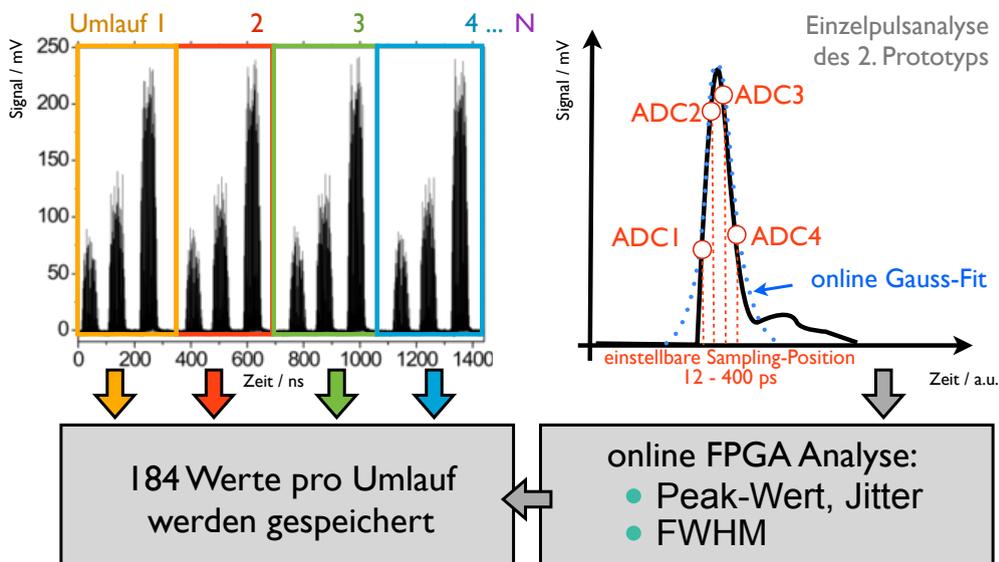


Abbildung 7.8: Zu sehen ist das schematische Funktionsprinzip des Messsystems. Die einfallende CSR erzeugt an einem schnellen THz-Detektor eine Pulsfolge. Das System nimmt Bunch für Bunch auf 4 ADC-Kanälen die Pulsform auf. Das FPGA passt dabei eine gaußsche Kurve an die Messdaten an und errechnet sowohl den Peakwert als auch die FWHM des Signals. Die Werte werden unter der Bunchnummer im RAM des FPGA-Datenerfassungssystems gespeichert. Beim Rauschpegel des Datenerfassungssystems von ~ 2 mV und einer max. Signalamplitude von ~ 800 mV wird ein erheblicher dynamischer Bereich abgedeckt.

Abbildung 7.7 zeigt die schematische Darstellung des gesamten Messsystems mit dem ADC-FPGA-Datenerfassungssystem. Das Signal des THz-Detektors wird nach der Verstärkung digitalisiert und in den Arbeitsspeicher geschrieben. Es besteht die Möglichkeit einer direkten Online-Analyse mittels FPGA oder einer beliebigen Datenmanipulation mittels GPU/CPU. Die Rohdaten oder die prozessierten Daten können auf die PC-Festplatte geschrieben werden. Darüber hinaus ist eine Integration ins bestehende ANKA-Kontrollsystem mit einer GUI¹² und einer EPICS¹³-Anbindung geplant. Der 2. Prototyp des Messsystems befindet sich im Moment in der Inbetriebnahme. Die Einschränkung in der Gesamtlänge der Datennahme wurde hier auf $\sim 3 \cdot 10^5$ Umläufe bei 184 *Buckets* aufgestockt. Es besteht zusätzlich die Möglichkeit durch das Verwerfen leerer *Buckets* die Speichertiefe weiter zu vergrößern. Die aufeinanderfolgenden Aufnahmen (184 *Buckets* \times $3 \cdot 10^5$ Umläufe) können in einer Schleife mit einer Totzeit von < 0.3 s durchgeführt werden. Dies kann einen Datenstrom von bis zu 24 Gb/s erzeugen [140]. Beim 2. Prototyp des Datenerfassungssystems wurden einige Modifikationen durchgeführt. So basiert die Datenaufnahme nun auf vier parallelen 12-Bit ADC-Kanälen, wobei jeder Abtastpunkt mit < 500 fs Genauigkeit beliebig mit Abständen von 3 – 100 ps zeitlich positioniert werden kann. Die Genauigkeit ist durch den Jitter des Onboard-Timingsystems bestimmt. Das Prinzip der Datennahme ist in Abbildung 7.8 dargestellt. Die Peakwerte des Signals des Bolometers für jeden Umlauf werden digitalisiert. Dabei wird die Position des *Buckets* durch das Timingsystem bestimmt. Das Signal wird an einem 4-Kanal-Teiler hoher Bandbreite auf die vier ADCs verteilt. Somit erhält die FPGA-Einheit vier Werte für jeden THz-Peak, dies sind die Rohdaten. Nun kann auf dem FPGA-Chip eine Datenreduzierung durch die Online-Analyse vorgenommen werden. Dabei wird z.B. eine Gauß-Fitfunktion an diese vier Punkte angepasst und liefert Maximum und Standardabweichung. Die Aufgaben des Datenerfassungssystems können flexibel an die Bedürfnisse angepasst werden, da ein FPGA auch zu späteren Zeitpunkten mehrmals reprogrammiert werden kann.

Durch den CSR-Mechanismus (Kapitel 3) besteht ein direkter Zusammenhang zwischen der longitudinalen Bunchdistribution und der Signalamplitude an einem THz-Detektor. Jegliche Veränderung der Bunchform oder der Bunchlänge bewirkt eine Veränderung in der CSR-Abstrahlung. Das konzipierte ADC-FPGA-Datenerfassungssystem gibt einen einzigartigen Einblick in die longitudinale Strahldynamik bei einem Kurzbunchbetrieb am ANKA-Speicherring. Darüber hinaus ist es möglich, in Zukunft das System als Teil eines Rückkopplungszweiges für die Generierung und Kontrolle des CSR-Burstingprozesses zu verwenden.

¹²GUI – Graphical User Interface

¹³EPICS – Experimental Physics and Industrial Control System. Das Kontrollsystem wird zur Steuerung von modernen Beschleunigern und Messeinrichtungen eingesetzt [143].

7.4 Messergebnisse und Diskussion

7.4.1 Bursting-Moden einzelner Bunche im Multi-Bunch-Umfeld

Mithilfe des ADC-FPGA-Datenerfassungssystems gelingt es, mit einer einzelnen Messung den zeitlichen Verlauf des CSR-Signals aller Bunche aufzunehmen, wie Abbildung 7.9 zeigt. Links ist das Füllmuster im Multi-Bunch-Betrieb als Strahlstrom pro Bucket aufgetragen. Auf der rechten Seite ist exemplarisch eine Messung mit einem YBCO-Bolometer abgebildet. Es zeigen das CSR-Signal für alle 184 Buckets über der Anzahl der Umläufe. In diesem Fall wurden etwas mehr als 8000 Umläufe aufgenommen. Die Synchrotronfrequenz bei der Messung betrug 10.2 kHz. Zu erkennen ist, wie schon in Kapitel 5.3.3 dargestellt, dass die CSR-Charakteristiken eine eindeutige Stromabhängigkeit zeigen. Die Fluktuationen des Signals sind auf den ersten Blick sehr unregelmäßig.

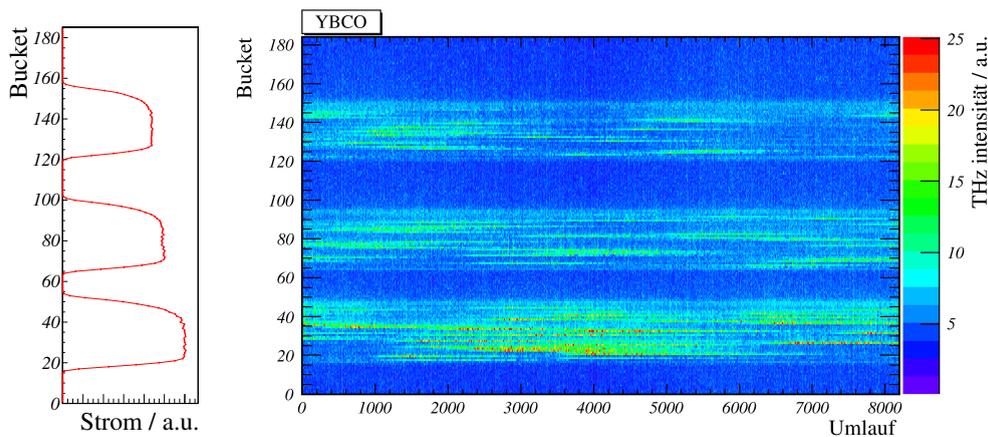
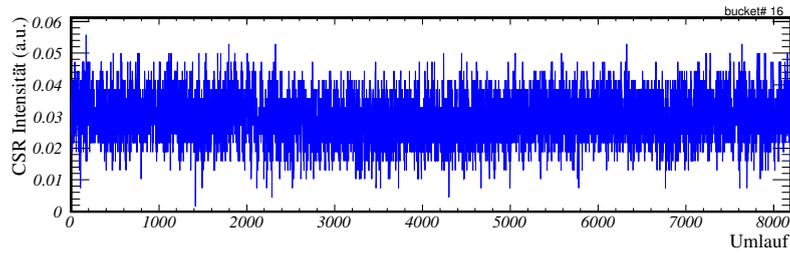


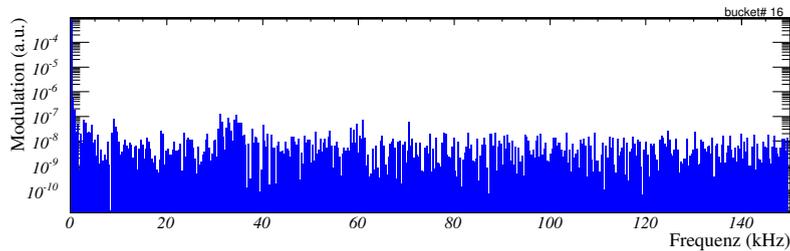
Abbildung 7.9: Gezeigt sind zwei exemplarische Aufnahmen des CSR-Signals am YBCO-Bolometer für jeden Bucket und >8000 aufeinanderfolgende Umläufe mit dem ADC-FPGA-Datenerfassungssystem. Es sind Fluktuationen des Signals zu beobachten. Die Ausbrüche sind sehr stark und scheinbar chaotisch. Die Synchrotronfrequenz bei dieser Messung betrug 10.2 kHz.

(PUBLIZIERT IN [113])

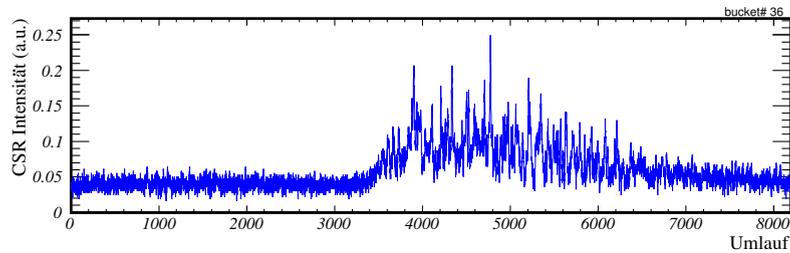
Die Möglichkeit, parallel die CSR-Intensität für alle Bunche quasi permanent überwachen zu können, bringt eine Menge an Vorteilen mit sich. So lässt sich das Verhalten jedes einzelnen Bunches in einer Multi-Bunch-Umgebung betrachten. Die in Kapitel 5.3.3 beschriebenen Bursting-Moden-Untersuchungen können jetzt gezielt auf einzelne Bunche angewendet werden. So lassen sich z.B. im Multi-Bunch-Betrieb gleichzeitig verschiedene Moden beobachten, wie in Abbildung 7.10 dargestellt ist. Das CSR-Signal des Bunches am Anfang des Zuges (a) zeigt ausschließlich hochfrequente Fluktuationen, so dass das Bursting im zeitlichen Verlauf nicht wahrnehmbar ist. Die FFT davon (b) zeigt Anteile bei der Synchrotronfrequenz $f_s = 10.2$ kHz und eine Erhöhung oberhalb von 30 kHz sowie eine schwache Erhöhung oberhalb von 60 kHz. Dies entspricht dem *Spread-Bursting-Regime*. Der Bunch innerhalb des Zuges mit viel Strom (c) liefert dagegen eine klare Fluktuation im zeitlichen Verlauf. Die FFT zeigt einen Anstieg der niederfrequenten Anteile. Die Bänder bei $2f_s$, $3f_s$, $4f_s$, usw. indizieren das resonante Bursting-Regime.



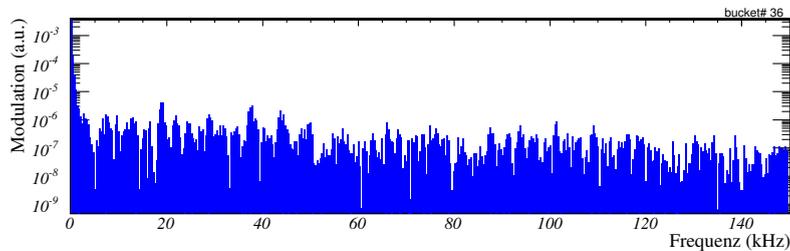
(a) Zeitlicher Verlauf des Signals von Bucket Nr. 16



(b) Frequenzzzerlegung mit FFT des Signals von Bucket Nr. 16



(c) Zeitlicher Verlauf des Signals von Bucket Nr. 36



(d) Frequenzzzerlegung mit FFT des Signals von Bucket Nr. 36

Abbildung 7.10: Zu sehen sind die Signale zweier ausgewählter Bunche aus der Messung in Abbildung 7.9 mit unterschiedlicher Ladung. Der Bunch mit niedriger Ladung (a) am Anfang des ersten Zuges weist im zeitlichen Verlauf sehr hochfrequente Oszillationen auf. Die *Fast Fourier*-Transformation des Signals (b) lässt die Synchrotronfrequenz bei ~ 10.2 kHz und das *Spread-Bursting* oberhalb von ~ 30 kHz erkennen. Bei einer höheren Ladung des Bunches aus der Mitte des ersten Zuges (c) ist zusätzlich noch eine sehr langsame Fluktuation des CSR-Signals zu erkennen. Dies äußert sich im stärkeren, niederfrequenten Anteil bei der Frequenzzzerlegung (d). Bei höheren Frequenzen ist das *Bursting* um $2f_s$, $4f_s$ zu sehen. Dies könnte ein Indiz für das resonante *Bursting* sein. Zu Vermerken ist jedoch, dass durch die erwähnte Aufnahmelängeneinschränkung des 1. Prototypes die Frequenzauflösung bei ~ 300 Hz liegt, was entsprechend die *Bursting*-Moden sehr grob darstellt.

Die Limitierung des 1. Prototyps des ADC-FPGA-Datenerfassungssystems in der Aufnahmedauer bewirkt eine entsprechend grobe Frequenzauflösung > 300 Hz, was die exakte Zuordnung der Bursting-Moden erschwert. Die Frequenzauflösung der Nachfolgeversion wird auf unter 10 Hz deutlich verbessert. Dies wird die Erzeugung feiner Modulationsspektren ermöglichen.

7.4.2 Quasi-Einzelschussmessung der Burstingschwelle

Neben der Information über den zeitlichen Verlauf des Signals enthält jede Aufnahme des ADC-FPGA-Datenerfassungssystems zusätzlich die Information über die mittlere CSR-Intensität pro Bunch. Diese 184 Werte lassen sich zu den Stromwerten mit der Methode der kleinsten Quadrate zuordnen [49].

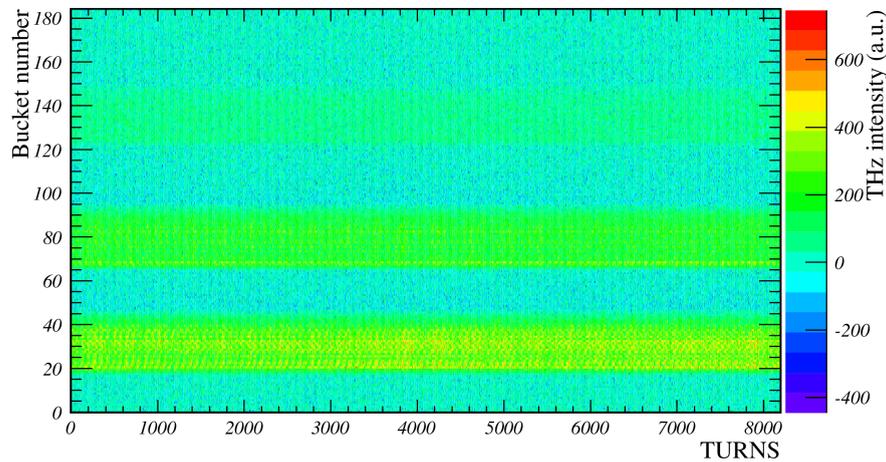
Die mittlere CSR-Intensität pro Bunch in Auftragung gegen den jeweiligen Bunchstrom liefert die Abhängigkeit des CSR-Signals vom Strom, wie in Abbildung 7.11 dargestellt. Hier wurde eine Einzelmessung (~ 8000 Umläufe) mit dem ADC-FPGA-Datenerfassungssystem bei $f_s = 6.25$ kHz mittels HEB-Bolometer (a) ausgewertet. Auf diese Weise lässt sich die Burstingschwelle gemäß Kapitel 5.4 sofort erkennen. Im Vergleich zu den Einzelschussmessungen (siehe Abbildung 5.3) liefert diese Methode hervorragende statistische Genauigkeit. Die Verhaltensänderung der Abstrahlcharakteristik geschieht bei ca. 0.142 mA. Die berechnete Burstingschwelle liegt bei 0.146 mA [76, 74].

7.4.3 Untersuchung des korrelierten Burstingverhaltens

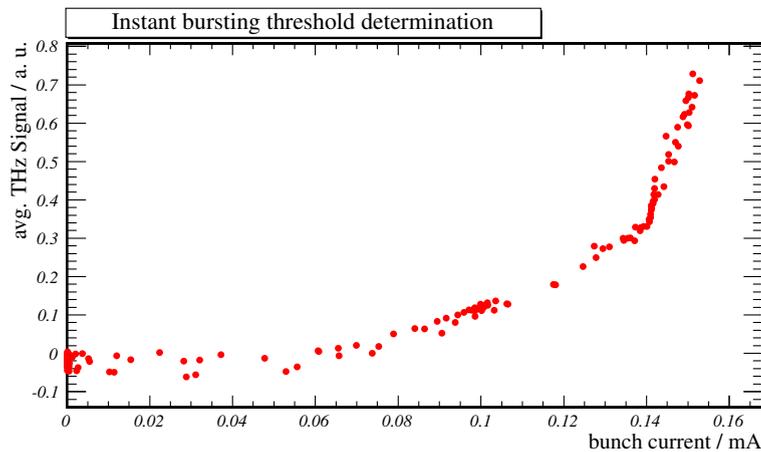
Die Datenaufnahmemethode mittels des ADC-FPGA-Datenerfassungssystems ermöglicht auch neuartige Analysemethoden für Untersuchungen der Multi-Bunch-Effekte. So kann für die Bestimmung der Reichweite von Bunch-Bunch-Wechselwirkungen an ANKA, die durch Wake-Felder (Kapitel 6.3) verursacht werden können, eine statistische Untersuchung der Korrelationskoeffizienten vorgenommen werden. Der Korrelationskoeffizient zwischen einem beliebigen Bunch x und einem Bunch y für die aufgenommene Anzahl der Umläufe N wird berechnet mit:

$$\rho(x, y) = \frac{\sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{\sqrt{\sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2 \cdot \sum_{i=1}^N (y_i - \bar{y})^2}}. \quad (7.1)$$

Dies gibt Auskunft über das Maß der statistischen Abhängigkeit zwischen einzelnen Bunchen im Bursting. Ein Wert von $\rho(x, y) = 0$ bedeutet keine Korrelation im Burstingverhalten zwischen den untersuchten Bunchen, bei $\rho(x, y) = 1$ ist das Verhalten völlig korreliert und bei $\rho(x, y) = -1$ ist es entsprechend völlig antikorreliert. Wird diese Operation für alle *Bucket*-Konstellationen durchgeführt, so ergibt sich eine 184×184 -Matrix der Korrelationskoeffizienten. Zur Untersuchung von statistischen Gegebenheiten wurden Monte-Carlo-Studien vorgenommen. In Abbildung 7.12 sind die Ergebnisse dieser Studien dargestellt. Im Fall des nichtkorrelierten Burstings (a) ist die Zufallsnatur schon anhand



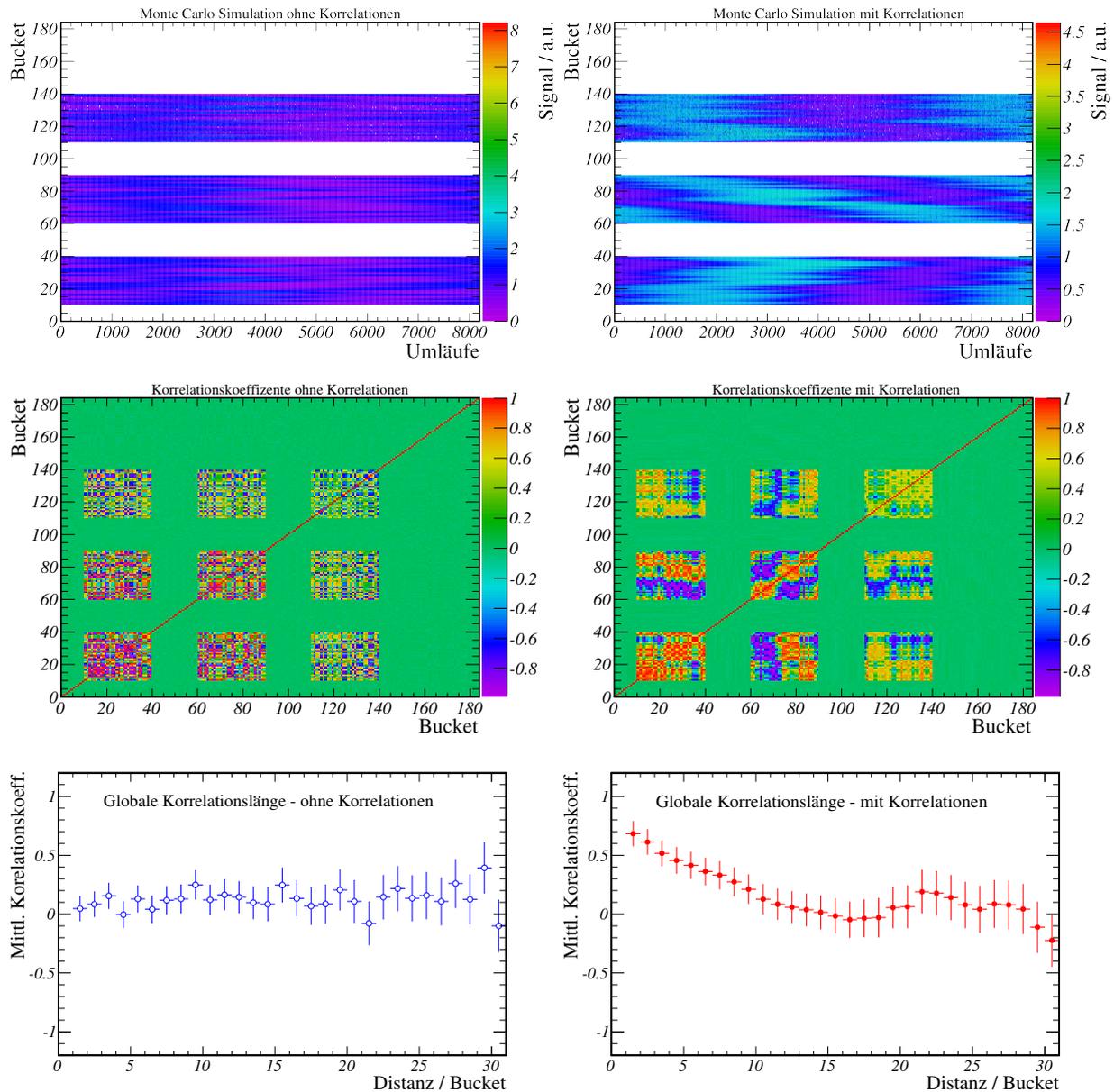
(a) Aufnahme mit dem HEB-Bolometer



(b) Bestimmung der Burstingschwelle

Abbildung 7.11: Die Quasi-Einzelschussmessung der Burstingschwelle basierend auf einer Aufnahme mit ADC-FPGA-Datenerfassungssystem und HEB-Bolometer (a). Die Synchrotronfrequenz bei dieser Messung lag bei $f_s = 6.25$ kHz und die berechnete Nullstrombunchlänge bei 3.7 ps. Die erwartete Singlebunch-Burstingschwelle nach Gl. 4.41 ist 0.146 mA. Bei der Auftragung der mittleren CSR-Intensität für jeden einzelnen Elektronenbunch gegen den zugehörigen Bunchstrom ergibt sich der Verlauf des THz-Signals. Unterhalb der Burstingschwelle skaliert dieses quadratisch mit dem Strom. Zu erkennen ist ein „Knick“ der Kurve bei ca. 0.142 mA. Dies markiert die Änderung der CSR-Charakteristik und somit die gemessene Burstingschwelle (siehe Kapitel 5.4). Die Position der Schwelle ist relativ zum erwarteten Wert verschoben, was ein Indiz für Multi-Bunch-Effekte im Vergleich zu einer Einzelbunchmessung ist (siehe auch Abbildung 7.3). Es ist geplant, eine kontinuierliche Messung der Burstingschwelle mithilfe des ADC-FPGA-Datenerfassungssystems für die Operation im Low- α_c -Modus anzubieten.

(PUBLIZIERT IN [113])

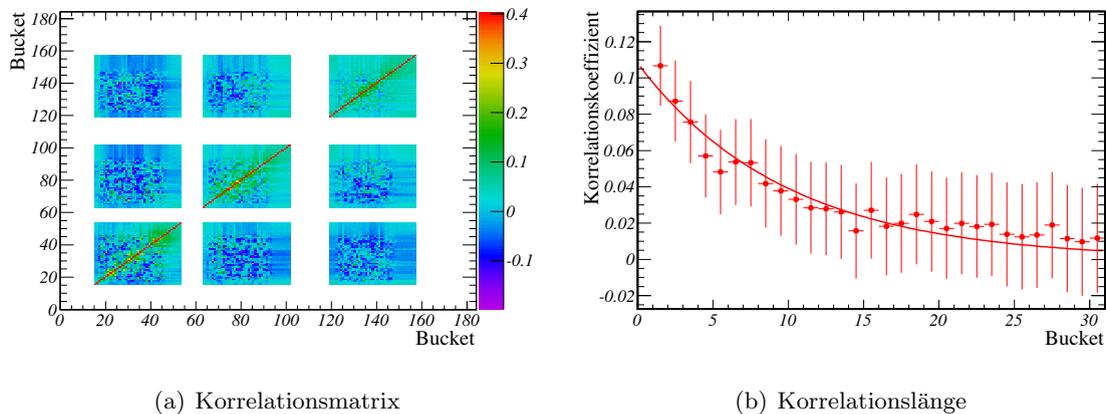


(a) nicht korreliertes Burstingverhalten

(b) stark korreliertes Burstingverhalten

Abbildung 7.12: Zur Untersuchung der statistischen Abhängigkeit im Burstingverhalten einzelner Bunche wurden Monte-Carlo-Studien vorgenommen. Im Fall des nichtkorrelierten Burstings zeigt der zeitliche Verlauf keine eindeutige Struktur (a, oben) und die stochastische Variation der Korrelationskoeffizienten ist schon anhand der Matrix erkennbar (a, Mitte). Um eine Aussage über die Stärke der Bunch-Bunch-Wechselwirkung und deren Reichweite treffen zu können, werden die Korrelationskoeffizienten in Abhängigkeit vom Bunchabstand gemittelt und als eine globale Korrelationslänge aufgetragen (unten). Anhand dieser Größe ist der Unterschied zwischen dem stark korrelierten (b) und nichtkorrelierten (a) Bursting deutlich erkennbar. Die Ergebnisse der Monte-Carlo-Studie zeigen, dass die statistische Methode der Korrelationskoeffizienten und die Berechnung der globalen Korrelationslänge schon bei einer kleinen Datenmenge sehr aussagekräftige Ergebnisse liefert.

der Matrix erkennbar. Um eine Aussage über die Stärke der Bunch-Bunch-Wechselwirkung und deren Reichweite treffen zu können, werden die Korrelationskoeffizienten in Abhängigkeit vom Bunchabstand gemittelt und als eine globale Korrelationslänge aufgetragen (siehe 7.12, unten). Anhand dieser Größe ist der Unterschied zwischen dem stark korrelierten (b) und nichtkorrelierten (a) Bursting deutlich zu erkennen. Während im Fall (a) die mittleren Korrelationskoeffizienten im Rahmen der Unsicherheit um die Nulllinie schwanken, zeigt im Fall (b) der nachfolgende Bunch eine starke statistische Abhängigkeit von seinem Vorgänger. Darüber lässt sich die mittlere Reichweite der Bunch-Bunch-Wechselwirkung direkt erkennen. So wird hier das Bursting statistisch unabhängig erst bei einem Abstand von über 10 Buckets. Die Größe der Fehlerbalken hängt sehr stark von der Länge eines Datensatzes ab und nimmt mit dem Abstand vom ersten Bunch durch größere statistische Schwankungen nicht korrelierter Ereignisse und kleinerer Anzahl der Bunchpaare stetig zu. Für die Monte-Carlo-Studie wurde die gleiche Anzahl der Umläufe wie beim 1. Prototyp des ADC-FPGA-Datenerfassungssystems angenommen. Damit lässt sich die Signifikanz der Messungen einschätzen. Durch das Anwachsen der Unsicherheit der Methode mit der Korrelationslänge wird hier nur der Abstand von 30 Buckets (60 ns) betrachtet. Es ist zu sehen, dass die Aussage in diesem Bereich signifikant ist. Die Ergebnisse der Monte-Carlo-Studie zeigen, dass die statistische Methode der Korrelationskoeffizienten und die Berechnung der globalen Korrelationslänge schon bei einer kleinen Datenmenge des 1. Prototyps des ADC-FPGA-Datenerfassungssystems sehr aussagekräftige Ergebnisse liefert.



(a) Korrelationsmatrix

(b) Korrelationslänge

Abbildung 7.13: Die Analyse der in Abbildung 7.9 vorgestellten Messdaten mit einer Mittelung der Korrelationskoeffizienten-Matrix (a) über 17 konsekutive Datensätze ergibt eine positive Tendenz bei der Bestimmung der Korrelationslänge (b). Das Burstingverhalten der Bunche ist somit nicht vollkommen statistisch unabhängig und damit hängt es von dem Füllmuster im Multi-Bunch-Betrieb ab. Die angepasste Exponentialfunktion in (b) zeigt den Trend des Verlaufs.

(PUBLIZIERT IN [113])

Basierend auf den Monte-Carlo-Studien wurde die gleiche Analyse an gemessenen Daten vorgenommen. Abbildung 7.13 zeigt die Korrelationsstudien an der in Abbildung 7.9 gezeigten Messreihe. Zur Berechnung der statistischen Abhängigkeit wurde die Korrelationsmatrix (a) über 17 konsekutiv aufgenommene Datensätze gemittelt. Bei allen Aufnahmen

lag die Ladung der Bunche oberhalb der Burstingschwelle. Die Analyse zeigt, wie erwartet, eine symmetrische Matrix. Die Werte der Nebendiagonale sind stets 1, da die Buckets immer mit sich selbst korrelieren. Der mittlere Korrelationskoeffizient in Abhängigkeit von der Distanz zwischen den Buckets liefert zwar eine recht kleine, aber eindeutige Korrelation im Burstingverhalten (b). Die Stärke dieser statistischen Abhängigkeit nimmt mit größerer Distanz vom verursachenden Bunch ab. Das Burstingverhalten der Bunche hängt somit von dem Füllmuster im Multi-Bunch-Betrieb ab. Die angepasste Exponentialfunktion zeigt den Trend des Verlaufs. Wichtig ist zu berücksichtigen, dass die exakte Form dieser Kurve nicht der reinen Wechselwirkungsreichweite eines einzelnen Bunches entspricht, da im Multi-Bunch-Betrieb die Korrelationskoeffizienten der weiter entfernten Bunche noch die Anteile ihrer unmittelbaren Vorgänger enthalten. Im Multi-Bunch-Betrieb lässt sich anhand Abb. 7.13 eine Korrelationslänge von ca. 10 Bunchen feststellen.

Die bevorstehende Inbetriebnahme der Endversion des ADC-FPGA-Messsystems an ANKA wird eine Reihe von neuartigen Studien zu den Bunch-Bunch- und Bursting-Effekten ermöglichen, die im Rahmen von zukünftigen Bachelor- bzw. Masterarbeiten durchgeführt werden können.

8. Impedanzeinfluss der Vakuumkammer auf die kohärente Emission

Die in Kapitel 6.3 beschriebene Beobachtung der Wake-Felder mit einer sehr langen Reichweite wurde für eine bestehende Vakuumkammergeometrie durchgeführt. Dies erlaubt eine relative Einschätzung der vorhandenen geometrischen Impedanz, ermöglicht jedoch keine gezielten Studien zur Abhängigkeit der strahldynamischen Vorgänge in einem Bunch von der geometrischen Impedanz. Zu diesem Zweck wurde an einer Stelle des ANKA-Speicherrings die Strahlkammerform mithilfe eines mechanischen, motorisierten Kupferzylinders (im weiteren als *Scraper* bezeichnet) verändert. Diese Einrichtung wird im Regelfall zum Schutz empfindlicher Elemente wie z.B. supraleitender *Insertion Devices* oder zur gezielten Teilchenstromreduzierung eingesetzt. Die Geometrie des ANKA-Scrapers ist in Abbildung 8.1 zu sehen. Der Scraper kann von unten oder von oben die vertikale Apertur von 32 mm bis auf 0 mm einschränken. In diesem Kapitel werden die systematischen Studien zur gezielten, impedanzbedingten Änderung der CSR-Charakteristiken vorgestellt.

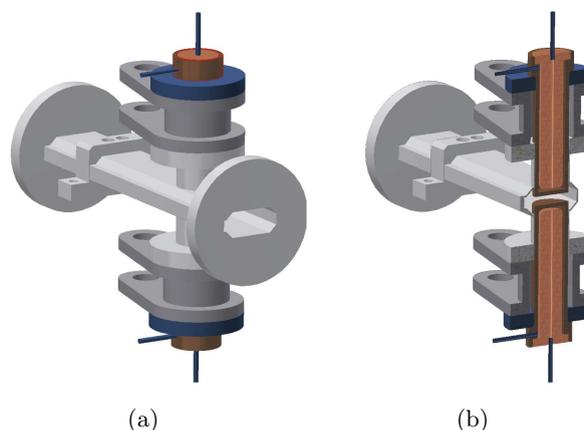


Abbildung 8.1: Dargestellt ist die vertikale Scraper-Anordnung im ANKA-Speicherring (a). In (b) ist eine Schnittansicht des Scrapers gezeigt. Die beiden Scraperstempel sind aus Kupfermetall und werden aktiv gekühlt. Der Scraper kann mit einer Submm-Genauigkeit ferngesteuert eingestellt werden [15].

8.1 Beobachtung der impedanzbedingten Einflüsse auf CSR

8.1.1 Indizien für geometrische Impedanzeinflüsse

Im Rahmen einer früheren Studie an ANKA wurde die Auswirkung eines Scrapers auf den geschlossenen Orbit und den relativen Energieverlust $\Delta E/E$ der Teilchen in Abhängigkeit von der Scraper-Position untersucht [126]. Als Ergebnis wurde ein deutlicher Unterschied zwischen dem erwarteten longitudinalen Scraper-Einfluss im Multi-Bunchbetrieb und dem berechneten Singlebunch-Effekt (skaliert mit der Anzahl der Bunche) festgestellt, wie in Abbildung 8.2 dargestellt ist. Die Messung des Energieverlusts (rote Messpunkte) wurde dabei anhand der Orbitverschiebung Δx an einer Position mit einer bekannten Dispersion D_x durchgeführt, gemäß [126]:

$$\frac{\Delta x}{D_x} \approx \frac{\Delta E}{E} = \frac{1}{E_0} k_{\parallel} e T_0 \Delta I_{\text{Bunch}}, \quad (8.1)$$

wobei T_0 die Umlauffrequenz und ΔI_{Bunch} die Stromänderung ist. Der erwartete Effekt des Scrapers kann mit dem Verlustfaktor k_{\parallel} berechnet werden [126]:

$$k_{\parallel} \approx \frac{Z_0 \sqrt{\pi}}{16} \ln \left(\frac{a}{b} \right) \int_{c/h}^{\infty} d\omega e^{-\left(\frac{\omega \sigma_z}{c}\right)^2}, \quad (8.2)$$

wobei a die Hälfte der Strahlkammerhöhe, b die Distanz von Scraper zur Strahlkammermitte, σ_z die Bunchlänge und c die Lichtgeschwindigkeit ist.

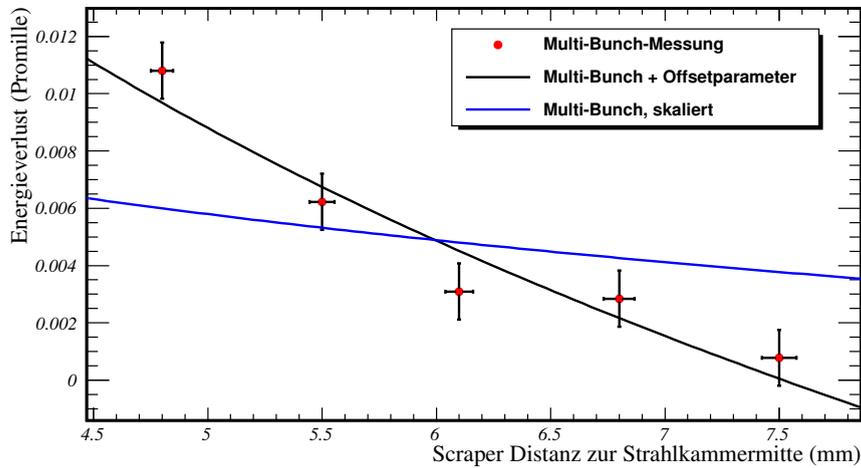


Abbildung 8.2: Dargestellt ist der berechnete und gemessene, relative Energieverlust aufgrund der Scraper-Impedanz in Abhängigkeit von der Apertrurgröße. Die Messpunkte im Multi-Bunch-Betrieb markieren die ermittelten Verlustwerte für verschiedene Scraperpositionen. Die berechnete Wirkung für den Single-Bunch-Betrieb skaliert mit der Anzahl der Bunche und ist in Blau dargestellt. Die Diskrepanz in der Steigung kann durch Bunch-Bunch-Effekte erklärt werden. Die Anpassung der effektiven Apertur durch einen freien Offsetparameter liefert eine gute Übereinstimmung mit der Messung. Der vertikale Fehler reflektiert die Unsicherheit der Strahllagemessung, der horizontale beruht auf einer Größtfehlerabschätzung von 1% für die Einstellgenauigkeit des Schrittmotors [126].

Das Ergebnis der Berechnung liefert den erwarteten Energieverlust für den Single-Bunch-Betrieb. Die Skalierung mit der Anzahl der Bunche liefert die Vorhersage für den Multi-Bunch-Betrieb (siehe Abbildung 8.2, blau). Zu sehen ist eine signifikante Diskrepanz in der Steigung zwischen der Messung und dem Single-Bunch-Ansatz. Eine der möglichen Erklärungen dafür wären die Bunch-Bunch-Effekte durch die Existenz von resonanten Moden in der Speicherring-Vakuumkammer. Wird die Distanz des Scrapers mit einem Offset $b' = b - b_0$ versehen, so lässt sich eine gute Übereinstimmung mit der Messung finden (Abbildung 8.2, schwarz) [126].

8.1.2 Verstärkte Emission aufgrund der Scraper-Impedanz

In einer weiteren Studie wurde die CSR-Emission an der ANKA-IR1-Beamline unter Einwirkung des Scrapers untersucht [49, 139]. Als Ergebnis zeigte sich eine merkliche Verstärkung der CSR-Intensität am Silizium-Bolometer, wie in Abbildung 8.3 dargestellt. Die Änderung der CSR-Leistung ist unabhängig von der Scraperwahl (oben/unten) stets positiv. Der beobachtete Effekt ist eindeutig reproduzierbar.

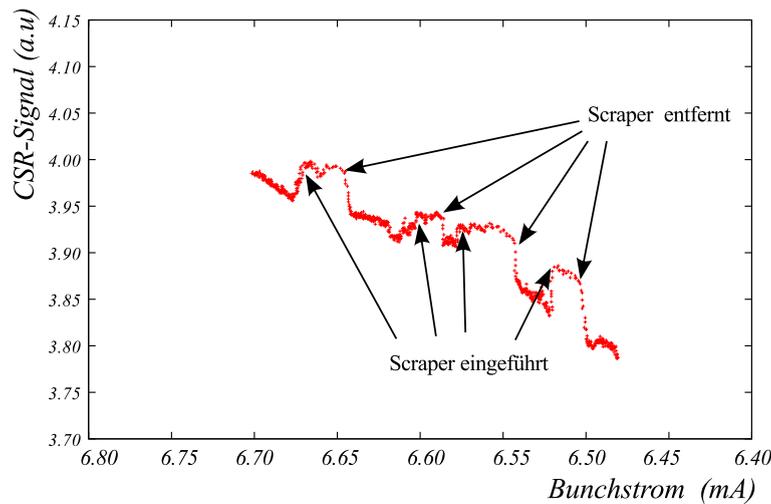


Abbildung 8.3: Die Messung der CSR-Intensität im Multi-Bunch-Betrieb mit dem Silizium-Bolometer an der IR1-Beamline von ANKA zeigt einen Einfluss der Scraper-Impedanz auf die CSR-Abstrahlung. Das Signal steigt beim Annähern des Scrapers an den Elektronenstrahl signifikant an.

(PUBLIZIERT IN [49])

Als mögliche Ursache für das Auftreten des Effektes war zunächst eine Stahlverformung durch die Kollimatorwirkung des Scrapers angenommen worden. Dies betrifft nur die Randbereiche der transversalen meist gaußschen Ladungsverteilung, die als Elektronen-Halo bezeichnet werden. So kann es zum Beispiel durch die Rotation im Phasenraum und durch Kopplungseffekte zwischen der longitudinalen und vertikalen Ebene zu einer effektiven Verkürzung der Bunchlänge kommen. Kleinste Änderungen der Bunchform verursachen nach Gl. 3.3 starke Schwankungen der CSR-Leistung. Die entstandene Verformung geht jedoch durch Filamentation des Phasenraums und aufgrund der Dämpfung innerhalb von weni-

gen Millisekunden verloren. Ist die Verlustrate aufgrund des Scrapers konstant, so erscheint diese Modellvorstellung plausibel. Zu bedenken ist jedoch, dass bei einer konstanten Verlustrate die CSR-Intensität entsprechend mit $\propto I_{\text{Strahl}}^2$ abnimmt. Damit die CSR in diesem Prozess eine signifikante Leistungszunahme erfährt, müsste die Stromabnahme durch die Änderung des Formfaktors gemäß Gl. 3.3 kompensiert und sogar übertroffen werden.

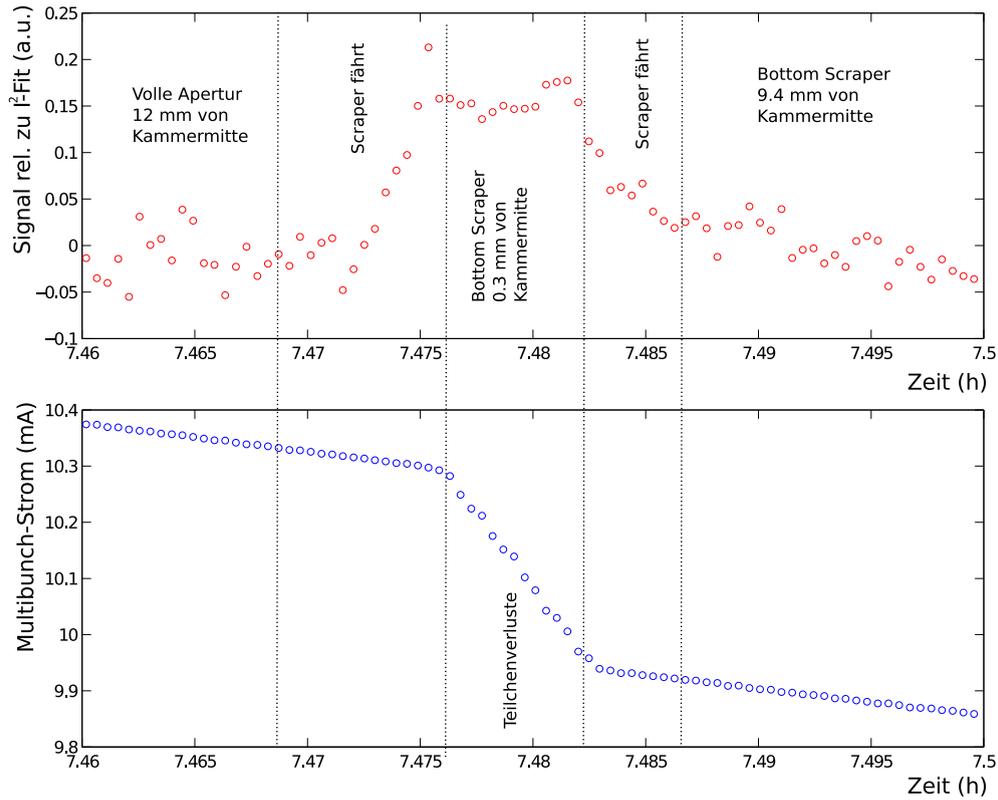


Abbildung 8.4: Im oberen Diagramm ist die CSR-Signaldifferenz zu einem I_{Strahl}^2 -Verhalten gegen die Zeit aufgetragen. Die Bereiche für verschiedene Scapereinstellungen sind durch gestrichelte Linien markiert. Zu sehen ist ein CSR-Anstieg beim Einföhren des Scrapers. Bleibt die Position des Scrapers konstant, so ist keine Änderung der Signaldifferenz zu verzeichnen. Dies bedeutet, dass die CSR-Intensität bei einer konstanten Stellung des Scrapers ebenfalls mit I_{Strahl}^2 skaliert und dabei nur einen festen Offset zu der CSR-Intensität ohne Scaper aufweist. Dies wiederum bedeutet, dass für konstante Scaperposition ein konstanter Formfaktor gemäß Gl. 3.3 vorliegt. Es gilt somit, dass die Verformung kein transienter Effekt, sondern ein Gleichgewichtszustand in Gegenwart des Scrapers ist. Das untere Diagramm zeigt den Strahlstromverlauf gegen die Zeit. Bei der Endposition von 0.3 mm von der Strahlkammermitte sind stärkere Teilchenverluste zu sehen. Beim Rausfahren des Scrapers normalisiert sich der Strahlstromzerfall.

In Abbildung 8.4 ist ein exemplarisches Beispiel eines Bottom-Scaper-Ereignisses dargestellt. Im oberen Diagramm ist die zeitliche Signalveränderung relativ zum erwarteten CSR-Verlauf ($\propto I_{\text{Strahl}}^2$) aufgetragen. Im unteren Diagramm ist der Strahlstrom gegen die Zeit aufgetragen. Die durch die gestrichelten Linien markierten Bereiche zeigen verschiedene Scaperepositionen. So wurde der untere Scaper von der *Home*-Position (ohne Apertureschränkung) auf 0.3 mm zur Vakuumkammermitte gefahren. Zu vermerken ist,

dass die Strahlposition von der Mitte der Vakuumkammer abweichen kann. Es ist zu sehen, dass der CSR-Anstieg zeitlich vor dem messbaren Teilchenverlust auftritt. Dies widerlegt eindeutig die These der geometrischen Bunchverformung durch Teilverluste als Ursache des Effektes. Das Signal steigt während der Scrapperbewegung linear in der Zeit an. Die Scrapperposition wird durch einen Schrittmotor ebenfalls linear verändert. Im Bereich des Teilchenverlustes bei der Endposition des Scrapers zeigt das CSR Signal einen konstanten Offset relativ zum $\propto I^2$ -Verlauf. Dies bedeutet in erster Linie, dass sich durch Scrapper-Einfluss nur der Formfaktor verändert hat. Es gilt somit, dass die Verformung ein Gleichgewichtszustand in Gegenwart des Scrapers ist. Eine gezielte Studie mit numerischer Lösung der Haissinski-Gleichung [73] für die CSR- und Scrapper-Impedanz wurde im Rahmen einer weiterführenden Diplomarbeit durchgeführt [81]. Die Studie zeigte eine signifikante Veränderung des Formfaktors durch den Einfluss des Scrapers. Diese Erkenntnis steht im guten Einklang mit der Beobachtung.

Zu vermerken ist, dass der theoretisch erwartete Einfluss des Scrapers im Rahmen des sogenannten optischen Modells beschrieben werden kann [144]. In diesem Zusammenhang lässt sich das Wakepotential analog zu Gl. 8.2 für eine runde Apertur vereinfacht darstellen als [145]:

$$W_{\parallel}(z) \propto \ln\left(\frac{a}{b}\right) \frac{1}{\sigma_z} e^{-\frac{z^2}{2\sigma_z^2}}. \quad (8.3)$$

Die kollektive Kraft steigt mit abnehmender Bunchlänge sowie auch mit $-\ln(b)$, fällt jedoch linear gemäß Gleichung 4.2 mit der Ladung im Bunch ab. Zur Erhaltung der konstanten kollektiven Kraft aufgrund der Scrapereinwirkung muss die Apertur nachgeführt werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurden alle Messungen bei konstanter Apertur durchgeführt, was bedeutet, dass die kollektive Kraft zu kleineren Strömen systematisch abnimmt. Dies stellt jedoch keine Einschränkung der Aussagekraft der durchgeführten Messungen dar. Die Ergebnisse müssen lediglich als eine Art „untere Schranke“ für die Stärke des Effekts bei kleinen Bunchströmen betrachtet werden.

8.1.3 Untersuchung systematischer Unsicherheiten

Bei der Untersuchung des Einflusses geometrischer Veränderungen der Strahlkammerform wie z.B. mit dem Scrapper sollten Störeinflüsse auf den Orbit und somit auch auf das abbildende optische System der Beamline überprüft werden. Die transversale Änderung der Position vom Elektronenstrahl können scheinbare Intensitätsveränderungen im Abbildungspunkt der IR1-Beamline hervorrufen.

Die transversale Scrapper-Impedanz verursacht beim Bunchdurchgang jeweils eine Winkeländerung (engl. *scrapper kick*) des geschlossenen Strahlorbits am Ort des Scrapers. Dies findet nur bei einer asymmetrischen Apertur statt. Der Ausmaß der Winkeländerung kann mit der folgenden Formel beschrieben werden [146, 126]:

$$\langle y' \rangle = 0.71 \left(\frac{\pi}{2}\right)^{\frac{3}{2}} \frac{r_e N_b}{\sigma_z \gamma} \cdot \frac{b-a}{b+a}. \quad (8.4)$$

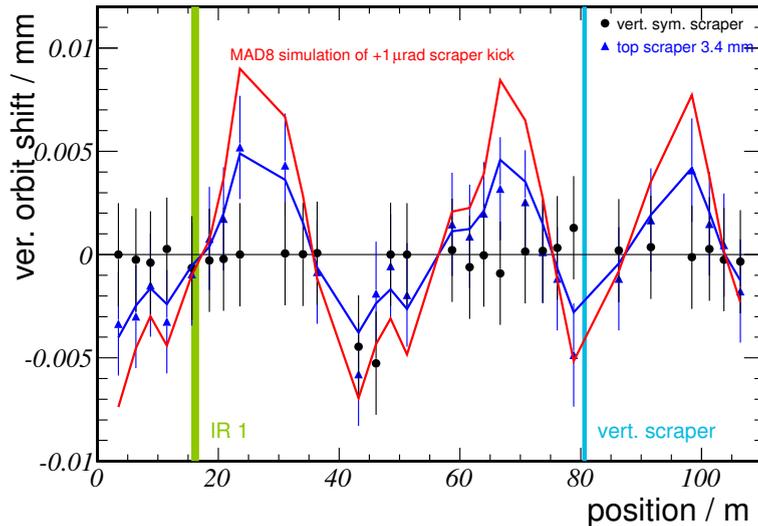


Abbildung 8.5: Dargestellt ist der Vergleich zwischen der gemessenen Orbitveränderung aufgrund des Kicks eines symmetrischen und asymmetrischen Scrapers. Zur Einschätzung der Winkeländerung wurde ein Orbit-Fit basierend auf der MAD8-Simulation (durchgezogene Linien) durchgeführt. Im symmetrischen Fall ist die Änderung nicht signifikant, dagegen ist für die einseitige Wirkung z.B. des Top-Scrapers (6mm zur Strahlkammermitte) ist ein Kick in Größenordnung ~ 0.5 mrad zu sehen. Die Fehlerbalken markieren die Unsicherheit bei der Positionsbestimmung mit BPMs [124].

Da an ANKA die untersuchten Scraper vertikal ausgerichtet sind, wird ein vertikaler Kick erwartet. Dieser Effekt kann allerdings durch eine symmetrische Anordnung beider Scraper relativ zum Strahl wegen der Kompensationswirkung beider Wake-Felder völlig dezimiert werden. Die Ermittlung einer exakten symmetrischen Ausrichtung der Scraper hat sich als Herausforderung herausgestellt, da die Position des Strahls von der Strahlkammermitte abweichen kann. Die letztendliche funktionierende Lösung für diese Aufgabe war die Feinausrichtung mithilfe eines Teilchenverlustmonitors¹. Die symmetrische Position beider Scraper wird anhand der gleichen Teilchenverlustrate bestimmt und kann anschließend beliebig skaliert werden. Durch eine Messung des Orbits mit den BPMs an ANKA wurde dieser Einfluss untersucht, wie Abbildung 8.5 zeigt. Die BPMs sind um den Ring verteilt und liefern jeweils die lokale Position des Ladungsschwerpunktes des gespeicherten Strahls in der transversalen Ebene. Die Messpunkte im Diagramm zeigen die Orbitverschiebung relativ zum Referenzorbit. Im symmetrischen Fall (schwarz) ist die Diskrepanz wie erwartet vernachlässigbar. Bei einer asymmetrischen Position (blau) ist eine deutliche Orbitveränderung zu beobachten. Die Position vom Scraper (hellblau) und von der IR1-Beamline (grün) ist durch vertikale Linien markiert. Durch eine MAD8-*Tracking*-Simulation (durchgezogene Linien) kann die Winkeländerung bestimmt werden. In Rot ist der simulierte Orbit für einen 1 mrad Scraper-Kick dargestellt. Zu sehen ist, dass der Kick im asymmetrischen Fall um ca. die Hälfte kleiner ist (blau) [124, 126].

¹Am Anka Speicherring sind viele Teilchenverlustmonitore (engl. beam loss monitors - BLM) um den Ring verteilt installiert. Diese sind sehr hilfreich zur Fehlersuche und Diagnostik. Zusätzlich wurde für Scraper-Feineinstellung ein Bleiglasszähler verwendet. Dieser weist einen besseren dynamischen Bereich auf.

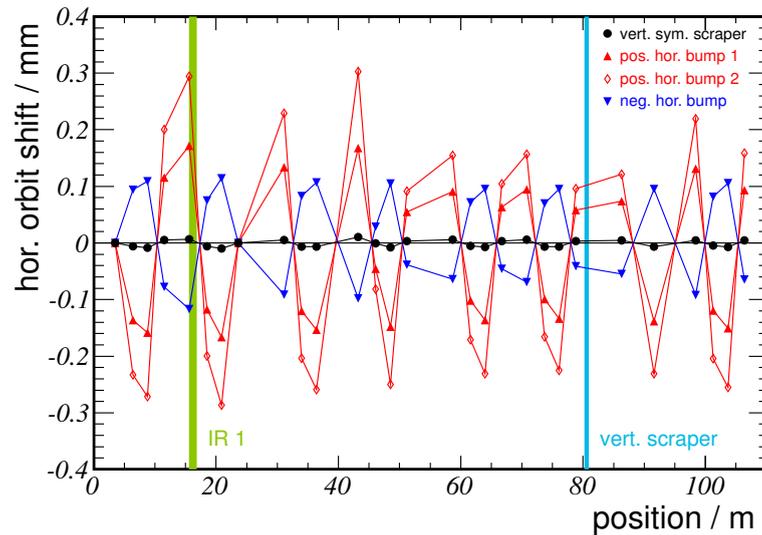


Abbildung 8.6: Der Einfluss des Scrapers auf den horizontalen Orbit aufgrund des Energieverlusts ist zu sehen. In Schwarz ist die Messung des relativen Orbits für eine symmetrische Scraperposition dargestellt. Zu Testzwecken wurden positive und negative *Bumps* erzeugt und deren Auswirkung auf CSR untersucht. Die Verschiebung aufgrund des Scrapers ist gering [124].

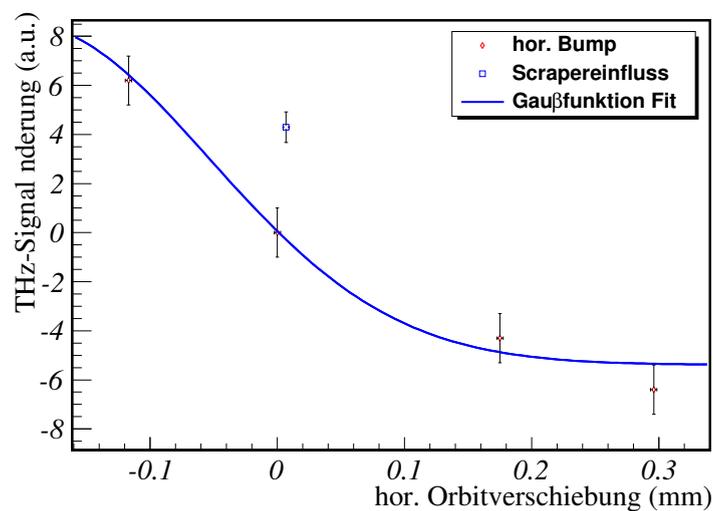


Abbildung 8.7: In einer Studie des Orbiteinflusses auf die CSR-Leistung wurden positive und negative *Bumps* am Ort der Strahlauskopplung von IR1 erzeugt. Die Ergebnisse dieser Studie sind hier aufgetragen. Bei Anwendung eines Scrapers ändert sich die CSR-Intensität stets positiv bei einer positiven Orbitverschiebung. Die Tendenz dieser Verschiebung soll allerdings eine Verkleinerung des Signals hervorrufen. Die Erhöhung der CSR-Intensität an der IR1-Beamline aufgrund der Scrapereinwirkung ist somit signifikant und lässt sich nicht durch systematische Orbitverschiebung erklären. Zu sehen ist auch, dass die IR1-Beamline für die Auskopplung der THz-Strahlung nicht optimal justiert ist. Die Anpassung durch die Gaußfunktion zeigt den vermuteten Verlauf.

Eine weitere Auswirkung des Scrapers auf den geschlossenen Orbit ist in horizontaler Ebene zu erwarten. Dies ist eine Folge des Energieverlustes. Teilchen mit kleinerer Energie werden stärker abgelenkt und verformen auf diese Weise den Orbit. Abbildung 8.6 zeigt die Verschiebung des Orbits aufgrund des Scrapers und auch durch künstlich erzeugte positive und negative Orbitbeulen (engl. *Bumps*) am Ort der IR1-Beamline. Im symmetrischen Fall muss nur der Einfluss dieser horizontalen Orbitveränderung auf CSR untersucht werden. Eine Messung des CSR-Signals mithilfe eines Silizium Bolometers an der IR1-Beamline zeigte eine Veränderung sowohl für Scraper als auch für die angewendeten *Bumps*, wie Abbildung 8.7 zeigt. Mithilfe der Orbitverschiebung ließ sich sowohl eine Verkleinerung als auch eine Vergrößerung des Signals erzeugen. Die Vergrößerung des Signals ist ein Indiz für nicht optimierte THz-Strahlauskopplung an der IR1-Beamline². Bei Anwendung eines Scrapers ändert sich die CSR-Intensität stets positiv bei einer positiven Orbitverschiebung, welche tendenziell eine orbitbedingte Verkleinerung des Signals hervorrufen sollte. Die Änderung ist gemäß Abbildung 8.7 signifikant und lässt sich nicht durch systematische Orbitverschiebung erklären.

8.1.4 Scraper-Impedanz im *Steady-State*- und Bursting-Regime

In Kapitel 7 wurde der Einfluss des Füllpatterns einer Multi-Bunch-Füllung auf die CSR-Intensität untersucht und als signifikant befunden. Um die Wirkung der Bunch-Bunch-Effekte zu dezimieren, wurde eine Studie der Abhängigkeit der CSR-Intensität im THz-Bereich vom Bunchstrom mit und ohne Scrapereinfluss im Single-Bunch-Betrieb durchgeführt, wie in Abbildung 8.8 dargestellt ist. In einer Low- α -Optik mit $f_s = 8.5$ kHz liegt die reguläre Burstingschwelle bei ca. 0.29 mA, dies ist anhand des Signalverlaufs ohne Scraper (schwarze Messpunkte) zu erkennen. Das CSR-Signal mit Scrapereinfluss (rote Messpunkte) ist über den gesamten Messbereich hinweg deutlich intensiver. Die CSR-Verstärkung beträgt bei der Burstingschwelle ca. 20 %. Die Burstingschwelle liegt bei kleineren Strömen. Der Übergang ins reguläre Bursting geschieht unter Scrapereinfluss „fließender“. Im Bursting nimmt die CSR-Verstärkung ab. Die Ursache dafür kann Bursting-*Duty-Cycle* sein, da hier die mittlere CSR-Intensität mit einem HEB-Detektorsystem beobachtet wird. Im *Steady-State*-Regime scheinen die beiden Signale eine minimale Fluktuation um das erwartete I^2 -Verhalten auszuführen.

Im Bursting-Regime wurden Spektrogramme des THz-Signals als geeignetes Mittel zur Analyse des Burstingverhaltens verwendet. So kann auch der Einfluss eines Scrapers auf Bursting-Moden im Single-Bunch-Betrieb damit untersucht werden. In Abbildung 8.9 ist eine Messung des Spektrogramms (rechts) in Auftragung gegen den Strom dargestellt. Während der Messung wurde die Position des Scrapers verändert (links). Die *Home*-Position ist bei 13.8 mm und die Strahlkammermitte bei 0 mm. Es wurde beobachtet, dass sich die Modulationslinien des Spektrogramms durch Scraper-Impedanz tendenziell zu kleineren Frequenzen hin verschieben. Das Verhalten ist im regulären Bursting-Regime am deutlichsten zu sehen. Die Verschiebung ist reversibel und reproduzierbar.

²Im Rahmen einer weiterführenden Studie wird momentan die Realisierung einer dedizierten THz-Beamline am ANKA-Speicherring untersucht.

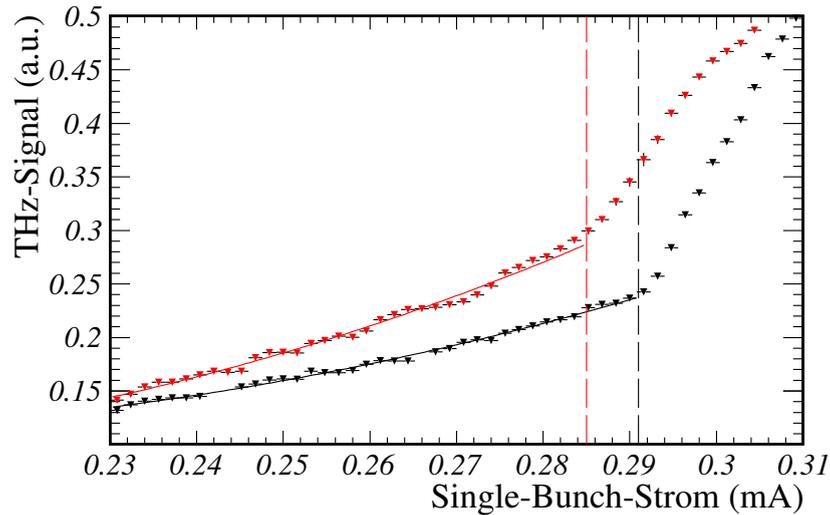


Abbildung 8.8: Messung der mittleren CSR-Intensität mit einem HEB-Detektorsystem für die Low- α_c -Optik mit $f_s = 8.5 \text{ kHz}$ bei einer HF-Spannung von 150 kV liefert einen Unterschied zwischen dem CSR-Signal mit (rot) und ohne (schwarz) Scraper. Bei einer festen Scraperposition ist eine CSR-Verstärkung über das komplette *Steady-State*-Regime zu beobachten. Darüber hinaus scheint die Burstingschwelle bei ca. 0.29 mA (schwarze, gestrichelte Linie) unter Scrapereinfluss zu kleineren Strömen (ca. 0.285 mA, rote, gestrichelte Linie) hin verschoben zu sein. Auch im Bursting ist die mittlere Intensität mit Scrapereinfluss deutlich oberhalb der Referenz. Das Signal scheint auch aufgrund des Bursting-*Duty-Cycles* etwas früher einzubrechen. Als Trendlinie ist für beide Fälle eine I^2 -Anpassung unterhalb der Burstingschwelle dargestellt. Die vertikalen Fehlerbalken repräsentieren den Fehler des Signalmittelwertes.

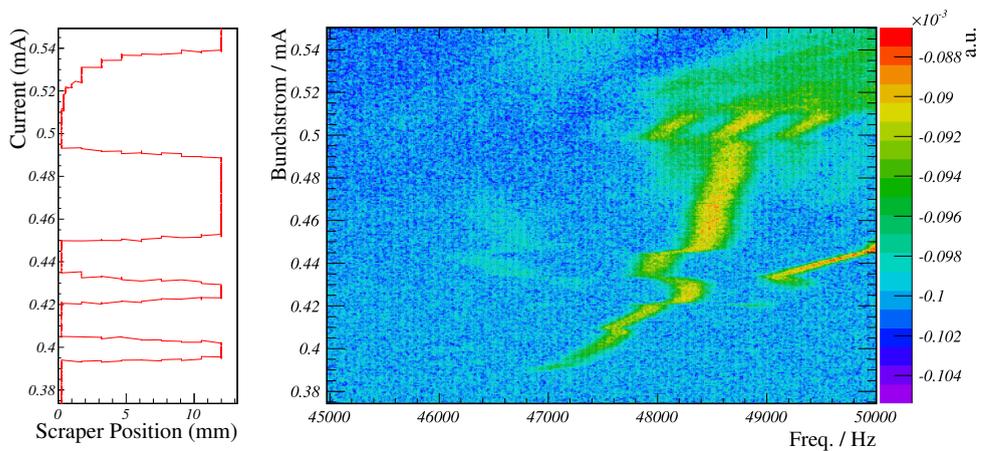


Abbildung 8.9: Das Bursting-Spektrogramm bietet eine bessere Methode zur Untersuchung des Scraper-Effektes auf das CSR-Signal im Bursting, enthält allerdings keine Informationen über das Verhalten im *Steady-State*-Regime. In der vorgestellten Messung wurde das Burstingverhalten mittels des Scrapers manipuliert. Die Position des Scrapers wurde mehrmals verändert, wie im linken Diagramm als Abstand zur Strahlkammermitte dargestellt ist. Rechts ist ein Burstingband im regulären Bursting und *Spread-Bursting* (siehe Kapitel 5.3.3) zu sehen. Es ist eine signifikante, reproduzierbare Verschiebung der Modulationsbänder beim Einsatz des Scrapers zu beobachten. Dies ist ein eindeutiger Nachweis des Scrapereinflusses.

Mit dem in Kapitel 7.3 vorgestellten Messsystem werden diese Studien technisch deutlich vereinfacht. Durch permanentes Monitoring von CSR für alle Buckets im Ring werden auch Messungen der Multi-Bunch-Einflüsse und Korrelationsänderungen durch Scraper ermöglicht.

8.1.5 Beobachtung des Scrapereffekts in spektraler CSR-Emission

Die Veränderung des Formfaktors aufgrund der Scrapereinwirkung sollte eine signifikante Verschiebung im CSR-Spektrum hervorrufen. Eine Studie der spektralen Emission mithilfe eines Martin-Puplett-Spektrometers an der IR1-Beamline mit und ohne Scraper zeigen diese Diskrepanz. In Abbildung 8.10 (oben) sind zwei Emissionsspektren im THz-Bereich mit (rot) und ohne (blau) Scrapereinfluss dargestellt. Das CSR-Spektrum besteht aus einem *Steady-State*-Anteil bis ca. 150 GHz. Dieser Anteil wird durch die Bunchlänge bestimmt. Die Beiträge zum Spektrum an höheren Frequenzen sind gemittelte Bursting-Effekte (*Microbunching*). Im Falle des geschlossenen Scrapers ist eine stärkere Emission über das gesamte Spektrum zu beobachten, wobei die Tendenz für Bursting-Anteile höher liegt. Die Bunchlänge für die dargestellten Messungen unterscheidet sich geringfügig aufgrund der kleinen Bunchstromdifferenz: 0.141 mA (rot) und 0.133 mA (blau). Die Spektren wurden jeweils auf I_b^2 normiert, um die quadratische Stromabhängigkeit der CSR zu berücksichtigen. Um die Auswirkung des Bunchlängenunterschieds auf das CSR-Spektrum quantitativ einzuschätzen wurde eine Berechnung des CSR-Spektrums nach Gl. 3.1 für beide Bunchlängen unter Annahme einer Gaußschen Bunchform durchgeführt (siehe Abbildung 8.10, unten). Die Farbkodierung ist entsprechend erhalten geblieben. Die Berechnung berücksichtigt keine Burstingeffekte, somit sind keine Frequenzanteile oberhalb von 150 GHz zu sehen. Angelehnt an empirische Werte wurde für die CSR-Unterdrückung (siehe Kapitel 3.2) eine einfache Hochpass-Filterfunktion verwendet. Die tatsächliche Filterfunktion der Vakuumkammer ist komplexer und muss in der Regel explizit durch numerische Lösung der Maxwell-Gleichungen unter Berücksichtigung der vorhandenen Geometrie bestimmt werden [147]. Zusätzlich wurde entsprechend dem gemessenen Signal-zu-Rauschverhältnis das weiße Rauschen hinzugefügt. Das Ergebnis zeigt die realistische Schätzung der Bunchlängenabhängigkeit der beiden Spektren. Verglichen mit der Messung liegt hier die spektrale Intensität der roten Kurve ohne Berücksichtigung des Scrapereinflusses signifikant unterhalb der blauen Kurve. Dies bedeutet, dass die Einwirkung des Scrapers den *Steady-State*-Anteil signifikant zu höheren Frequenzen hin verschiebt. Es bestätigt die These der Bunchformveränderung durch Scraper-Impedanz im Gleichgewichtszustand zusätzlich.

8.2 Anwendungsmöglichkeit

Der Betrieb einer Synchrotronstrahlungsquelle zur Erzeugung kohärenter und inkohärenter Strahlung wird stets von einem exponentiellen Zerfall des Teilchenstromes im Ring begleitet. Die Intensität der inkohärenten Strahlung fällt dabei linear ab. Die kohärente Strahlung im *Steady-State*-Regime fällt quadratisch mit dem Strahlstrom ab. Für bestimmte Nutzergruppen kann die Erhaltung der CSR-Strahlungsintensität auf einem konstanten

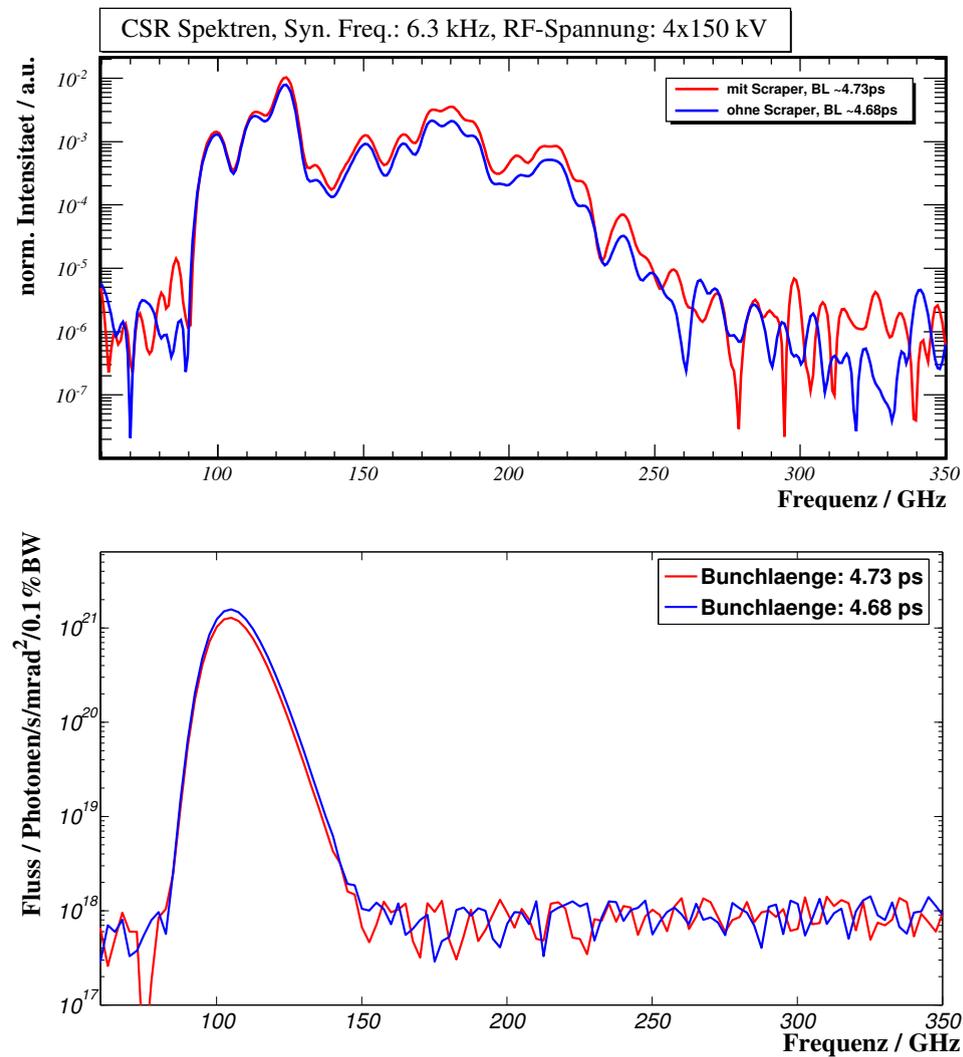


Abbildung 8.10: Die obere Abbildung zeigt eine Messung des CSR-Emissionsspektrums mit (rot) und ohne (blau) Scrapereinfluss. Zu erkennen ist eine Verstärkung der CSR-Abstrahlung im Fall des geschlossenen Scrapers. Die Bunchlänge für die Messungen unterscheidet sich geringfügig aufgrund der Bunchstromdifferenz: 0.141 mA (rot) und 0.133 mA (blau). Die Spektren wurden jeweils auf I_b^2 normiert, um die quadratische Stromabhängigkeit der CSR zu berücksichtigen. Die Abbildung unten stellt erwartete Spektren ohne Scrapereinfluss und unter Annahme einer gaußschen Bunchform dar. Die Farbkodierung ist entsprechend erhalten geblieben. Das Ergebnis zeigt deutlich, dass ohne Scrapereinfluss die rot markierte Kurve sogar unterhalb der Blauen ist. Somit ist der gemessene Scrapereinfluss signifikant. Da die Berechnung keine Burstingeffekte betrachtet, sind keine Frequenzanteile oberhalb von 150 GHz zu sehen. Angelehnt an empirische Werte wurde für die CSR-Unterdrückung (siehe Kapitel 3.2) eine einfache Hochpass-Filterfunktion verwendet. Zusätzlich wurde entsprechend dem gemessenen Signal-zu-Rauschverhältnis das weiße Rauschen hinzugefügt.

Level von großem Interesse sein. Somit ist es denkbar, dass der gefundene Effekt zur Kompensation des quadratischen CSR-Abfalls eingesetzt werden kann. Dies verlangt eine Automatisierung der Scrapernachführung und ein besseres Verständnis des Orbiteinflusses. Der dynamische Bereich dieser Kompensation ist natürlich durch die Kollimatorwirkung des Scrapers eingeschränkt, weil Teilchenverluste vermieden werden sollen. Es ist denkbar, dass durch eine verteilte Anordnung mehrerer Scaper die Aufrechterhaltung einer konstanten CSR-Leistung über längere Zeit hinweg gewährleistet werden kann.

Bei einer direkten gradlinigen Abbildung des Scaperbereichs im Ring durch eine THz-Beamline wäre es ebenfalls möglich, das abgestrahlte Wake-Feld direkt zu beobachten. So wird beispielsweise die Möglichkeit der THz-Strahlungserzeugung durch ultrakurze Bunches in einem dünnen Strahlrohr, versehen mit einer Wellstruktur, auch in Betracht gezogen [148].

9. Zusammenfassung

Moderne Teilchenbeschleuniger fungieren als instrumentelle Grundlage für viele physikalische Experimente. Steigende Anforderungen an die Eigenschaften der geführten bzw. gespeicherten Teilchenstrahlen bringen durch das kontinuierliche Vordringen zu kleineren Dimensionen der Teilchenpakete (engl. Bunche) eine große Herausforderung mit sich: die auftretenden Instabilitäten aufgrund der hohen Ladungsdichte. In dieser Tendenz ist zu erwarten, dass zukünftige Elektronenspeicherringe mit dieser Problematik noch stärker konfrontiert werden. Speziell die Erzeugung der kohärenten Synchrotronstrahlung im Terahertz-Bereich an Synchrotronstrahlungsquellen stellt momentan ein progressives Forschungsgebiet mit einem weiten Anwendungsfeld in der Festkörperphysik, Materialforschung, Biologie und Medizin dar. Die unkontrollierten Instabilitäten an einem Speicherring verändern allerdings die longitudinale Teilchenverteilung und damit die Charakteristik der kohärenten Synchrotronstrahlung (Bursting). Dadurch geht eine ihrer wichtigsten Eigenschaften, die Reproduzierbarkeit, verloren. Deswegen ist es wichtig, die systematischen Effekte in diesem Zusammenhang zu untersuchen und zu klassifizieren.

Longitudinale Prozesse innerhalb eines Bunches im Speicherring lassen sich nur bis zu einer bestimmten Auflösungsgrenze direkt z. B. mit elektro-optischen Methoden beobachten. Sie sind jedoch indirekt über die kohärente Synchrotronstrahlung im vollen Umfang zugänglich. Es wird seit einiger Zeit beobachtet, dass spontane, turbulente Verformungen der Teilchenverteilung durch eine Reihe von Einflussgrößen verursacht werden. Allgemein können diese teilchendynamischen Vorgänge als eine Rückkopplung der vom Bunch erzeugten und von der vorhandenen Strahlrohrgeometrie beeinflussten elektromagnetischen Felder auf sich selbst verstanden werden. Die Systematik des schwellenartigen Auftretens der longitudinalen, ladungsdichteabhängigen Instabilitäten wurde bisher allerdings nur wenig untersucht. Diese Tatsache war auf das Fehlen der diagnostischen Methoden für das Monitoring der Wake-Felder und Bursting-Vorgänge zurückzuführen. Weiterhin stellte sich die Frage, ob sich eine gezielte Verformung der Teilchenverteilung durch geeignete Instrumentierung zur Beeinflussung der Wake-Felder realisieren lässt. Dazu war es wichtig zu untersuchen, welche Einflussgrößen neben der Veränderung der geometrischen Rand-

bedingungen existieren. Ein möglicher Kandidat dafür ist die Wechselwirkung zwischen einzelnen Bunchen im Speicherring, was eine große Reichweite der Wake-Felder voraussetzt.

Der Betrieb des ANKA-Speicherrings mit ultra-kurzen Bunchen im ps-Bereich erlaubt neben der nutzerorientierten Erzeugung von kohärenter Synchrotronstrahlung auch die Durchführung systematischer Studien der auftretenden Instabilitäten und stationären Effekte. Durch den Einsatz schneller Detektoren an ANKA wurde im Rahmen der vorliegenden Dissertation ein Nachweis des Einflusses benachbarter Bunchen aufeinander und dadurch auf die Strahlungscharakteristiken der kohärenten Synchrotronstrahlung möglich. So konnte durch die Analyse der statistischen Abhängigkeit des Burstings einzelner Bunchen in einer Multi-Bunch-Umgebung eine klare Korrelation der Burstingausbrüche zwischen benachbarten Bunchen nachgewiesen werden.

Im Rahmen der Entwicklung eines Monitoring-Systems für Burstingvorgänge wurde das Datenaufnahmeverfahren durch das gezielte Abtasten der Peakamplitude des Detektorsignals optimiert. Dadurch konnte die Datenmenge bei einer Aufnahme erheblich reduziert werden. Dies erlaubt es, hochauflösende Modulationsspektren im Bursting zu ermitteln. Infolgedessen wurden besondere Systematiken im Burstingverhalten entdeckt, die für relevante Beschleunigerparameter reproduzierbar sind. Es wurde festgestellt, dass diese Bursting-Spektrogramme als „Fingerabdruck“ für bestimmte Beschleunigereinstellungen und Beschleunigerimpedanzen angesehen werden können. Mit dieser Methode wurde die theoretische Vorhersage für das Wiederauftreten des Burstingverhaltens bei kleinen Bunchladungen und beim Unterschreiten eines Grenzwertes in der Bunchlänge an ANKA experimentell nachgewiesen. Darüber hinaus konnte das entwickelte Datenaufnahmeverfahren im Rahmen einer KIT internen Kollaboration zur Entwicklung eines dedizierten Datenerfassungssystems für die kohärente Synchrotronstrahlung an ANKA auf den Multi-Bunch-Betrieb erfolgreich übertragen werden.

Bei einer Studie zu den Überwachungsmethoden der geometrischen Impedanz wurde die Mikrowellenemission am ANKA-Speicherring mithilfe eines für Satelliten-TV gebräuchlichen, schmalbandigen LNB-Detektors untersucht. Es zeigte sich eine Abhängigkeit der Mikrowellensignalform von der Geometrie der Vakuumkammer. Weiterhin wurde beobachtet, dass die Reichweite der Wake-Felder in diesem Frequenzbereich den Abstand zwischen benachbarten Bunchen deutlich übersteigt. Dieses Resultat steht im Einklang mit den beobachteten Bunch-Bunch-Einflüssen. Die entwickelte Messmethode kann beispielsweise zur Analyse des Einflusses der Vakuumkammergeometrie eines Teilchenbeschleunigers auf einen Bunch verwendet werden. Darüber hinaus wurde ein eindeutiger Zusammenhang zwischen der Mikrowellenintensität und der Bunchlänge beobachtet. Dies führte zur Idee der Entwicklung einer neuartigen Messmethode für ultra-kurze Bunchlängen. Die Realisierung des Bunchlängenmonitors wird an ANKA weitergeführt.

Zur Untersuchung der Einflussmethoden auf die Eigenschaften der kohärenten Emission an ANKA wurde eine gezielte Veränderung der Strahlvakuumform zur Impedanzänderung durchgeführt. Dabei wurde der vorhandene ANKA-Kollimator (Scraper), der in der Regel zur Reduktion der Teilchenanzahl im Speicherring verwendet wird, als Impedanz-Manipulator eingesetzt. Diese Studie zeigte eine systematische, signifikante Verstärkung der kohärenten Synchrotronstrahlung bei einer lokal reduzierten Strahlrohrapertur. Der Einfluss konnte sowohl bei einer stabilen Emission als auch im Bursting nachgewiesen werden.

Die entwickelten Messverfahren und Hardware zur Untersuchung der Burstingeffekte erlauben sowohl eine gute Verifikationsmethode der gängigen Simulationsansätze als auch eine Überwachungsmöglichkeit der Eigenschaften kohärenter Synchrotronstrahlung unter festgelegten Randbedingungen. Dies ist ein wesentlicher Baustein auf dem Weg zum Fernziel der Kontrolle über die Burstingvorgänge, was ein Schlüssel zur Nutzbarkeit der leistungsstarken THz-Strahlung an Speicherringen bei einer zeitlich instabilen Emission darstellt. Ein möglicher Ansatz zur Kontrolle des Burstings ist die Entwicklung eines *Feedback*-Systems zur gezielten Anregung oder Dämpfung der Instabilitäten der longitudinalen Teilchenverteilung, die zum Bursting führen. Die im Rahmen der vorliegenden Arbeit entwickelten Messmethoden und Hardware können dabei direkt als Grundbausteine des Systems übernommen werden. Diese Arbeit legt somit essentielle Grundlagen für alle weiterführenden Studien.

10. Anhang

A Quellen geladener Teilchen

Jegliche geladenen Teilchen wie Ionen, Hadronen, Leptonen und sogar geladene Makroteilchen wie z.B. Öltröpfchen oder Viren können beschleunigt werden. Die Betrachtung im Rahmen dieser Arbeit wird aufgrund der Relevanz nur auf Elektronen beschränkt.

Die gängige Methode zum Gewinn freier Elektronen ist die Glühemission nach dem Richardson-Effekt. Im Jahre 1928 erhielt Owen Willams Richardson einen Nobelpreis für diese Entdeckung und für das resultierende Gesetz der Abhängigkeit des thermionischen Stroms freier Elektronen i von der Temperatur T an der Materialoberfläche [149]:

$$i = AT^2 e^{-\frac{W_a}{k_B T}}, \quad (10.1)$$

wobei $A = 1.2 \cdot 10^6 \text{ A}/(\text{m}^2\text{K}^2)$ die Richardsonkonstante, W_a materialabhängige Austrittsarbeit und k_B die Boltzmannkonstante ist. Beruhend darauf werden Glühkathoden aus einem geeigneten Material (z.B. Tantalum- oder Wolfram-Elektroden [150] oder diverse Hexaborid-Einkristalle [151]) hergestellt.

Eine weitere Methode zur Erzeugung freier Elektronen ist der photoelektrische Effekt. Die Entdeckung des Effekts geht auf eine Reihe renommierter Wissenschaftler zurück, wie z.B. A. Becquerel mit der ersten Entdeckung der Photovoltaik 1839 [152], W. Smith mit der Entdeckung des Photowiderstands 1873 [153], H. Hertz mit den ersten Beobachtungen von licht-induzierten Emissionen 1887 [154] und unter anderen P. Lenard mit der Entdeckung der Proportionalität der Elektronenenergie zur Lichtwellenlänge 1902 [155]. Schließlich wurde der Photoeffekt von A. Einstein mathematisch, basierend auf der Planck'schen Schwarzkörperstrahlung-Theorie durch Annahme der Existenz von Photonen beschrieben. Dafür wurde ihm 1921 ein Nobelpreis verliehen [156]. Gemäß des Photoeffekts wird die Energie des Photons auf das gebundene Elektron im Festkörper übertragen. Ist die Wellenlänge des Photons so gewählt, dass es die Austrittsarbeit W_a überschreitet, so löst sich

das Elektron vom Festkörper und erhält die restliche Energie des Photons als Initialgeschwindigkeit:

$$\frac{1}{2}mv_0^2 = h\nu - W_a, \quad (10.2)$$

$$v_0 = \sqrt{\frac{2}{m}(h\nu - W_a)}. \quad (10.3)$$

Somit lässt sich mit einer starken Lichtquelle und einem geeigneten Kathodenmaterial eine Quelle für Elektronen realisieren. Moderne leistungsfähige Lasersysteme eignen sich hervorragend zum Bestrahlen der Kathode. Wichtig ist zu berücksichtigen, dass die Quanteneffizienz als Anzahl der emittierten Elektronen pro einfallenden Photon in der Regel äußerst niedrig ist. Für gängige Kathodenmaterialien liegt sie in der Größenordnung $10^{-6} - 10^{-2}$ [157] und hängt dabei auch stark von weiteren Parametern wie Oberflächenrauigkeit, Vakuumqualität usw. ab. Dies setzt hohe technologische Anforderungen an Quellen dieser Art. Diese so genannten Photoinjektoren bieten dafür eine bessere Kontrolle über die Anfangsparameter vom Elektronenstrahl.

Eine weitere Möglichkeit, um freie Elektronen bereitzustellen, ist die Feldemission. Dieser Effekt wurde erstmals 1897 von R. W. Wood beobachtet [158] und anschließend 1928 von R. H. Fowler und L. Nordheim beschrieben [159]. Dabei treten die Elektronen bei einem ausreichend starken elektrischen Feld von einer Kathode durch Tunneln aus. Man kann die Anzahl der emittierten Elektronen durch Stromdichte mit der Einheit $[A/m^2]$ angeben als [160]

$$J = 1.54 \cdot 10^{-10} \cdot \frac{E^2}{W_a} \cdot e^{-6.83 \cdot 10^9 \cdot W_a^{3/2} \frac{k}{E}}, \quad (10.4)$$

mit E als elektrisches Feld, W_a als Austrittsarbeit und der Konstanten $k \approx 1$. Bei diesem Quellentyp tritt jedoch folgendes Problem auf, für hohe elektrische Felder muss die Kathode sehr spitz geformt werden, was zwar sehr hohe feldemittierte Stromdichten, aber durch sehr kleine Emissionsfläche nur geringe Ströme erzeugt. Eine akzeptable Lösung bieten Nadelarrays oder lithografisch hergestellte Kathoden. Weiterhin ist bei diesem Quellentyp eine sehr hohe Oberflächenerosion aufgrund hoher Stromdichten zu verzeichnen.

B Martin-Puplett Spektrometer

Die *Microbunching*-Instabilitäten beeinflussen sehr stark die spektrale Emissionscharakteristik von CSR. Die beschriebene Fluktuation der THz-Leistung gemessen mit einem spektral-integrierenden Detektor ist das Resultat der spektralen Schwankungen aufgrund der transienten Bunchformveränderung. Mithilfe der Standardmethoden der Spektrometrie (Interferometer) lässt sich das zeitlich gemittelte Emissionsspektrum einer CSR-Quelle wie ANKA ermitteln. Dies wird auch primär zum Zweck der Materialuntersuchungen mit kohärentem und inkohärentem Synchrotronlicht im Infrarot/THz-Bereich betrieben. Spektrale Beobachtungen von CSR können auch zusätzlich zu diagnostischen Zwecken

für longitudinale Teilchendynamik an einer Synchrotronstrahlungsquelle eingesetzt werden. Diese Zusammenhänge sind im Kapitel 3.1 erklärt. Einige qualitative Studien dazu mit der Verwendung eines kommerziellen FTIR-Spektrometers¹ (*Fourier Transform Infrarot Spektrometer*) an der ANKA-IR1 Beamline wurden schon durchgeführt [161]. Diese Studien zeigten einen markanten Unterschied zur Simulation und ließen zunächst einige Fragen offen [80]. Daraufhin wurde entschieden einen für THz-Strahlung dedizierten Spektrometer nach Martin-Puplett-Schema [162] für bessere Auflösung und deutlich besseres Singal-zu-Rausch-Verhältnis zu konstruieren. Grundsätzlich ähnelt Martin-Puplett Interferometer (MPI) in Ausführung dem klassischen Michelson-Design, siehe Abbildung B.1. Ein entscheidender Unterschied dabei ist die Verwendung eines Polarisationsgitters anstatt eines Strahlteilers. Dies verlangt die speziell geformte Dachspiegel, welche die Polarisationssebene bei einer 45° Vorpolarisation um 90° drehen. Somit wird der intrinsische 50% Transmissionsverlust eines Michelson-Interferometers umgangen. Zusätzlich wird mit MPI das Auftreten der charakteristischen Spektrallinien des Strahlteilermaterials im Spektrum vermieden. Eine weitere positive Eigenschaft von MPI ist die Möglichkeit, die Apertur sehr groß zu halten. So können ohne Probleme Gitterpolarisatoren deutlich größer 100 mm angefertigt werden.

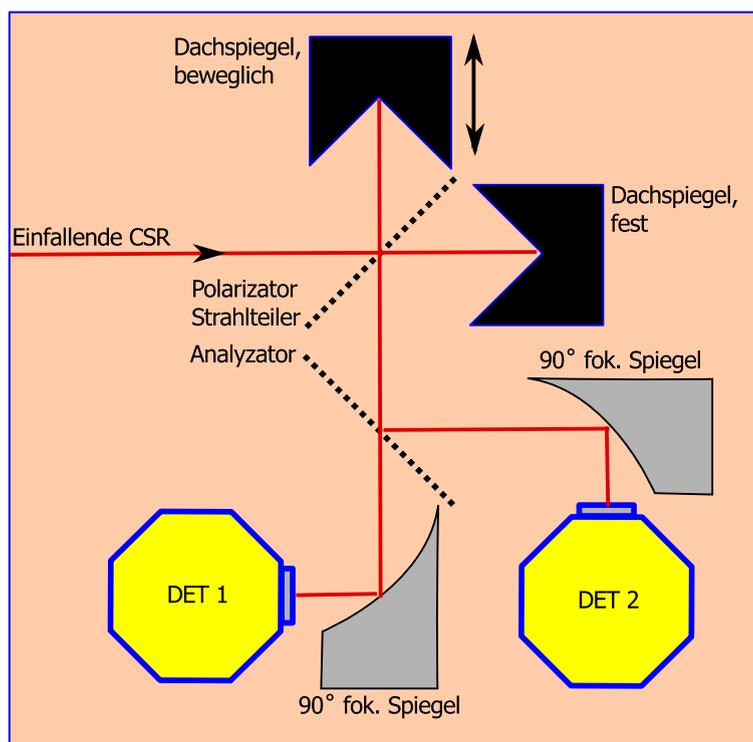


Abbildung B.1: Verwendeter Martin-Puplett Spektrometer Layout für die Aufnahme der CSR-Spektren am ANKA Speicherring. Der Einsatz von Polarisationsgitter erlaubt primär verlustfreie Transmission der THz-Strahlung durch das Aufbau. Zusätzlich ergibt sich dadurch die Möglichkeit die Gesamtapertur sehr groß > 100 mm zu halten. Die Transmissionseigenschaften können durch Verwendung vom gaußschen Teleskop verbessert werden, da der Strahlengang dadurch kollimiert wird.

¹Brukers IFS66

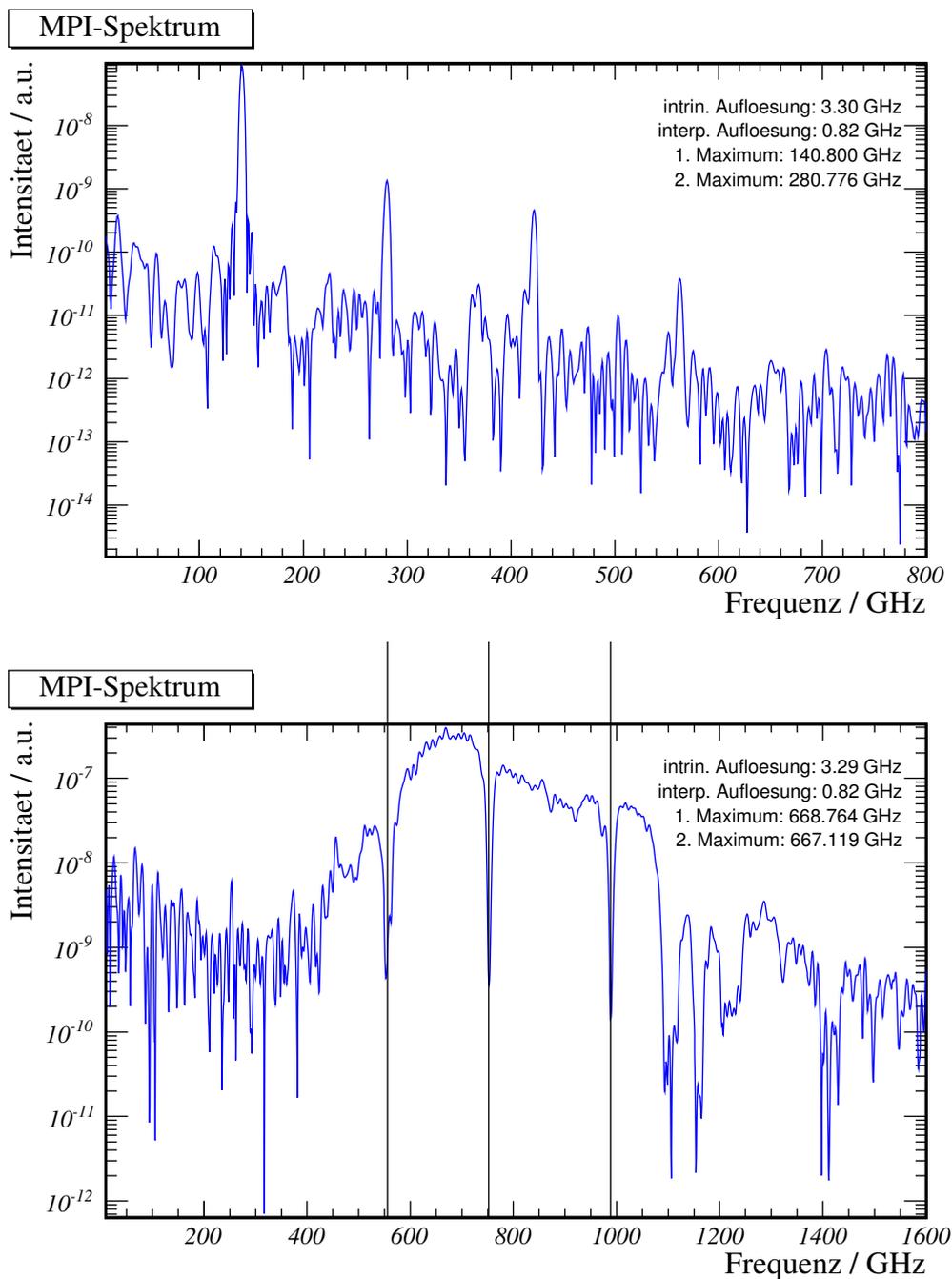


Abbildung B.2: Obere Abbildung zeigt eine Kalibrationsmessung mit einer Gunn-Diodenquelle bei ~ 141 GHz. Zu sehen ist der Hauptpeak bei 140.8 GHz und die höhere Harmonischen der Quelle. Die Auflösung bei dieser Messung betrug 3.3 GHz (0.11 cm^{-1}). Als Detektor wurde eine breitbandige Golay-Zelle [163] verwendet. In der unteren Abbildung ist ein Emissionsspektrum mit Wasserlinien zu sehen. Drei der prominenten Wasser-Absorptionslinien bei 556 GHz, 752 GHz und 988 GHz sind markiert. Bei dieser Messung wurde ein Silizium-Bolometer mit suprafluidem Helium bei 1.8K als Detektor verwendet [91].

Im Rahmen eines durch das Karlsruhe House of Young Scientists (KHYS) geforderten Programms Feasibility Studies of Young Scientists (FYS)² wurde das finanzielle Rahmen für das Projekt festgelegt. Die verfügbare kommerzielle Lösungen sind an Material-Spektroskopie-Nutzer optimiert. Diese Geräte sind sehr teuer und sehr massiv, jedoch für die strahldiagnostische Zwecke auch völlig überdimensioniert. Der Ansatz an ANKA war somit die kostengünstige und effiziente Eigenentwicklung. Das Hauptziel war dabei die Erhaltung der Apertur möglichst ≥ 100 mm und das modulare Aufbau. Die intrinsische Auflösung des 1. Prototypes wurde durch 55 mm Fahrweg vom beweglichen Spiegelarm auf $\sim 0.091 \text{ cm}^{-1}$ festgelegt. Dieser Wert ist vergleichbar mit modernen kommerziellen Spektrometersystemen in diesem Frequenzbereich. Das Basis-Layout von MPI wurde angelehnt an Erfahrungen in ähnlichen Projekten [164, 56]. Es wurde im angestrebten Layout (Abbildung B.1) bewusst auf fokussierende optische Elemente innerhalb des Spektrometers verzichtet, um das finanzielle Rahmen einzuhalten. Eine Erweiterung des Gerätes durch das kollimierende Gauss-Teleskop ist geplant. Das Martin-Puplett Spektrometer wurde mit einer Testquelle (Gunn-Diode, ~ 141 GHz) getestet und kalibriert, wie Abbildung B.2 (oben) zeigt. In der gleichen Abbildung (unten) ist ein Referenzspektrum mit einigen Wasserlinien dargestellt. Ein erheblicher Vorteil vom Aufbau ist die Modularität, die in kommerziellen Lösungen nur bedingt vorhanden ist. Das Gerät hat Gesamtgewicht von ca. 10-15 kg und kann innerhalb kurzer Zeit auf einem vorhandenen optischen Tisch aufgebaut und auch in einen schon existierenden Aufbau integriert werden. Die Ansteuerung des Geräts geschieht über ein selbstgeschriebenes NI LabView [99] Programm. Es kann sowohl in *Step-Scan*-Modus als auch im Durchlaufmodus betrieben werden. Die Analyseroutinen wurden in ROOT [165] implementiert. Es besteht die Möglichkeit zur Verwendung verschiedener Detektoren im gegebenen Frequenzbereich. Durch den aufbaubedingten Einsatz eines Analyzators ist auch eine balancierte Detektion mit zwei Detektoren für verschiedene Polarisations Ebenen möglich. Für sehr niedrige, verrauschte Signale kann Lock-In-Verstärkung eingesetzt werden, welche im Anhang C erklärt wird. Bei diesem Messverfahren wird der einfallende THz-Strahl optisch mithilfe eines Chopperrads moduliert. Zur Erhaltung der Transmissionseigenschaften und Vermeidung der Mehrfachreflexionen und Beugung wurde im Rahmen einer begleitender Bachelorarbeit ein dedizierter THz-Chopper entwickelt und angefertigt [166].

C Lock-in Verstärker

Das Prinzip der Lock-in-Verstärkung ist hilfreich bei sehr schwachen und verrauschten Signalen. Ähnlich wie durch Mittelung wird dabei das Signal-zu-Rauschverhältnis erhöht. Wobei einfache Mittelung kann mit einem Tiefpassfilter verglichen werden, dagegen agiert Lock-in-Verstärker als variierbarer Bandpassfilter. In der Abbildung C.3 ist das Grundprinzip eines Lock-in-Verfahrens für optische Quellen dargestellt. Das wesentliche Bestandteil des Aufbaus ist ein Modulationsrad (engl. *chopper*). Dieser wird mit einer Referenzfrequenz betrieben und dazu verwendet das einfallende Licht bzw. THz-Strahlung zu modulieren.

²erhalten durch M. Klein (jetzt an Synchrotron SOLEIL, Frankreich)

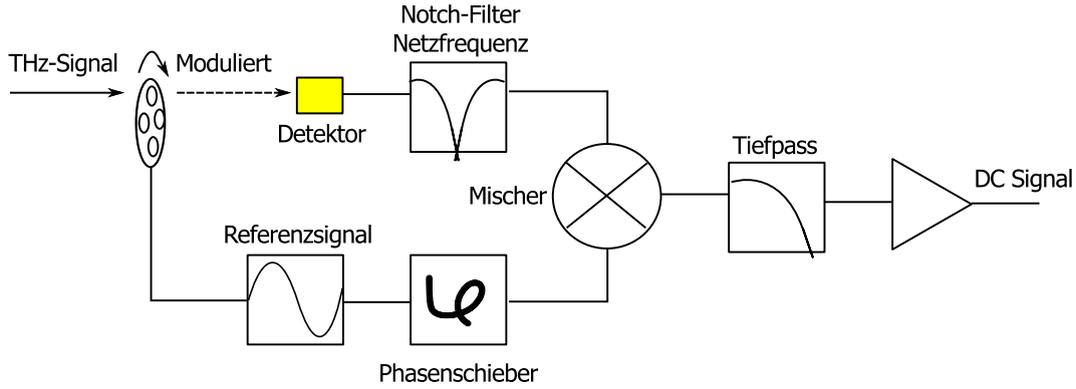


Abbildung C.3: Das Grundprinzip einer Lock-In-Detektion basiert auf der Modulation des zu messenden Signals mit einer Referenzfrequenz und die anschließende Multiplikation (Mischung) mit der gleichen Frequenz. Somit wird am Ausgangssignal des Lock-In-Verstärkers eine DC-Spannung erzeugt, deren Wert proportional zum optischen Signal ist.

Das modulierte optische Signal wird vom Detektor empfangen und gefiltert. Das Signal U_{Signal} wird an einen Frequenzmischer (entspricht mathematisch einer Multiplikation) gegeben. Als lokaler Oszillator wird das Referenzsignal U_{ref} mit einstellbarer Phase θ_{Ref} verwendet. Als Ergebnis dieser Operationen wird das gesuchte Signal im Frequenzraum in das Basisband transformiert. Dies ist die Folge der Additionstheorem und ergibt sich in vereinfachter Darstellung aus dem Produkt zweier Sinuswellen [167]:

$$\begin{aligned}
 U_{\text{Lockin}} &= U_{\text{Signal}} U_{\text{Ref}} \sin(\omega_{\text{Signal}} t + \theta_{\text{Signal}}) \sin(\omega_{\text{Ref}} t + \theta_{\text{Ref}}) & (10.5) \\
 &= \frac{1}{2} U_{\text{Signal}} U_{\text{Ref}} \cos([\omega_{\text{Signal}} - \omega_{\text{Ref}}] t + \theta_{\text{Signal}} - \theta_{\text{Ref}}) \\
 &\quad - \frac{1}{2} U_{\text{Signal}} U_{\text{Ref}} \cos([\omega_{\text{Signal}} + \omega_{\text{Ref}}] t + \theta_{\text{Signal}} + \theta_{\text{Ref}})
 \end{aligned}$$

Durch anschließende Verwendung eines Tiefpassfilters bzw. mathematisch einer Mittelung wird der Term mit Summenfrequenz herausgefiltert. Somit bleibt in Falle eines mit dem optischen Chopper modulierten Signal nur ein phasenabhängiger DC-Anteil übrig [167]

$$U_{\text{Lockin}} = \frac{1}{2} U_{\text{Signal}} U_{\text{Ref}} \cos(\theta_{\text{Signal}} - \theta_{\text{Ref}}) \quad (10.6)$$

Es ist deutlich zu sehen, dass das Signal vom Lock-In-Verstärker proportional zu dem gemessenen Signal ist. Im Falle eines verrauschten Signals erscheint das Rauschen im Frequenzraum nach der Filterung nur als niederfrequente Seitenbänder. Der Anteil des Rauschens hängt sehr stark von der Wahl der Referenzfrequenz und Art des Tiefpassfilters ab. Der Einsatz des Lock-In-Verfahrens sollte gut bedacht sein, da gegebenenfalls auch gesuchte Signale herausgefiltert werden können. In modernen Geräten werden viele der beschriebenen Operationen nach einem Analog-Digital-Konverter mathematisch in einem FPGA-Chip (*digital signal processing (DSP)*) durchgeführt. Dies erlaubt deutlich mehr Variabilität als mit fest installierten Filterstufen und Mischer. Für die durchgeführten Messungen wurde das Stanford Research Systems SR830 DSP Lock-In Verstärker eingesetzt [168]. Wie es anhand Abbildung C.4 zu erkennen ist, hat das Gerät zwei Lock-In-Stufen mit 90° Phasenverschiebung. Durch diese Maßnahme, wird die Phasenabhängigkeit vom Ausgangssignal aufgehoben. Eine tiefere Erklärung ist in [166, 167] zu finden.

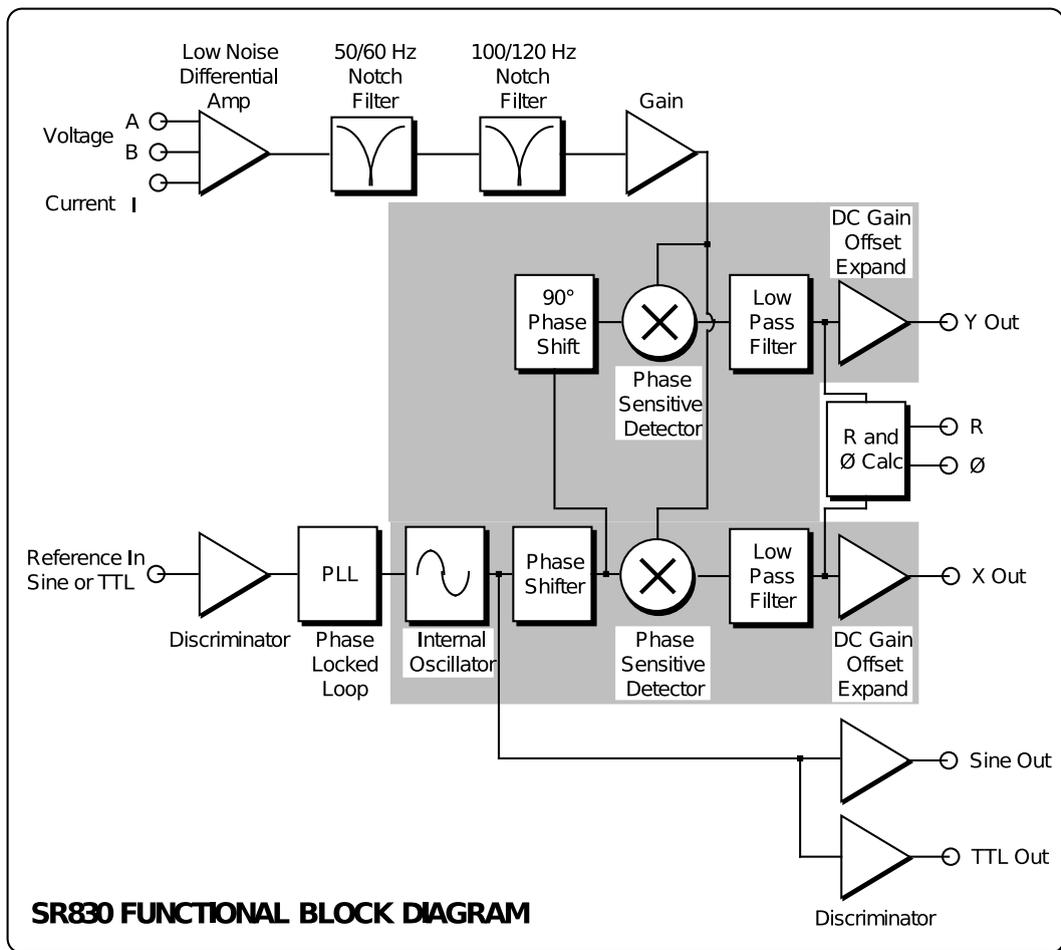


Abbildung C.4: Dieses Schema widerspiegelt die Grundkomponenten des SR830-Lock-In-Verstärkers. Der in Abbildung C.3 dargestellte Prinzip lässt sich hier wiedererkennen. Das Gerät enthält deutlich mehr Filterstufen, interne Verstärkerstufen und auch zwei Lock-In-Stufen mit 90° Phasenverschiebung. Dies erlaubt eine phasenunabhängige Detektion des Signals [167].

D ANKA-Layout

In Abbildung D.5 ist das Layout von ANKA-Speicherring dargestellt. Der Synchrotron-speicherring ist in vier Sektoren aufgeteilt mit je einer Doppel-DBA-Magnetstruktur. Die Magnete sind farblich markiert: Dipolmagnet in Gelb, Quadrupolmagnete in Rot, Sextupolmagnete in Hellgrün und die Korrektoren in Blau. Die Gesamtlänge des Ringes beträgt 110.4m. In Sektor 2 und 4 ist je eine HF-Anlage installiert und speist je 2 HF-Hohlraumresonatoren zur Kompensation der Synchrotronstrahlungsverluste.

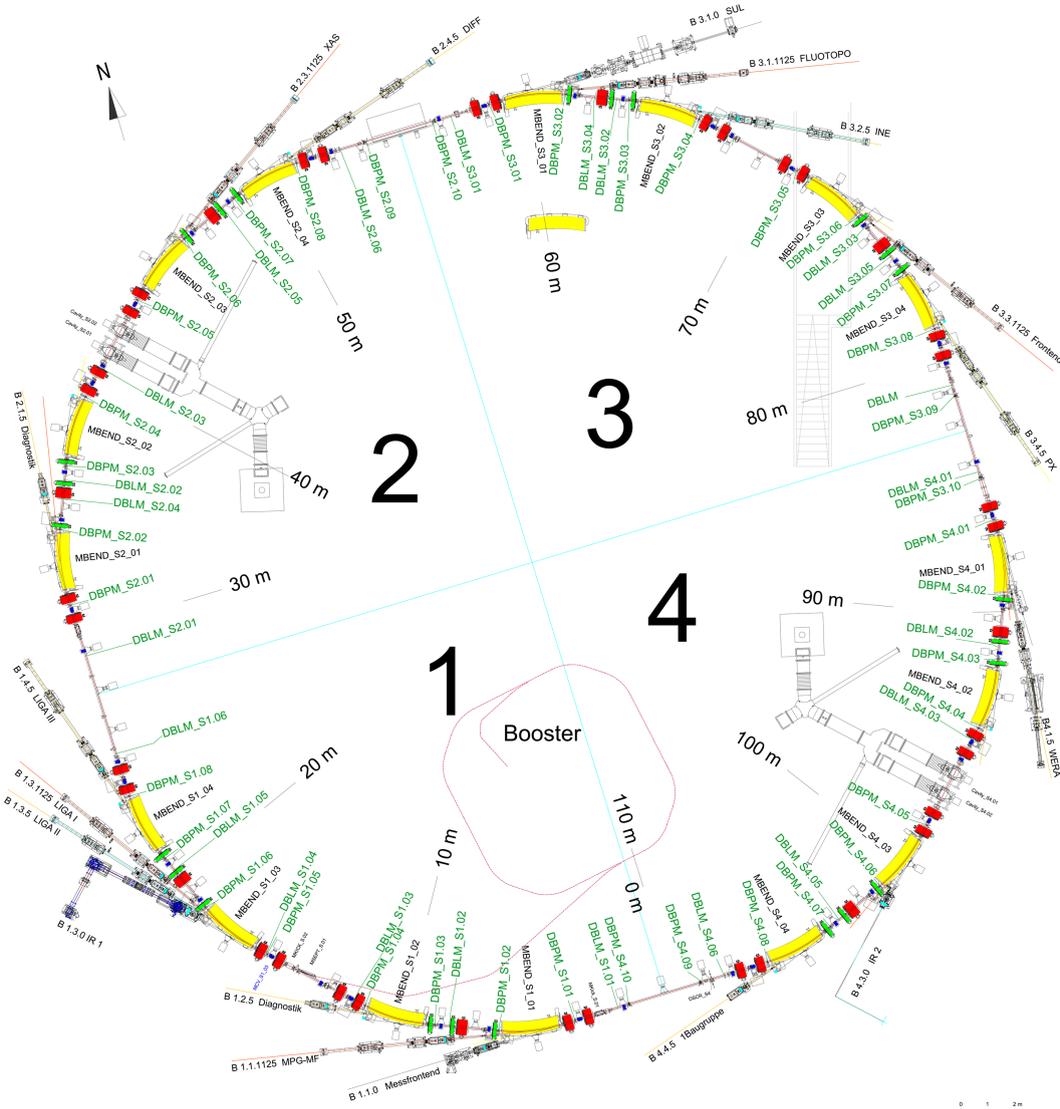


Abbildung D.5: ANKA-Beschleuniger-Komponentenlayout zeigt vier Sektoren mit je zwei DBA-Achromaten. Die Magnete sind farblich gekennzeichnet: Dipole in Gelb, Quadrupole in Rot, Sextupole in Hellgrün und die Korrektoren in Blau. Zu erkennen sind auch die zwei HF-Anlagen in Sektor 2 und Sektor 4. Ein zusätzlicher Dipolmagnet im Sektor 3 wird als Referenz zur Feldmessung eingesetzt. Die Position des Boosters ist mit der roten Linie markiert. Die Beschriftungen in Dunkelgrün markieren die Positionen der Diagnostikelemente wie der *Beam Position Monitor* und der *Beam Loss Monitor*.

Literaturverzeichnis

- [1] MAXWELL, J. C.: On Physical Lines of Force. In: *Philosophical Magazine, London* (1861)
 - [2] MAXWELL, J. C.: A dynamical theory of the electromagnetic field. In: *Philosophical Transactions, London* (1864)
 - [3] HERTZ, H.: *Gesammelter Werk, BAND 2, Untersuchungen über die Ausbreitung der elektrischen Kraft*. Verlag J. A. Barth, Leipzig, 1892
 - [4] SCHOTT, A.: *Electromagnetic Radiation*. Cambridge, 1912
 - [5] SCHWINGER, J.: *On Radiation by Electrons in a Betatron*. 1945. – transcr. by: M. A. Furman
 - [6] IWANENKO, D. ; POMERANCHUK, I.: On the Maximal Energy Attainable in a Beta-tron. In: *Physical Review* 65 (1944), Nr. 11
 - [7] BLEWETT, J. P.: Radiation Losses in the Induction Electron Accelerator. In: *Physical Review* 69 (1946), Nr. 3,4
 - [8] SCHIFF, L. I.: Production of Particle Energies beyond 200 MeV. In: *Rev. Sci. Instrum.* 17 (1946), Nr. 6
 - [9] ELDER, F. R. ; GUREWITSCH, A. M. ; LANGMUIR, R. V. ; POLLOCK, H. C.: Radiation from Electrons in a Synchrotron. In: *Physical Review* 71 (1947), Nr. 11, S. 829–830
 - [10] ROWE, E. M. ; MILLS, F. E.: TANTALUS I: A Dedicated Storage Ring Synchrotron Radiation Source. In: *Particle Accelerators* 4 (1973)
 - [11] NODVICK, J. S. ; SAXON, D. S.: Supression of Coherent Radiation by Electrons in a Synchrotron*. In: *Physical Review* 96 (1954), Nr. 1
 - [12] MICHEL, F. C.: Intense Coherent Submillimeter Radiation in Electron Storage Rings. In: *Physical Review Letters* 48 (1982), Nr. 9
 - [13] NAKAZATO, T. ; OYAMA, M. ; NIIMURA, N. ; URASAWA, S. ; KONNO, O. ; KAGAYA, A. ; KATO, R. ; KAMIYAMA, T. ; TORIZUKA, Y. ; NANBA, T. ; KONDO, Y. ; SHIBATA, Y. ; ISHI, K. ; OHSAKA, T. ; IKEZAWA, M.: Obseration of Coherent Synchrotron Radiation. In: *Physical Review Letters* 63 (1989), Nr. 12
-

-
- [14] BLUM, E.B. ; HAPPEK, U. ; SIEVERS, A.J.: Observation of coherent synchrotron radiation at the Cornell linac. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 307 (1991), Nr. 2-3, 568 - 576. [http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002\(91\)90232-F](http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002(91)90232-F). – DOI [http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002\(91\)90232-F](http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002(91)90232-F). – ISSN 0168-9002
- [15] *ANKA Archiv*
- [16] ABO-BAKR, M. ; FEIKES, J. ; HOLLDACK, K. ; WÜSTEFELD, G.: Steady-State Far-Infrared Coherent Synchrotron Radiation detected at BESSY II. In: *Physical Review Letters* 88 (2002), Nr. 25
- [17] FEIKES, J. ; HOLLDACK, K. ; KUSKE, P. ; WÜSTEFELD, G.: Compressed Electron Bunches for THz Generation - Operating BESSY II in a dedicated Low Alpha Mode. In: *Proceedings of 2004 European Particle Accelerator Conference, EPAC, Lucerne, Switzerland, 2004*
- [18] MÜLLER, A.-S. ; BIRKEL, I. ; GASHAROVA, B. ; HUTTEL, E. ; KUBAT, R. ; MATHIS, Y.-L. ; MOSS, D.A. ; MEXNER, W. ; ROSSMANITH, R. ; WUENSCH, M. ; WESOLOWSKI, P. ; PÈREZ, F. ; PONT, M. ; HIRSCHMUGL, C. J.: Far Infrared Coherent Synchrotron Edge Radiation at ANKA. In: *Proceedings of 2005 Particle Accelerator Conference, 2005*
- [19] *Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik*. 2te Auflage. Springer Verlag, 2008
- [20] JACKSON, J. D.: *Classical Electrodynamics*. 2nd edition. John Wiley & Sons, Inc., 1975
- [21] BERNHARD, A.: *Beschleunigerphysik für Synchrotronstrahlungsquellen*. – Vorlesungsscript
- [22] MUELLER, A.-S.: *Physik der Teilchenbeschleuniger*. 2008. – Vorlesungsfolien “Physik der Teilchenbeschleuniger”
- [23] HOFMANN, André: *Erste Untersuchungen mit einzelnen Elektronenpulsen am ANKA-Speicherring*, Karlsruher Institut für Technologie, Diss., 2011
- [24] ISING, Gustaf: *Prinzip einer Methode zur Herstellung von Kanalstrahlen hoher Voltzahl*. Almqvist & Wiksells Boktryckeri-AB, 1924
- [25] WIDERÖE, Rolf: Über ein neues Prinzip zur Herstellung hoher Spannungen. In: *Archiv für Elektrotechnik* 21 (1928), Nr. 4, S. 387-406
- [26] WILLE, K.: *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*. B. G. Teubner Stuttgart, 1992
- [27] EINFELD, D. ; PONT, M.: Der Injektor der Speicherringanlage ANKA / Forschungszentrum Karlsruhe. 2000. – Forschungsbericht
-

-
- [28] WILSON, E. J. N.: Fifty Years of Synchrotrons. In: *5th European Particle Accelerator Conference (EPAC 96)*, 1996
- [29] VEKSLER, V.: A new method of accelerating relativistic particles. In: *Doklady (in Russisch)* 43 (1944), Nr. 8
- [30] VEKSLER, V.: About a new method of accelerating relativistic particles. In: *Doklady* 44 (1944), Nr. 9
- [31] McMILLAN, E. M.: The Synchrotron – A Proposed High Energy Particle Accelerator. In: *Physical Review* 68 (1945), Nr. 5-6
- [32] MESCHEDE, D.: *Gerthsen Physik*. Springer Verlag, 2006
- [33] LIOUVILLE, J.: Note sur la Théorie de la Variation des constantes arbitraires. In: *Journal de Mathématiques Pures et Appliquées, Sér. I, . (1838)* I (1838), Nr. 3, S. 342–349
- [34] McDONALD, K. T. ; RUSSELL, D. P.: *Methods of Emittance Measurement / Joseph Henry Laboratories, Princeton University, Princeton, NJ 08544. 1988. – Forschungsbericht*
- [35] WIEDEMANN, Helmut: *Particle Accelerator Physics*. 3rd edition. Berlin, Heidelberg : Springer Verlag, 2007
- [36] E.HUTTEL ; KALEFA, A.Ben ; I.BIRKEL ; A.S.MÜLLER ; P.WESOLOWSKI ; F.PEREZ ; M.PONT ; M.GIOVANNONZI: Operation with a Low Emittance Optics at ANKA. In: *Proceedings of 2005 Particle Accelerator Conference*, 2005
- [37] ANKA, Karlsruhe: *ANKA instrumentation book*. Kaiserstraße 12, 76131 Karlsruhe: Karlsruher Institut für Technologie, 2009
- [38] CHRISTOPHILOS: *Focussing System for Ions and Electrons, US-Patent 2736799*
- [39] COURANT, E. D. ; LIVINGSTON, M. S. ; SNYDER, H. S.: The Strong-Focusing Synchrotron —A New High Energy Accelerator. In: *Physical Review* 88 (1952), Nr. 5
- [40] BRONSTEIN, I. N. ; SEMENDJAJEW, K. A. ; MUSIOL, G. ; MÜHLIG, H.: *Taschenbuch der Mathematik*. Harri Deutsch, 2000
- [41] HECHT, E.: *Optik*. 3. Auflage. München : Oldenburg Wissenschaftsverlag GmbH, 1998
- [42] TEREBILO, A.: *Accelerator toolbox for matlab*. <http://www.slac.stanford.edu/grp/ssrl/spear/at/>. Version: 2001
- [43] SCHMIDT, Frank: *MAD-X Home Page*. <http://mad.web.cern.ch/mad/>. Version: 2005
- [44] *ELEGANT, 6D Particle Tracking Code*
- [45] KHAN, Shaukat: *Beschleunigerphysik*. Vorlesungsskript, 2010
-

-
- [46] S. M. BLINDER, Contributed by: *Radiation Pulse from an Accelerated Point Charge, Wolfram Mathematica*
- [47] LILJE, L.: High-Gradient Superconducting Radiofrequency Cavities for Particle Acceleration. In: *Proceedings of 2008 European Particle Accelerator Conference*, 2006
- [48] DEGIOVANNI, A. ; AMALDI, U. ; BONOMI, R. ; GARLASCHÉ, M. ; GARONNA, A. ; VERDÚ-ANDRÉS, S. ; WEGNER, R.: TERA high gradient test program of RF cavities for medical linear accelerators. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* (2011)
- [49] JUDIN, V.: *Untersuchung kohärenter Synchrotronstrahlung mit schnellen THz-Detektoren*, Karlsruher Institut für Technologie, Diplomarbeit, 2010
- [50] SCHWINGER, J.: On the Classical Radiation of Accelerated Electrons. In: *Physical Review* 75 (1949), Nr. 12
- [51] DEMTRÖDER, W.: *Experimentalphysik 2*. Springer Verlag, 2004
- [52] MUELLER, A.-S.: Accelerator-Based Sources of Infrared and Terahertz Radiation. In: *Reviews of Accelerator Science and Technology* 3 (2010)
- [53] KHEIFERTS, S. A. ; ZOTTER, B. W.: Shielding effects on coherent synchrotron radiation. In: *Micro Bunches Workshop*, 1995
- [54] JUDIN, V. ; HILLER, N. ; HOFMANN, A. ; HUTTEL, E. ; KEHRER, B. ; KLEIN, M. ; MARSCHING, S. ; MÜLLER, A.-S. ; SMALE, N. ; CASPERS, F.: Observation of Synchrotron Radiation Using Low Noise Block (LNB) at ANKA. In: *Proceedings of DIPAC 2011*, 2011
- [55] WARNOCK, B. L.: *Shielded Coherent Synchrotron Radiation and Its Effect on Very Short Bunches*. Stanford Linear Accelerator Center, Stanford University, Stanford, CA 94309 USA,
- [56] KÄMPFER, Niklaus ; MURK, Axel: *Vorlesung THz-Optik*. http://www.iapmw.unibe.ch/teaching/vorlesungen/Microwavephysics_08/. Version: 2008
- [57] MATHIS, Yves-Laurent: *pers. Mitteilung, ANKA IR Gruppe*
- [58] CHUBAR, O. ; ELLEAUME, P.: Accurate And Efficient Computation Of Synchrotron Radiation In The Near Field Region. In: *Proceedings of 1998 European Particle Accelerator Conference*, 1998
- [59] MATHIS, Yves-Laurent ; MÜLLER, Anke-Susanne ; GASHAROVA, Bilana ; MOSS, David: Coherent Synchrotron Edge Radiation and Applications at ANKA / ISS Institute for Synchrotron Radiation. Version: Septmber 2007. <http://www.uvsor.ims.ac.jp/WIRMS2007/UVSORWsonCSR/presentation/Mathis.pdf>. 2007. – Forschungsbericht
-

-
- [60] BOSCH, R. A.: Edge radiation in an electron storage ring. In: *Il Nuovo Cimento* 20D (1998), Nr. 4
- [61] BIELAWSKI, S. ; EVAÏN, C. ; HARA, T. ; HOSAKA, M. ; KATOH, M. ; KIMURA, S. ; MOCHIIHASHI, A. ; SHIMADA, M. ; SZWAJ, C. ; TAKAHASHI, T. ; TAKASHIMA, Y.: Tunable narrowband terahertz emission from mastered laser–electron beam interaction. In: *Nature Physics* 4 (2008)
- [62] BYRD, J. M. ; HAO, Z. ; MARTIN, M. C. ; ROBIN, D. S. ; SANNIBALE, F. ; SCHOENLEIN, R. W. ; ZHOLENTS, A. A. ; ZOLOTOREV, M. S.: Tailored Terahertz Pulses from a Laser-Modulated Electron Beam. In: *Physical Review Letters* 96 (2006)
- [63] SCHICK, A. ; BAKR, M. ; HÖNER, M. ; HUCK, H. ; KHAN, S. ; MOLO, R. ; NOWACZYK, A. ; UNGELENK, P. ; ZEINALZADEH, M.: Ultrashort VUV and THz Pulse Generation at the DELTA Storage Ring. In: *International Particle Accelerator Conference, 2011*
- [64] KHAN, S.: Femtoslicing in Storage Rings. In: *Proceedings of 2005 Particle Accelerator Conference, 2005*
- [65] DEACON, D. A. G. ; ELIAS, L. R. ; MADEY, J. M. J. ; RAMIAN, G. J. ; SCHWETTMAN, H. A. ; SMITH, T. I.: First Operation of a Free-Electron Laser. In: *Physical Review Letters* 38 (1977), Nr. 16
- [66] KHAN, S. ; FABJAN, C. W. (Hrsg.) ; CHAO, A. (Hrsg.) ; HEUER, R.-D. (Hrsg.) ; KONDO, T. (Hrsg.) ; RUGGIERO, F. (Hrsg.): *Collective Phenomena in Synchrotron Radiation Sources*. Springer Verlag, 2006
- [67] PANOFSKY, W. K. H. ; WENZEL, W. A.: Some Considerations Concerning the Transverse Deflection of Charged Particles in Radio-Frequency Fields. In: *Review of Scientific Instruments* 27 (1956), Nr. 967
- [68] NG, K. Y.: *Physics of Intensity Dependent Beam Instabilities*. World Scientific, 2006
- [69] ZOTTER, Bruno W. ; KHEIFETS, Semyon A.: *Impedances and Wakes in High-Energy Particle Accelerators*. World Scientific, 1998
- [70] CAI, Yunhai: Theory of Microwave Instability and Coherent Synchrotron Radiation in Electron Storage Rings. In: *Proceedings of the 2nd International Particle Accelerator Conference, 2011*, S. 3774
- [71] MURPHY, J. B. ; KRINSKY, S. ; GRÜCKSTERN, R. L.: Longitudinal Wakefield for Synchrotron Radiation. In: *IEEE*, 1995
- [72] BANE, K. ; KRINSKY, S. ; MURPHY, J. B.: Longitudinal potential well distortion due to the synchrotron radiation wakefield. In: *AIP Conference Proceedings* 367 (1996), Nr. 1, 191-198. <http://dx.doi.org/10.1063/1.50304>. – DOI 10.1063/1.50304
- [73] HAÏSSINSKI, J.: Exact longitudinal equilibrium distribution of stored electrons in the presence of self-fields. In: *Il Nuovo Cimento* 18 (1973), 72-82. <http://dx.doi.org/10.1007/BF02832640>. – DOI 10.1007/BF02832640. – ISSN 0369–3554
-

-
- [74] KLEIN, M.: *Untersuchung der Stupakov-Schwelle zur Erzeugung stabiler kohärenter Synchrotronstrahlung*. 2008. – Diplomarbeit
- [75] CHAO, Alexander W.: *Physics of Collective Beam Instabilities in High Energy Accelerators*. Wiley, New-York, 1993
- [76] STUPAKOV, G. ; HEIFETS, S.: Beam instability and microbunching due to coherent synchrotron radiation. In: *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams* 5 (2002), Nr. 5. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.5.054402>. – DOI 10.1103/PhysRevSTAB.5.054402
- [77] SANNIBALE, F. ; BYRD, J. M. ; LOFTSDÓTTIR, Á. ; VENTURINI, M. ; ABO-BAKR, M. ; FEIKES, J. ; HOLLDAK, K. ; KUSKE, P. ; WÜSTEFELD, G. ; HÜBERS, H.-W. ; WARNOCK, R.: A Model Describing Stable Coherent Synchrotron Radiation in Storage Rings. In: *Phys. Rev. Lett.* 93 (2004), Aug, 094801. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.93.094801>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.93.094801
- [78] WARNOCK, R. L. ; ELLISON, J. A.: A General Method for Propagation of the Phase Space Distribution, with Application to the Sawtooth Instability / SLAC. 2000 (8404). – PUB
- [79] VENTURINI, M. ; WARNOCK, R.: Bursts of Coherent Synchrotron Radiation in Electron Storage Rings: a Dynamical Model. In: *Physical Review Letters* 89 (2002), S. 224802
- [80] KLEIN, M.: *Optics Calculations and Simulations of Longitudinal Beam Dynamics for the Low- α_c Mode at ANKA*, Karlsruher Institut für Technologie, Diss., 2012
- [81] MEUTER, C. A. J.: *Untersuchung des Einflusses von Impedanzen auf die Bunch-Form im ANKA-Speicherring*. Diplomarbeit, Juli 2012
- [82] PODOBEDOV, B.V. ; SIEMANN, R.H.: Sawtooth instability studies in the Stanford Linear Collider damping rings. In: *Conf.Proc.* C970512 (1997), S. 1629
- [83] ANDERSSON, Ake ; JOHNSON, Matthew S. ; NELANDER, Bengt: Observation of coherent synchrotron radiation from a 1-mm electron bunch at the MAX-I storage ring. (1999), 77-87. <http://dx.doi.org/10.1117/12.366631>. – DOI 10.1117/12.366631
- [84] CARR, GL ; KRAMER, SL ; MURPHY, JB ; LAVEIGN, J ; LOBO, RPSM ; REITZE, DH ; TANNER, DB: Investigation of coherent emission from the NSLS VUV ring. In: *Particle Accelerator Conference, 1999. Proceedings of the 1999* Bd. 1 IEEE, 1999, S. 134–136
- [85] SCHEIDT, K.: Review of Streak Cameras for Accelerators: Features, Applications and Results. In: *Proceedings of 2000 European Particle Accelerator Conference*, 2000
- [86] HILLER, N. ; HOFMANN, A. ; HUTTEL, E. ; JUDIN, V. ; KEHRER, B. ; KLEIN, M. ; MARSCHING, S. ; MÜLLER, A.-S.: Status of Bunch Deformation and Lengthening Studies at the ANKA Storage Ring. In: *Proceedings of 2011 International Particle Accelerator Conference*, 2011
-

- [87] *Bergoz Instrumentation*
- [88] UNSER, K. B.: The Parametric Current Transformer a beam current monitor developed for LEP / CERN. 1992. – Forschungsbericht
- [89] KEHRER, B. ; HILLER, N. ; HOFMANN, A. ; HUTTEL, E. ; JUDIN, V. ; KLEIN, M. ; MARSCHING, S. ; MÜLLER, A.-S. ; SMALE, N.: Filling Pattern Measurements at The ANKA Storage Ring. In: *Proceedings of 2011 International Particle Accelerator Conference*, 2011
- [90] JUDIN, V ; HILLENBRAND, S ; HILLER, N ; HOFMANN, A ; HUTTEL, E ; KLEIN, M ; MARSCHING, S ; MÜLLER, AS ; SMALE, N ; SONNAD, KG u. a.: Observation of bursting behavior using multiturn measurements at ANKA. In: *Proceedings of 2010 International Particle Accelerator Conference*, 2010, S. 2526–2528
- [91] *Infrared Laboratories, Inc.*
- [92] *QMC Instruments Ltd.*
- [93] SIEGEL, P.H.: Terahertz technology. In: *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on* 50 (Mar), Nr. 3, S. 910–928. <http://dx.doi.org/10.1109/22.989974>. – DOI 10.1109/22.989974. – ISSN 0018–9480
- [94] SEMENOV, Alexej D. ; HÜBERS, Heinz-Wilhelm ; IL'IN, Konstantin S. ; SIEGEL, Michael ; JUDIN, Vitali ; MÜLLER, Anke-Susanne: Monitoring Coherent THz-Synchrotron Radiation with Superconducting NbN Hot-Electron Detector. In: *Proceedings of IRMMW-THz*, 2009
- [95] PROBST, P. ; SCHEURING, A. ; HOFHERR, M. ; RALL, D. ; WÜNSCH, S. ; IL'IN, K. ; SIEGEL, M. ; SEMENOV, A. ; POHL, A. ; HÜBERS, H.-W. ; JUDIN, V. ; MÜLLER, A.-S. ; HOEHL, A. ; MÜLLER, R. ; ULM, G.: YBa₂Cu₃O₇ – δ quasi-optical detectors for fast time-domain analysis of terahertz synchrotron radiation. In: *Applied Physics Letters* 98 (2011), Nr. 4, S. 043504–043504–3. <http://dx.doi.org/10.1063/1.3546173>. – DOI 10.1063/1.3546173. – ISSN 10773118
- [96] REHM, G ; MORGAN, AF ; BARTOLINI, R ; MARTIN, IP ; KARATAEV, P: Ultra-fast mm-wave Detectors for Observation of Microbunching Instabilities in the Diamond Storage Ring. In: *Proc. 9th European Workshop on Beam Diagnostics and Instrumentation for Particle Accelerators (DIPAC 09)*, Basel, 2009, S. 25–27
- [97] REHM, G.: *pers. Mitteilung*,
- [98] SMALE, Nigel J.: *pers. Mitteilung, ANKA, KIT, Karlsruhe*
- [99] *NI LabVIEW*. <http://www.ni.com/labview/d/>. Version: 2011
- [100] RICHARDS, P. L.: Bolometers for infrared and millimeter waves. In: *Journal of Applied Physics* 76 (1994), Nr. 1, S. 1–24. <http://dx.doi.org/10.1063/1.357128>. – DOI 10.1063/1.357128. – ISSN 10897550
-

-
- [101] SEMENOV, A. D. ; RICHTER, H. ; HÜBERS, H.-W. ; IL'IN, K. S. ; SIEGEL, M.: Superconducting Noise Bolometer for Terahertz Radiation. In: *Applied physics letters* (2005)
- [102] MÜLLER, Anke-Susanne ; BIRKEL, I ; HUTTEL, E ; CASALBUONI, Sara ; GASHAROVA, Biliana ; MATHIS, YL ; MOSS, DA ; HIRSCHMUGL, CJ: Beam Studies with Coherent Synchrotron Radiation from Short Bunches in the ANKA Storage Ring. In: *EPAC06, Edinburgh, Scotland* (2006)
- [103] JUDIN, V ; HILLER, N ; HOFMANN, A ; HUTTEL, E ; KEHRER, B ; KLEIN, M ; MARSCHING, S ; MEUTER, C ; MÜLLER, AS ; NASSE, MJ u. a.: Spectral and Temporal Observations of CSR at ANKA. In: *Proceedings of 2012 International Particle Accelerator Conference, 2012*
- [104] SCHWARZ, M. ; JUDIN, V. ; MÜLLER, A.-S ; KLEIN, M.: Bursting Patterns of Coherent Synchrotron Radiation in the ANKA Storage Ring. In: *Proceedings of 2013 International Particle Accelerator Conference, 2013*
- [105] FREYER, U.: *Elektrische und elektronische Messtechnik*. Hanser Fachbuchverlag (2006), 2006
- [106] KUSKE, P: Investigation of the Temporal Structure of CSR-Bursts at BESSY II. In: *Proc. 23rd Particle Accelerator Conference (PAC09), Vancouver, 2009*, S. 4–8
- [107] EVAÏN, C ; BARROS, J ; LOULERGUE, A ; TORDEUX, MA ; NAGAOKA, R ; LABAT, M ; CASSINARI, L ; CREFF, G ; MANCERON, L ; BRUBACH, JB u. a.: Spatio-temporal dynamics of relativistic electron bunches during the micro-bunching instability in storage rings. In: *EPL (Europhysics Letters)* 98 (2012), Nr. 4, S. 40006
- [108] BARTOLINI, R ; CINQUE, G ; MARTIN, IPS ; REHM, G ; THOMAS, C: CSR AND THz Emission Measurements at the DIAMOND Light Source. In: *Proceedings of IPAC2011, 2011*
- [109] JUDIN, V ; MÜLLER, AS ; KIT, Karlsruhe ; ASSMANN, Germany R. ; JANSEN, Switzerland O. ; PUKHOV, A: Study of Laser Wakefield Accelerators as Injectors for Synchrotron Light Sources. In: *Proceedings of 2013 International Particle Accelerator Conference, 2013*
- [110] <http://www.itwissen.info/definition/lexikon/Tastverhaeltnis-duty-cycle.html>
- [111] SCHÖNFELDT, Patrik: *pers. Mitteilung, ANKA, KIT, Karlsruhe*
- [112] KUSKE, P.: *pers. Mitteilung, BESSY, Berlin*
- [113] A.-S-MÜLLER ; JUDIN, V. ; BALZER, M. ; CASELLE, M. ; HILLER, N. ; HOFHERR, M. ; ILIN, K.S. ; KEHRER, B. ; MARSCHING, S. ; NAKNAIMUEANG, S. ; NASSE, M.J. ; RAASCH, J. ; SCHEURING, A. ; SCHUH, M. ; SCHWARZ, M. ; SIEGEL, M. ; SMALE, N. J. ; STEINMANN, J. ; THOMA, P. ; WEBER, M. ; WUENSCH, S.: Studies of Bunch-Bunch Interactions in the ANKA Storage Ring with Coherent Synchrotron
-

- Radiation using an Ultra-Fast Terahertz Detection System. In: *International Particle Accelerator Conference, 2013*
- [114] PETERMANN, Klaus: *Hochfrequenztechnik, Vorlesungsskript*
- [115] <http://www.satsig.net/lnb/explanation-description-lnb.htm>
- [116] *COMSOL, Multiphysics Modeling, Finite Element Analysis, and Engineering Simulation Software*
- [117] ZOYA, Popović ; HORTON, Marcia (Hrsg.): *Introductory Electromagnetics*. Prentice Hall, 2000
- [118] KRAMER, S. L.: Direct observation of beam impedance above cutoff. In: *Phys. Rev. ST Accel. Beams* 5 (2002), Nov, 112001. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.5.112001>. – DOI 10.1103/PhysRevSTAB.5.112001
- [119] IBRAHIMKUTTY, Shyjumon ; ISSENMANN, Daniel ; SCHLEEF, Stefan ; MUELLER, Anke-Susanne ; MATHIS, Yves-Laurent ; GASHAROVA, Biliana ; HUTTEL, Erhart ; STEININGER, Ralph ; GOETTLICHER, Joerg ; BAUMBACH, Tilo ; BARTELS, Albrecht ; JANKE, Christof ; PLECH, Anton: Asynchronous sampling for ultrafast experiments with low momentum compaction at the ANKA ring. In: *J. Synchrotron Rad.* 18 (2011), S. 539–545
- [120] SCHALL, M. ; HELM, H. ; KEIDING, S.R.: Far Infrared Properties of Electro-Optic Crystals Measured by THz Time-Domain Spectroscopy. In: *International Journal of Infrared and Millimeter Waves* 20 (1999), Nr. 4, 595-604. <http://dx.doi.org/10.1023/A%3A1022636421426>
- [121] CASALBUONI, S. ; SCHLARB, H. ; SCHMIDT, B. ; SCHMÜSER, P. ; STEFFEN, B. ; WINTER, A.: Numerical Studies on the Electro-Optic Sampling of Relativistic Electron Bunches / Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY. 2005. – Forschungsbericht
- [122] HILLER, N. ; BORYSENKO, A. ; HERTLE, E. ; HUTTEL, E. ; JUDIN, V. ; KEHRER, B. ; MARSCHING, S. ; MUELLER, A.-S. ; NASSE, M. J. ; PLECH, A. ; SCHUH, M. ; SMALE, N. J. ; PEIER, P. ; SCHLOTT, V.: Electro-Optical Bunch Length Measurements at the ANKA Storage Ring. In: *Proceedings of 2013 International Particle Accelerator Conference, 2013*
- [123] HUFSCHEMID, M.: *Mischer, Script*
- [124] MÜLLER, Anke-Susanne: *pers. Mitteilung, ANKA, KIT, Karlsruhe*
- [125] SCHWARZKOPF, J. ; JUDIN, V. ; MUELLER, A.-S.: *Beam Studies with a LNB Detector System*. DPG-Frühjahrstagung 2013, Vortrag, 03 2013
- [126] MÜLLER, AS ; BIRKEL, I ; HUTTEL, E ; PÉREZ, F ; PONT, M ; ZIMMERMANN, F: Investigation of Scraper Induces Wakefields at ANKA. In: *Proceedings of EPAC 2004, Lucerne, Switzerland* (2004)
-

- [127] SCHLOTT, V ; DACH, M ; DAVID, C ; KALANTARI, B ; PEDROZZI, M ; STREUN, A: Using visible synchrotron radiation at the SLS diagnostics beamline. In: *EPAC04*, 2004, S. 2526
- [128] MILAS, N ; STINGELIN, L: Impact of Filling Patterns on Bunch Length and Lifetime at the SLS. In: *IPAC10, Kyoto, Japan* (2010)
- [129] JUDIN, V ; HILLER, N ; HOFMANN, A ; HUTTEL, E ; KEHRER, B ; KLEIN, M ; MARSCHING, S ; MÜLLER, AS ; SMALE, N ; CASPERS, F: Observation of Synchrotron Radiation using Low Noise Block (LNB) at ANKA DIPAC, 2011
- [130] RIES, M.: *pers. Mitteilung, MLS, Berlin*
- [131] GOUSEV, Yu. P. ; GOL'TSMAN, G. N. ; SEMENOV, A. D. ; GERSHENZON, E. M. ; NEBOSIS, R. S. ; HEUSINGER, M. A. ; RENK, K. F.: Broadband ultrafast superconducting NbN detector for electromagnetic radiation. In: *Journal for Applied Physics* 75 (1994), Nr. 7
- [132] WELLSTOOD, F. C. ; URBINA, C. ; CLARKE, John: Hot-electron effects in metals. In: *Phys. Rev. B* 49 (1994), Mar, 5942–5955. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.49.5942>. – DOI 10.1103/PhysRevB.49.5942
- [133] GERSHENZON, E. M. ; GERSHENZON, M. E. ; GOL'TSMAN, G. N. ; LYUL'KIN, A. M. ; SEMENOV, A. D. ; SERGEEV, A. V.: Electron-phonon interaction in ultrathin Nb films. In: *Sov. Phys. JETP* 70 (1990), Nr. 3, S. 505–511
- [134] REESE, Matthew O.: *Superconducting Hot Electron Bolometers for Terahertz Sensing*, Yale University, Diss., 2006
- [135] PROBST, P. ; SEMENOV, A. ; RIES, M. ; HOEHL, A. ; RIEGER, P. ; SCHEURING, A. ; JUDIN, V. ; WÜNSCH, S. ; IL'IN, K. ; SMALE, N. ; MATHIS, Y.-L. ; MÜLLER, R. ; ULM, G. ; WÜSTEFELD, G. ; HÜBERS, H.-W. ; HÄNISCH, J. ; HOLZAPFEL, B. ; SIEGEL, M. ; MÜLLER, A.-S.: Nonthermal response of YBa₂Cu₃O_{7-δ} thin films to picosecond THz pulses. In: *Phys. Rev. B* 85 (2012), May, 174511. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.85.174511>. – DOI 10.1103/PhysRevB.85.174511
- [136] THOMA, P. ; SCHEURING, A. ; WUNSCH, S. ; IL'IN, K. ; SEMENOV, A. ; HUBERS, H. ; JUDIN, V. ; MULLER, A.-S. ; SMALE, N. ; ADACHI, M. ; TANAKA, S. ; KIMURA, S. ; KATO, M. ; YAMAMOTO, N. ; HOSAKA, M. ; ROUSSEL, E. ; SZWAJ, C. ; BIELAWSKI, S. ; SIEGEL, M.: High-Speed YBa₂Cu₃O_{7-δ} Direct Detection System for Monitoring Picosecond THz Pulses. In: *Terahertz Science and Technology, IEEE Transactions on* 3 (2013), Nr. 1, S. 81–86. <http://dx.doi.org/10.1109/TTHZ.2012.2234209>. – DOI 10.1109/TTHZ.2012.2234209. – ISSN 2156–342X
- [137] THOMA, P. ; SCHEURING, A. ; HOFHERR, M. ; WUNSCH, S. ; IL'IN, K. ; SMALE, N. ; JUDIN, V. ; HILLER, N. ; MULLER, A.-S. ; SEMENOV, A. ; HUBERS, H.-W. ; SIEGEL, M.: Real-time measurement of picosecond THz pulses by an ultra-fast YBa[_{sub} 2]Cu[_{sub} 3]O[_{sub} 7 - d] detection system. In: *Applied Physics Letters* 101 (2012), Nr. 14, 142601. <http://dx.doi.org/10.1063/1.4756905>. – DOI 10.1063/1.4756905
-

-
- [138] THOMA, Petra: *pers. Mitteilung, IMS, KIT, Karlsruhe*
- [139] MÜLLER, A.-S. ; HILLER, N. ; HOFMANN, A. ; HUTTEL, E. ; IL'IN, K. ; JUDIN, V. ; KEHRER, B. ; KLEIN, M. ; MARSCHING, S. ; MEUTER, C. ; NAKNAIMUEANG, S. ; NASSE, M.J. ; PLECH, A. ; PROBST, P. ; SCHEURING, A. ; SCHUH, M. ; SCHWARZ, M. ; SIEGEL, M. ; SMALE, N. ; STREICHERT, M. ; CASPERS, F. ; SEMENOV, A. ; HÜBERS, H.-W. ; BRÜNDERMANN, E.: Experimental Aspects of CSR in the ANKA Storage Ring. In: *Beam Dynamics News Letters* 57 (2012)
- [140] CASELLE, Michele ; HOFHERR, Matthias ; VITALI, Judin ; WEBER, Marc ; WUENSCH, Stefan ; MUELLER, Anke-Susanne ; PROBST, Petra ; SIEGEL, Michael ; SMALE, Nigel J. ; BALZER, Matthias: Ultra-Fast Data Acquisition System for Coherent Synchrotron Radiation Based on Superconducting Terahertz Detectors. In: *International Particle Accelerator Conference, 2013*
- [141] *Sample and Hold Amplifier, Analog Devices Inc.*
- [142] CASELLE, Michele ; HOFHERR, Matthias ; VITALI, Judin ; WEBER, Marc ; WUENSCH, Stefan ; MUELLER, Anke-Susanne ; PROBST, Petra ; SIEGEL, Michael ; SMALE, Nigel J. ; BALZER, Matthias: Ultra-fast data acquisition of CSR (Coherent Synchrotron Radiation). In: *1st ARD Workshop ST3 „ps-fs“ Electron and Photon Beams, 21-22 August 2012, 2012*
- [143] *Experimental Physics and Industrial Control System*
- [144] STUPAKOV, G. ; BANE, K. L. F. ; ZAGORODNOV, I.: Optical approximation in the theory of geometric impedance. In: *Phys. Rev. ST Accel. Beams* 10 (2007), May, 054401. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.10.054401>. – DOI 10.1103/PhysRevSTAB.10.054401
- [145] PODOBEDOV, B.V. ; STUPAKOV, G.: Physics and Efficient Calculation of Short Bunch Wakefields. In: *Low Emittance Workshop 2011, 2011*
- [146] BANE, K.L.F. ; MORTON, P.L.: Deflection by the Image Current and Charges of a Beam Scraper. In: *Linear accelerator conference SLAC, 1986*
- [147] NOVOKHATSKI, Alexander: Coherent Synchrotron Radiation: Theory and Simulations. In: *Beam Dynamics News Letters* 57 (2012)
- [148] BANE, K.L.F. ; STUPAKOV, G.: Terahertz radiation from a pipe with small corrugations. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 677 (2012), Nr. 0, 67 - 73. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2012.02.028>. – DOI 10.1016/j.nima.2012.02.028. – ISSN 0168–9002
- [149] RICHARDSON, O. W.: Thermionic phenomena and the laws which govern them. In: *Nobel Prize Lecture* (1929)
- [150] DELERUE, Nicolas: *Accelerator Physics*
-

-
- [151] BAKR, Mahmoud ; YOSHIDA, K. ; UEDA, S. ; TAKASAKI, M. ; KINJO, R. ; CHOI, Y. W. ; ZEN, H. ; SONOBE, T. ; KII, T. ; MASUDA, K. ; OHGAKI, H.: Comparison Between Hexaboride Metamaterials for Thermionic Cathode RF Gun. In: *International Particle Accelerator Conference*, 2010
- [152] PETROVA-KOCH, V: Milestones of Solar Conversion and Photovoltaics. In: *High-Efficient Low-Cost Photovoltaics* 140 (2009)
- [153] SMITH, W.: Effect of Light on Selenium During the Passage of An Electric Current. In: *Nature* (1873), S. 303
- [154] HERTZ, H.: Ueber den Einfluss des ultravioleten Lichtes auf die elektrische Entladung. In: *Annalen der Physik* 267 (1887), Nr. 8, S. 983–1000
- [155] LENARD, P.: Lichtelektrische Wirkung. In: *Annalen der Physik* 313 (1902), Nr. 6, S. 149–198
- [156] <http://www.nobelprize.org/>
- [157] PIMPEC, F. L. ; ARDANA-LAMAS, F. ; HAURI, C. P. ; MILNE, C.: Quantum efficiency of technical metal photocathodes under laser irradiation of various wavelength / PSI. 2012. – PSI technical note
- [158] WOOD, R. W.: A new form of Cathode Discharge and the Production of X-Rays, together with some Notes on Diffraction. In: *Physical Review* V (1897), Nr. 1
- [159] FOWLER, R. H. ; NORDHEIM, L.: Electron Emission in Intense Electric Fields. In: *Proceedings of the Royal Society of London* Bd. A 119, 1928, S. 173–181
- [160] HILL, C. E.: *Ion and Electron Sources*. CERN Accelerator School, 9 1994
- [161] KLEIN, M ; HILLER, N ; MUELLER, AS ; SONNAD, KG ; TAVARES, P u. a.: Analysis of THz spectra and bunch deformation caused by CSR at ANKA. In: *Proceedings of the 1st International Particle Accelerator Conference*, 2010, S. 1925
- [162] MARTIN, D.H. ; PUPLETT, E.: Polarised interferometric spectrometry for the millimetre and submillimetre spectrum. In: *Infrared Physics* 10 (1970), Nr. 2, 105 - 109. [http://dx.doi.org/10.1016/0020-0891\(70\)90006-0](http://dx.doi.org/10.1016/0020-0891(70)90006-0). – DOI 10.1016/0020-0891(70)90006-0. – ISSN 0020-0891
- [163] TYDEX, <http://www.tydexoptics.com/>
- [164] FRÖHLICH, L.: *Bunch Length Measurements Using a Martin-Puplett Interferometer at the VUV-FEL*, Deutsches Elektronen-Synchrotron (DESY), Hamburg, Diplomarbeit, 2005
- [165] ROOT - A Data Analysis Framework. <http://root.cern.ch/drupal/>. Version: 2010
- [166] SCHÜTZE, P.: *Optimierung eines Chopper-Systems zur Detektion quasi-kontinuierlicher kohärenter Synchrotronstrahlung*, Karlsruher Institut für Technologie, Diplomarbeit, 2012
-

- [167] *Application Note Nr. 3, About Lock-In Amplifier. : Application Note Nr. 3, About Lock-In Amplifier*
- [168] *Stanford Research Systems, Inc.*
-

Danksagung

Ich möchte mich bei Frau Prof. Anke-Susanne Müller, Herrn Prof. Tilo Baumbach und Herrn Prof. Günter Quast für die besten Randbedingungen zur Erstellung der vorliegenden Dissertation bedanken. Zusätzlich danke ich Frau Prof. Anke-Susanne Müller für die wissenschaftlichen Diskussionen, Ideen und Anregungen sowie für alle persönliche Gespräche und Ermutigungen in jeder Lebenssituation. Dies war absolut essentiell zum Entstehen und Vollenden dieser Arbeit.

Ich möchte an dieser Stelle allen danken, die mich bei der Erstellung der Dissertation unterstützt haben. Insbesondere geht mein Dank an meine Kollegin Nicole Hiller für ihre permanent gute Laune und ihren Optimismus. Es war ein unvergleichliches Büroarbeitsklima, das ich in den letzten Jahren sehr genossen habe. Vielen Dank für deine hoch ansteckend positive Grundeinstellung, viele Diskussionen und den experimentellen Erfahrungsaustausch. Ich möchte auch Benjamin Kehrer herzlich danken für seine ebenfalls positive Art, sein Ausdauervermögen bei zahlreichen, teilweise überlangen Messschichten und natürlich für die stets lückenlose Kaffeeversorgung. Bei Sebastian Marsching möchte ich mich für die Unterstützung bei IT-Problemen bedanken. Als besonders wichtig erachte ich, den THz-Postdocs Marcel Schuh, Michael Nasse und Markus Schwarz einen großen Dank auszudrücken. Sie waren trotz einer vollständigen Auslastung mit diversen Projekten stets hilfsbereit in Wort und Tat. Auch der ehemaligen Doktorandin der THz-Gruppe Marit Klein möchte ich sehr gern danken für das Mitdenken, Beraten und Mitfiebern. Weiterhin möchte ich Nigel John Smale für seine Lebensfreude, Geduld und Hilfsbereitschaft und Erdard Huttel für zahlreiche fachliche Empfehlungen danken. Einen großen Dank schulde ich Michael Süpfle für die Vorbereitung der Messausrüstung und besonders für das Aufstehen zum Detektornachfüllen zu nicht humanen Zeiten. Erik Bründermann danke ich herzlich für eine Vielzahl an Ideen sowie für die fachliche und technische Unterstützung. Herrn Prof. Semenov danke ich für seine Unterstützung und Beratung in Detektorangelegenheiten. Bei den Kollegen von MLS (Markus Ries, Godehard Wüstefeld), SLS (Volker Schlott, Peter Peier) und DELTA (Prof. Shaukat Khan, Peter Ungelenk, Markus Höner, Robert Molo) möchte ich mich für fruchtbare Diskussionen und gemeinsame Messschichten bedanken. Auch den Kollegen von IMS und IPE möchte ich danken für eine tolle und produktive Zusammenarbeit, insbesondere Petra Probst und Michele Caselle. Vielen Dank an alle ANKA-Techniker für die freundliche Atmosphäre und für die Hilfsbereitschaft. Herzlichen Dank für neue Ideen und elektrotechnische Beratung an meinen alten Bekannten und neuen hervorragenden Doktoranden der THz-Gruppe Johannes Steinmann. Vielen Dank auch an meinen Kommilitonen und guten Freund Paul Vincze für die allererste Korrektur

dieser Arbeit und die seelische Betreuung in Krisenzeiten. Es ist unmöglich alle namentlich zu erwähnen, die mich in diesen Jahren auf die eine oder andere Weise unterstützt haben. Ich sage euch ganz einfach herzlichen Dank für alles!

Schließlich möchte ich meinen Eltern für die langjährige tatkräftige Unterstützung danken. Meinen kleinen liebevollen PhD-Kindern (Philipp und Valerie), die mit der Arbeit mitgewachsen sind und mich immer wieder mit ihrem Dasein ermuntert und aufgebaut haben, möchte ich meinen Dank ausdrücken. Ganz besonders möchte ich mich bei meiner Frau Nelli bedanken, die mich in diesen Jahren trotz aller Schwierigkeiten in sämtlichen Lebenssituationen stets unterstützt hat, insbesondere für ihre Geduld in kritischen Phasen und für den mentalen Rückhalt in der Prüfungsvorbereitung. Nun sage ich wieder: Halleluja, dieser Schritt ist auch getan!
