



Untersuchung kohärenter Synchrotronstrahlung mit schnellen THz-Detektoren

DIPLOMARBEIT IM FACH PHYSIK

vorgelegt von
cand. phys. Vitali Judin

Hauptreferent: Prof. Dr. Tilo Baumbach
Laboratorium für Applikationen der Synchrotronstrahlung
Karlsruher Institut für Technologie (KIT)

Korreferent: Prof. Dr. Günter Quast
Institut für Experimentelle Kernphysik
Karlsruher Institut für Technologie (KIT)

Januar 2010

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig angefertigt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Karlsruhe, den 29. Januar 2010

Vitali Judin

Als Diplomarbeit akzeptiert: _____

Abkürzungsverzeichnis

ANKA	Ångströmquelle Karlsruhe
BESSY	Berliner Elektronen-Speicherring Gesellschaft für Synchrotronstrahlung
BPM	(engl.) Beam Position Monitor
CCD	(engl.) Charge-coupled Device
CLIC	(engl.) Compact Linear Collider
CSR	(engl.) Coherent Synchrotron Radiation
DBA	(engl.) Double Bend Achromat
DLR	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
FEL	Freie Elektronenlaser
FFT	(engl.) Fast Fourier Transformation
FIR	Ferninfrarot
FLUO	Fluoreszenz Strahlrohr
FZK	Forschungszentrum Karlsruhe
HEB	(engl.) hot electron bolometer
INE	Institut für Nukleare Entsorgung
IR1	Infrarot-Strahlrohr 1
IR1	Infrarot-Strahlrohr 2
KIT	Karlsruher Institut für Technologie
LIGA	(ein Kunstwort) Röntgentiefenlithographie
LINAC	(engl.) Linear Accelerator
MAD	(engl.) Methodical Accelerator Design
MAMI	Mainzer Microtron
MPI-MF	Max Planck Institut für Metallforschung
NbN	Niobiumnitrid
NI-DAQ	(engl.) National Instruments - Data Acquisition
NIR	Nahinfrarot
PDIFF	(engl.) X-ray Powder Diffraction beamline
RF	(engl.) radio frequency
SCD	(engl.) X-ray Single Crystal Diffraction beamline

SLC	(engl.) Stanford Linear Collider
SRW	(engl.) Synchrotron Radiation Workshop
SUL-X	Synchrotron Umwelt-Labor
TBONE	(engl.) THz Beam Optics for New Experiments
TOPO	Topographie-Tomographie Strahlrohr
WERA	Weichröntgen-Analytik-Anlage
XAS	(engl.) X-ray Absorption Spectroscopy beamline

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	v
1 Einleitung	1
1.1 Synchrotronstrahlungsquelle ANKA	3
1.2 Entwicklung der Teilchenbeschleuniger	3
1.3 Die ANKA-Beschleuniger	4
2 Physikalische Grundlagen	7
2.1 Physik der Speicherringe	7
2.1.1 Sollbahn und Koordinatensystem	7
2.1.2 Erzeugung der Synchrotronstrahlung	8
2.1.3 Strahlung bei einer longitudinalen Beschleunigung	9
2.1.4 Strahlung bei einer Kreisbeschleunigung	9
2.1.5 Winkelverteilung der Synchrotronstrahlung	10
2.1.6 Spektrale Charakteristik	11
2.1.7 Entwicklung der Synchrotronstrahlungsquellen	11
2.1.8 Elektronen im Magnetfeld	13
2.1.9 Dipolmagnete	13
2.1.10 Quadrupolmagnete und Magnete der höheren Ordnung	14
2.1.11 Teilchenbeschleunigung im RF-Hohlraumresonator	14
2.1.12 Phasenfokussierung	16
2.1.13 Dispersion	18
2.1.14 Betafunktion	19
2.1.15 Magnetoptik	20
2.1.16 Optische Resonanzen	22
2.1.17 Brillanz	22
2.1.18 Chromatizität	23
2.2 Kohärente Synchrotronstrahlung (CSR)	23
2.3 Kantenstrahlung	24
2.4 THz-Detektoren	24

2.5	Bolometerphysik	26
2.6	Quasioptische Systeme	29
2.7	THz-Strahlungsquelle an ANKA	32
3	Messanordnung	35
3.1	Detektor	35
3.2	Quasioptische Strahlführung	38
4	Datennahme	45
4.1	Technische Konzepte	45
4.2	Messmethoden	46
5	Detektorsystematiken	49
5.1	Dynamischer Bereich	49
5.1.1	Untergrund-Offsetwert	49
5.1.2	Sättigungsverhalten	50
5.2	Polarisationsmessungen	51
5.2.1	Polarisation der Kantenstrahlung	51
5.2.2	Polarisationsuntersuchungen mit HEB	54
6	Resultate	61
6.1	Bursting Instabilitäten	61
6.2	Multiturn Analysen	64
6.3	Wechselwirkung benachbarter Elektronenpakete	66
6.3.1	Beobachtung des Effekts und erste Analysen	66
6.3.2	Annahmen über die zugrunde liegende Strahldynamik	69
	Zusammenfassung	75
	Anhang	77
A	Wichtige Maschinenparameter für ANKA im Normalbetrieb	77
B	Transformationsmatrizen der Magneto-optik	78
C	Transportmatrizen der Quasioptik	80
D	IR1 Trace - Quasioptische Transformation	81
E	Algorithmus - Alignment	83
	Literaturverzeichnis	85

Kapitel 1

Einleitung

Im letzten Jahrhundert wurden fast alle Bereiche des elektromagnetischen Spektrums erschlossen. Es sind nur noch einige wenige Lücken geblieben, die bis heute unter Einsatz neuester Entwicklungen im Sender- und Detektorbau, von Wissenschaftlern auf der ganzen Welt untersucht werden. Eine davon ist die so genannte THz-Lücke, die zwischen 100 GHz und einigen Terahertz liegt. Trotz großer Popularität und einer Fülle an Erkenntnissen und Anwendungen in den beiden benachbarten Frequenzbereichen (Mikrowellen und Infrarotlicht) die Wissenschaft recht lange Zeit brauchte, bis man geeignete Methoden entwickelt hatte, um Terahertzwellen senden und empfangen zu können. In den letzten Jahren hat man einen rasanten Anstieg der Technologie mit THz-Wellen in der Astronomie, der Physik, der Fernerkundung, der Plasmadiagnostik, der Biologie, der Medizin und der wohl bekanntesten Anwendung, der Bilderfassung, beobachtet. Letztere sorgte in der Öffentlichkeit für viel Aufsehen, da für die THz-Wellen viele Stoffe wie Kunststoff, Papier, Holz und Textilien transparent sind. Eine weitere Anwendung der THz-Strahlung ist zum Beispiel die Tumorerkennung in Proben durch Transmissionsimaging. Dabei erhält man einen weitaus höheren Kontrast der Tumorzellen als im Vergleich zur konservativen Röntgenstrahlung. Man findet heute auch viele Einsatzgebiete der THz-Strahlung in der Industrie. Dazu gehören beispielsweise Gasanalysen, zerstörungsfreie Materialanalysen, Beschichtungsdicke-Messungen, Restfeuchtemessungen und diverse Qualitätskontrollen. Diese Liste setzen renommierte Forschungsanwendungen wie Spektroskopie, Nahfeldmikroskopie, Ellipsometrie und zeitaufgelöste Spektroskopie fort. Doch die Technologie steckt noch in Kinderschuhen, deswegen wird in der Wissenschaft aktuell verstärkt Grundlagenforschung in diesem Feld betrieben. Einer der Forschungszweige betrifft die Erzeugung von THz-Strahlung.

Grundsätzlich lassen sich THz-Strahlungsquellen in die folgenden vier Kategorien unterteilen [1]:

- Thermische Strahlungsquellen (Schwarzkörperstrahlung, Gasentladungslampen)
- elektronische Strahlungsquellen (Halbleiter-Oszillatoren, supraleitende Josephson Oszillatoren und Quantenkaskadenlaser)
- optische Strahlungsquellen (Moleküllaser, Differenzfrequenz zweier Diodenlaser und fs-Laserpulse)
- relativistische Strahlungsquellen (Synchrotronstrahlungsquellen, Freie Elektronenlaser).

Fast alle dieser Strahlungsquellen sind entweder monochromatisch oder schmalbandig, eine Ausnahme bieten nur die intensitätsschwache Schwarzkörperstrahlung und die kohärente Synchrotronstrahlung (CSR¹). Gewiss hebt sich jede der aufgeführten Kategorien in bestimmten spezifischen Anwendungsbereich gegenüber den anderen nach bestimmten Kriterien ab, besonders universell sind dennoch nur die Synchrotronstrahlungsquellen, die breitbandige THz-Spektren hoher Intensität und geringer Divergenz reproduzierbar liefern können.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der kohärenten Synchrotronstrahlung an der Synchrotronstrahlungsquelle ANKA, wobei das hauptsächliche Anwendungsgebiet in der Verwendung der THz-Strahlung zur Analyse der Strahldynamik der Maschine selbst liegt. Das unmittelbare Ziel dieser Arbeit war es, die kohärente Synchrotronstrahlung an ANKA unter verschiedenen Bedingungen zu charakterisieren. Dies wird durch den Einsatz eines neuen THz-Detektors (HEB²) ermöglicht, dessen hohe Zeitauflösung das Zuordnen einzelner THz-Pulse zu den ihnen zugehörigen Elektronenpaketen im Speicherring erlaubt. Für die Erzeugung der THz-Strahlung wird an ANKA eine spezielle Magnetoptik verwendet, deren strahldynamische Untersuchung interessant ist. Durch den Gewinn neuer Erkenntnisse über die Strahldynamik der Maschine kann der CSR-Betrieb bei ANKA optimiert werden, mit dem Ziel eine stabile und reproduzierbare Strahlungsquelle für vielfältige Forschungsgebiete anzubieten. Es wurden mehrere Einsatzmöglichkeiten des HEBs für die Strahldiagnostik an ANKA gezeigt, zum Beispiel die Multiturn-Analyse sowohl im Single-Bunch- als auch im Multi-Bunch-Betrieb³. Diese Analysemethode kann dazu verwendet werden, bestimmte Strahlungssystematiken und Instabilitäten zu untersuchen. Darüber hinaus konnte im Rahmen dieser Arbeit gezeigt werden, dass bei bestimmten Konstellationen der Elektronenpakete die Abstrahlung im THz-Bereich verstärkt wird. Eine kontrollierte Präparation der Elektronenfüllung könnte also dazu beitragen, die THz-

¹Coherent Synchrotron Radiation: siehe Kapitel "Kohärente Synchrotronstrahlung"

²Hot Electron Bolometer

³Im Multi-Bunch-Betrieb kreisen mehrere Elektronenpakete im Speicherring, dagegen nur ein Elektronenpaket im Single-Bunch-Betrieb. Es gibt insgesamt 184 RF-Buckets (engl. = Eimer) an der ANKA, die ein Elektronenpaket beinhalten können

Strahlung aus Speicherringen für die Bedürfnisse der Nutzer dieser Strahlung zu optimieren. Dieser Effekt hängt mit den Wechselwirkungen zwischen den benachbarten Elektronenpaketen zusammen, deren Aufklärung zum allgemeinen Verständnis der longitudinalen Strahldynamik beitragen wird. Für diese Untersuchungen, müssen die Systematiken des verwendeten Detektors genau verstanden werden. Dazu wurden im Rahmen dieser Arbeit mehrere Experimente sowohl mit dem HEB als auch mit zwei weiteren Detektoren, die eine andere Systematik aufweisen, durchgeführt.

1.1 Synchrotronstrahlungsquelle ANKA

Die Ångströmquelle **K**arlsruhe (**AN**KA) ist eine Elektronenspeicherringanlage zur Erzeugung von Synchrotronstrahlung am Karlsruher Institut für Technologie (KIT), die seit 2003 regelmäßig Synchrotronstrahlung vom Terahertz- bis zum harten Röntgenbereich für Experimente zur Verfügung stellt. Außer der Dipolmagnetstrahlung werden an ANKA auch so genannte Insertions Devices wie Wiggler und Undulatoren betrieben [2]. Die Strahlrohre an ANKA umfassen Anlagen für Röntgen-Lithographie (LIGA), für FIR/NIR Spektroskopie (IR1, IR2), für Röntgenspektroskopie (XAS, FLUO, SUL-X, INE, WERA) und für Imaging/Scattering (PDIFF, SCD, MPI-MF, TOPO-TOMO) [3](siehe Abbildung 1.1.1). Vor kurzem wurde ein Ultrahochvakuum-Labor fertiggestellt und aktuell befinden sich die NANO- und IMAGE-Strahlrohre im Bau. Darüber hinaus wird schon an dem Design von einer linearbeschleunigerbasierten Strahlungsquelle TBONE [4] gearbeitet. Dieser soll ultrakurze Elektronenpakete mit einer großen Repititionsrate erzeugen und damit kohärente Synchrotronstrahlung im THz-Bereich für vielfältige Anwendungen bereitstellen.

1.2 Entwicklung der Teilchenbeschleuniger

Bis heute wurden viele verschiedene Prinzipien zur Beschleunigung geladener Teilchen entwickelt. Die ersten Geräte beruhten auf einer Beschleunigung im konstanten elektrischen Feld. Ein Beispiel ist die Kathodenstrahlröhre. Der Vorstoß hin zu den höheren Energien bei Konstantfeld-Beschleunigern war mit der Entwicklung der Hochspannungsquellen fest verknüpft. Diese hatten mit Problemen wie Funkenüberschläge zu kämpfen, was auch eine Grenze für die Höchstenergie solcher Anlagen festsetzte, die bei etwa 10 MeV für einfach geladene Teilchen lag. Einen Ausweg wurde durch das alternative Konzept geboten, der Beschleunigung von geladenen Teilchen mit elektrischen Wechselfeldern. So wurden nahezu parallel zwei Beschleunigerarten entwickelt ein Betatron ([5],

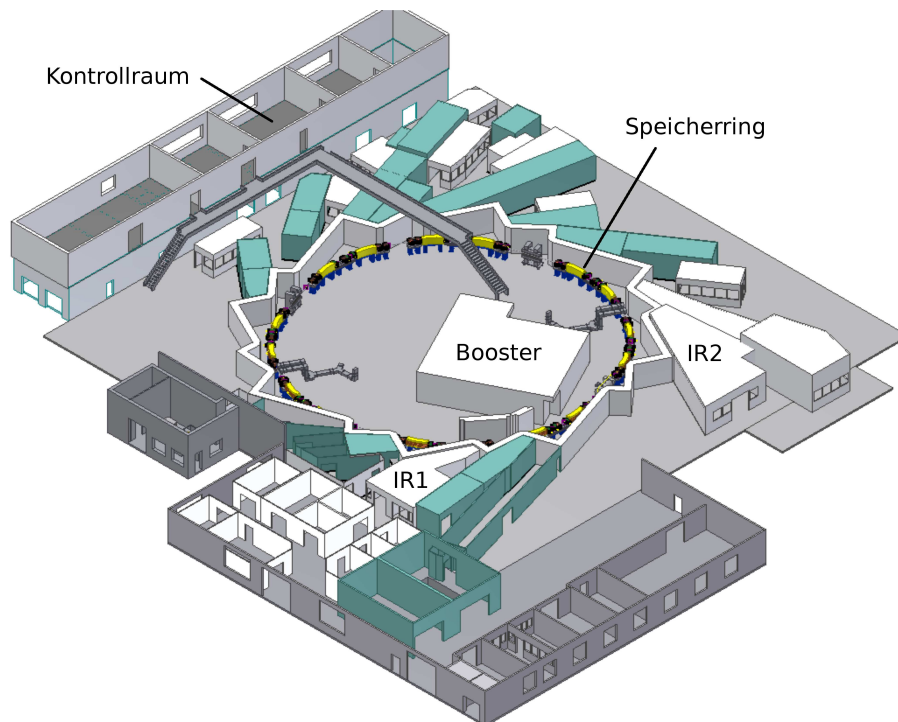


Abbildung 1.1.1: 3D Darstellung der ANKA Halle

Prinzip von 1928, Wideröe) und ein Linearbeschleuniger ([5], Prinzip von 1925, Ising). Etwas später folgte das Zyklotron ([5], Prinzip von Lawrence, 1930), das nur für nicht-relativistische Teilchen geeignet war. Eine für relativistische Teilchen optimierte Lösung war das Microtron⁴, das auch heute an vielen Beschleunigeranlagen als ein Teil der Vorbeschleunigerkaskade und sogar als ein eigenständiges Forschungsgerät wie zum Beispiel MAMI (Universität Mainz, Endenergie 820 MeV) dient. Das sogenannte Synchrotron kombiniert die Vorteile der vorgestellten Beschleuniger ([5], Prinzip von Oliphant, 1944). Das Prinzip eines Synchrotrons ist in nahezu allen modernen Beschleunigeranlagen zu finden. Besonders zur Erzeugung des Synchrotronlichtes ist es sehr nützlich, die Elektronen über längere Zeit im Synchrotron zu speichern. Man spricht dabei von einem Speicherring. Es sind spezielle Synchrotrons, die von der Konzeption so gebaut sind, dass die Teilchen möglichst lange Zeit im Kreis umlaufen können.

1.3 Die ANKA-Beschleuniger

An ANKA werden die Elektronen auf die Nominalenergie von 2.5 GeV beschleunigt. Da die Beschleuniger nur für einen festen Energiebereich konzipiert sind, durchlaufen die

⁴siehe Kapitel 1.3

Teilchen zunächst eine Kaskade von Vorbeschleunigern. In dieser Kaskade erreichen die Elektronen eine Energie von 0.5 GeV und werden zum Speicherring weitergeleitet.

E-Gun

Ein Elektronenpuls an ANKA wird zunächst von der Elektronenquelle, der so genannten E-Gun, wie Abbildung 1.3.1 darstellt, erzeugt und auf die Initialenergie von 90 keV gebracht. Die Elektronen aus der geheizten Kathode werden in der E-Gun durch die Potentialdifferenz zwischen einer Kathode und einer auf besondere Art geformten Anode beschleunigt. Diese besondere Form der Anode und auch eine zusätzliche Elektrode sorgt für eine optimale Fokussierung des Strahls.

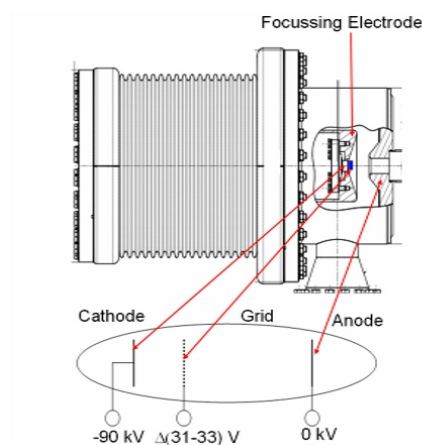


Abbildung 1.3.1: In dieser Abbildung ist die ANKA E-Gun und ihre schematische Darstellung zu sehen. Eine Glühkathode dient als Elektronenquelle. Die erzeugten Elektronen werden innerhalb der E-Gun von einer Potentialdifferenz auf 90 keV beschleunigt. Durch Variation der Gitterspannung können Pulse verschiedener Länge erzeugt werden [6].

Microtron

Nach dem Verlassen der Elektronenquelle wird der Strahl zum ANKA Microtron geführt und dort auf 53 MeV beschleunigt. Das Microtron an ANKA besteht aus einer Beschleunigungsstrecke (RF-Hohlraumresonator) und zwei großen Dipolmagneten. In einem Microtron werden die Teilchen immer wieder durch die gleiche Beschleunigungsstrecke geschickt. Dabei durchlaufen die Teilchen an den Ablenkmagneten des Microtrons eine 180°-Wende. Bei jedem Umlauf erhöht sich die Energie der Teilchen und sie beschreiben im Magnetfeld Kreisbahnen mit immer größerem Radius. Dadurch ähnelt die Teilchenbahn einer Rennbahn, man bezeichnet diese Geräte auch als "Racetrack-Microtrons". Als eine Alternative zum Microtron werden an Synchrotronstrahlungsquellen auch Linerabe-

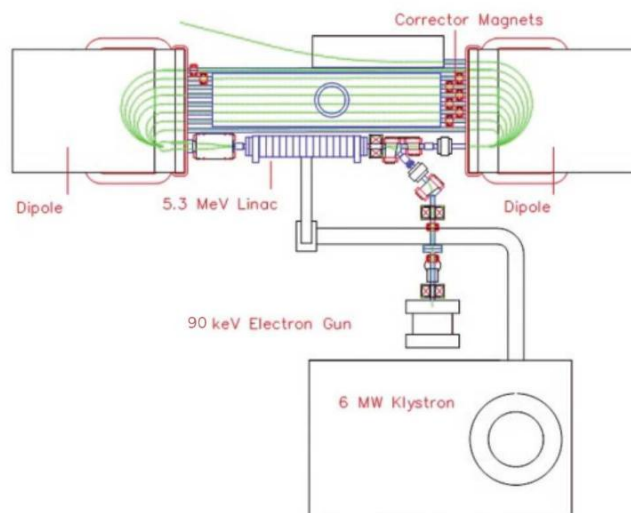


Abbildung 1.3.2: E-Gun und Microtron in der ANKA Vorbeschleunigerkette. Die Elektronen vom E-Gun durchlaufen im Microtron immer die gleiche Beschleunigungsstrecke und werden in seitlichen Dipolmagneten um 180° abgelenkt.[3]

schleuniger eingesetzt. Diese sind grundsätzlich kostenspieleriger und auch größer dimensioniert als die Microtrons gleicher Beschleunigungsenergie.

Boostersynchrotron

Anschließend erreichen die Elektronen das Boostersynchrotron und werden auf die Injektionsenergie von 0.5 GeV gebracht. Das Boostersynchrotron ist ein kleines Synchrotron, das wie alle Vorbeschleuniger an ANKA innerhalb des Speicherrings positioniert ist. Hier durchlaufen die Elektronen wie auch im Microtron immer wieder die gleiche Beschleunigungsstrecke (RF-Hohlraumresonator). Wobei der Umlaufradius trotz steigender Teilchenenergie durch synchrone Veränderung des Magnetfeldes konstant gehalten wird.

ANKA Speicherring

Zur Vollständigkeit wird hier auch der ANKA Speicherring aufgezählt. Die vom Booster kommende Bunche werden im Speicherring gespeichert. Es kann ein Strahlstrom von bis zu 200 mA im Speicherring akkumuliert werden. Anschließend können alle Elektronenpakete auf 2.5 GeV Energie beschleunigt werden.

Kapitel 2

Physikalische Grundlagen

2.1 Physik der Speicherringe

Ein Speicherring ist wie bereits erwähnt eine Spezialform eines Synchrotrons das dazu ausgelegt ist einen Teilchenstrahl über mehrere Stunden hinweg zu speichern. Im folgenden Kapitel werden die Grundzüge der Physik von Speicherringen erläutert.

2.1.1 Sollbahn und Koordinatensystem

Die Sollbahn in einem Synchrotron ist die Bahn des so genannten Referenzteilchens mit einem definierten Impuls p_0 . Im einfachsten Fall ist die Sollbahn kreisförmig mit dem Radius R . Das Referenzteilchen befindet sich zum Zeitpunkt t an der Position $s(t)$. Diese Position kann im Laborsystem $S'=(x_L, y_L, z_L)$ beliebig parametrisiert werden. Als besonders günstige Parametrisierung erweist sich oft die mit dem Ursprung in der Mitte des Ringes. An der Spitze eines Ortsvektors im S' zur Position $s(t)$ wird ein neues Koordinatensystem $S=(x, y, z)$ angelegt, wie in Abbildung 2.1.1 zu sehen ist. Dabei zeigt der Einheitsvektor \vec{n}_z tangential zu $s(t)$ und die Einheitsvektoren \vec{n}_x und \vec{n}_y definieren in der transversalen Ebene jeweils die horizontale und vertikale Richtung. Nun lässt sich damit sowohl die Position und Bewegung der einzelnen Teilchen im Elektronenpaket als auch die Kräfte und Felder relativ zu dem Elektronenpaket beschrieben. Wenn der Synchrotron nicht exakt Kreisförmig ist, so lässt sich trotzdem das Koordinatensystems anwenden, wenn man die Sollbahn definiert. In meisten Fällen erhält man eine geschlossene Bahn mit Kreisbögen mit Radius R in Dipolen und Geraden in Driftstrecken. Die Zeit $t = T$ ist die Umlaufzeit dabei gilt für den Umfang des Synchrotrons $U = \int_0^T s(t)$. Den Anzahl der Elektronen N im Elektronenpaket definierten dessen Ladung $q_{\text{bunch}} = eN$ und die Summe über alle Elektronenpakete die Gesamtladung $q_{\text{ges}} = nq_{\text{bunch}}$ zum Beispiel im

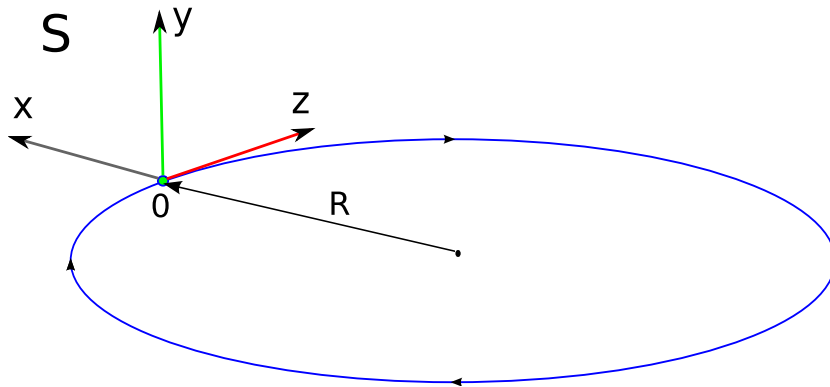


Abbildung 2.1.1: Die Teilchen im Bunch werden im mitbewegten Koordinatensystem $S=(x,y,z)$ beschrieben.

Speicherring oder Boostersynchrotron. Man definiert den Strahlstrom durch

$$I = \frac{q_{\text{ges}}}{T}. \quad (2.1.1)$$

Es ist erkennbar, dass die Stromangaben sich nur auf einen Ringbeschleuniger beziehen und lassen sich nicht direkt mit anderen Maschinen vergleichen.

Im mitbewegten Koordinatensystem lassen sich die Abweichungen von der Sollbahn in transversaler Ebene mit x und y angeben. Die Divergenz des Strahls wird mit $x' \approx \frac{dx}{dz}$ und $y' \approx \frac{dy}{dz}$ angegeben.

2.1.2 Erzeugung der Synchrotronstrahlung

Das Prinzip der Synchrotronstrahlung lässt sich anhand der fundamentalen Regeln der klassischen Elektrodynamik verstehen. Diese besagen, dass jede beschleunigte Ladung strahlt. Die abgestrahlte Leistung eines geladenen Teilchens wurde für nicht relativistische Teilchen von Larmor bereits Ende des neunzehnten Jahrhunderts beschrieben. Im gleichen Zeitraum wurde auch die azimutale Winkelverteilung dieser Strahlung von Hertz untersucht [5]. Für geladene Teilchen mit einer Geschwindigkeit vergleichbar zur Lichtgeschwindigkeit, so wie es an ANKA der Fall ist, müssen die klassischen Gleichungen modifiziert werden. So lässt sich die Strahlungsleistung eines hochrelativistischen Teilchens in folgender Lorentzinvarianten Form ausdrücken [5]:

$$P_s = \frac{e^2 c}{6\pi\epsilon_0} \frac{1}{(m_0 c^2)^2} \left[\left(\frac{d\vec{p}}{d\tau} \right)^2 - \frac{1}{c^2} \left(\frac{dE}{d\tau} \right)^2 \right] \quad \text{mit } d\tau = \frac{1}{\gamma} dt. \quad (2.1.2)$$

Mit e als die Elementarladung, c Lichtgeschwindigkeit, ϵ_0 elektrische Feldkonstante, m_0 Ruhemasse des Elektrons, E Teilchenenergie und \vec{p} Teilchenimpulsvektor. Dabei hängt

die Strahlungsleistung von der Richtung der Beschleunigung ab. Man unterscheidet zwei Extremfälle, die longitudinale Beschleunigung (Beschleunigungsvektor ist parallel zum Richtungsvektor des Teilchens) und die Kreisbeschleunigung (Beschleunigungsvektor steht senkrecht zum Richtungsvektor).

2.1.3 Strahlung bei einer longitudinalen Beschleunigung

An allen Stationen der vorgestellten Vorbeschleunigerkaskade durchlaufen die Elektronen eine Beschleunigungsstrecke, erfahren eine Beschleunigung in Flugrichtung und strahlen somit auch elektromagnetische Strahlung ab. Berechnet man die Strahlungsleistung gemäß 2.1.2, so erhält man [5]:

$$P_{s\parallel} = \frac{e^2 c}{6\pi\epsilon_0(m_0 c^2)^2} \left(\frac{dE}{dx} \right)^2. \quad (2.1.3)$$

Die Feldgradienten $\frac{dE}{dx}$ moderner Hohlraumresonatoren, erreichen Werte von ca. $\frac{dE}{dx} = 30 \frac{MeV}{m}$ [7]. Dies ergibt eine Strahlungsleistung in der Größenordnung von 10^{-16} W. Vergleicht man diesen Wert mit der dem Beschleuniger zugeführten Leistung so erhält man einen extrem kleinen Wirkungsgrad, für hochrelativistische Elektronen in der Größenordnung von 10^{-13} [5]. Die Tatsache, dass heute weltweit über vierzig Synchrotronstrahlungsquellen erfolgreich betrieben werden, deutet darauf, dass diese sich etwas anderes als Linearbeschleunigung zunutze machen - nämlich die Kreisbeschleunigung.

2.1.4 Strahlung bei einer Kreisbeschleunigung

Beim Durchlaufen einer Kreisbahn erfahren die Elektronen eine Beschleunigung transversal zur Bewegungsrichtung. Dabei reduziert sich die Gleichung 2.1.2 auf den ersten Term und durch einsetzen von $dp = p \cdot d\phi$ mit $\omega = \frac{d\phi}{dt} = \frac{v}{R}$, wobei R der Ablenkradius eines Dipols ist, erhalten wir folgenden Ausdruck[5]:

$$P_{s\perp} = \frac{e^2 c}{6\pi\epsilon_0(m_0 c^2)^4} \frac{E^4}{R^2}. \quad (2.1.4)$$

Diese Beziehung wurde schon im Jahre 1898 von Liénard gefunden. Aus der Gleichung 2.1.4 können wir folgende Erkenntnisse gewinnen: Offensichtlich strahlen Teilchen mit kleinerer Ruhemasse m_0 wesentlich stärker als schwerere Teilchen. So ist die abgestrahlte Leistung von Elektronen bei gleicher Energie um den Faktor $\propto 10^{13}$ größer als bei Protonen. Dies legt nahe, warum alle Synchrotronlichtquellen grundsätzlich Elektronen als geladene Teilchen nutzen. Prinzipiell bekommt man dasselbe Ergebnis mit Positronen, diese sind aber deutlich kostenintensiver in der Erzeugung. Weiterhin erkennt man,

dass die abgestrahlte Leistung mit der vierten Potenz der Energie ansteigt, somit macht sich die Strahlung bei relativistischen Elektronen erst ab einer Energie von ca. 10 MeV bemerkbar. Dies war auch der Grund für ihren späten experimentellen Nachweis. Das erste Mal konnte man sichtbare Strahlung am 70-MeV-Synchrotron von General Electric Co. in den USA im Jahre 1947 beobachten. Dies prägte auch den Namen Synchrotronstrahlung [5]. Am Anfang der Synchrotrongeographie betrachtete man die Synchrotronstrahlung als störenden Effekt, der aufgrund sehr hoher Leistung starke Energieverluste verursachte, die wiederum über die RF-Hohlraumresonatoren kompensiert werden mussten, damit der Orbit geschlossen bleibt. Dies war sehr kostspielig, da man zur Forschung in der Teilchenphysik stets höhere Energien anstrebte und somit die Beschleuniger überproportional groß dimensionieren musste, da die abgestrahlte Leistung umgekehrt proportional zum Quadrat des Ablenkradius sinkt. Ab einer bestimmten Energieschwelle benutzt man aus wirtschaftlichen Gründen linearbeschleunigerbasierte Anlagen wie beispielsweise CLIC (Genf) [8] oder SLC (Stanford) [9].

An ANKA zum Beispiel wird bei 2.5 GeV pro Umlauf eine Energie $U_0 = 629 \text{ keV}$ abgestrahlt, dies entspricht bei einem Strahlstrom von 200 mA einer Leistung von 126 kW, die permanent durch RF-Hohlraumresonatoren nachgeliefert werden muss [10].

2.1.5 Winkelverteilung der Synchrotronstrahlung

Eines der wichtigsten Merkmale der Synchrotronstrahlung ist die besondere Winkelverteilung bei der Abstrahlung der elektromagnetischen Wellen. Im Schwerpunktsystem des Elektrons stimmt die Richtungscharakteristik der Strahlung mit dem Hertz'schen Dipol überein. Die Situation ändert sich erheblich, wenn die Elektronen hochrelativistisch werden, wie Abbildung 2.1.2 zeigt. Betrachtet man das Photon, welches senkrecht zur Flugrichtung ausgestrahlt wird und somit den Viererimpuls

$$P'_\mu = \begin{pmatrix} p_t \\ p_x \\ p_y \\ p_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E'_s/c \\ 0 \\ p'_0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.1.5)$$

hat, so ergibt sich durch die Lorenztransformation im Laborsystem der Viererimpuls $P_\mu = (\gamma E'_s/c, 0, p'_0, \gamma\beta E'_s/c)^T$. Nun lässt sich der Winkel Θ zwischen der Photonen- und Elektronenflugrichtung im Laborsystem über das Verhältnis $\tan \Theta = \frac{p_y}{p_z} = \frac{p'_0}{\beta\gamma p'_0} \approx \frac{1}{\gamma}$ angeben. Die Approximation ist gerechtfertigt für hochrelativistische Elektronen, da in diesem Fall $\beta \approx 1$ ist. Somit ist der Gesamtöffnungswinkel vom Strahlkegel $\propto \frac{2}{\gamma}$, da im Schwerpunktsystem Photonen sowohl mit Viererimpuls $P'_\mu = (E'_s/c, 0, +p'_0, 0)^T$ als auch

mit $P'_\mu = (E'_s/c, 0, -p'_0, 0)^T$ emittiert werden. [5] Beispielsweise an ANKA bei 2.5 GeV ist $\gamma \approx 4900$ und $\Theta \approx 0.0004 \text{ rad} \approx 0.023^\circ$

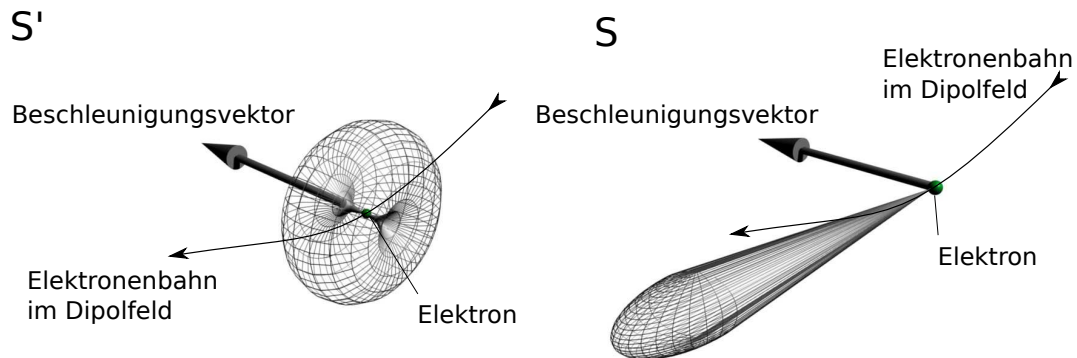


Abbildung 2.1.2: Abstrahlcharakteristik eines hochrelativistischen Elektrons im Schwerpunktsystem S' und Laborsystem S . Durch die Lorenztransformation des Hertz'schen Dipols aus dem bewegten Bezugssystem ins Laborsystem erhält man stark fokussierte Strahlungskegel mit dem Öffnungswinkel $2/\gamma$. Diese Richtcharakteristik ist typisch für Synchrotronstrahlung und erlaubt gute Strahlauskopplung und Strahlführung zum Experiment [5].

2.1.6 Spektrale Charakteristik

Man kann darauf aufbauend das Spektrum des Synchrotronlichtes berechnen (siehe Abbildung 2.1.3). So erzeugt das Elektron beim Vorbeifliegen an der Beamline je einen elektromagnetischen Puls einer bestimmten Länge Δt . Die Periodizität des Pulses entspricht der Umlauffrequenz f_{rev} , somit erwartet man als Spektrum eine Intensitätsmodulation der Harmonischen der Umlauffrequenz, die durch eine Fourier-Analyse festgelegt wird. Man definiert die typische Frequenz als Maximum des Spektrums durch [5]:

$$\omega_{typ} = \frac{2\pi}{\Delta t} \approx \frac{3\pi c \gamma^3}{2R}. \quad (2.1.6)$$

Gewöhnlich wird zur Beschreibung des Spektrums die kritische Frequenz angegeben, die das Spektrum in zwei Bereiche gleicher Leistungsdichte aufteilt [5]:

$$\omega_{crit} = \frac{\omega_{typ}}{\pi}. \quad (2.1.7)$$

2.1.7 Entwicklung der Synchrotronstrahlungsquellen

Kurze Zeit nach der Entdeckung des Synchrotronlichts erkannte man die Vorteile dieser breitbandigen Strahlung und baute zunächst parasitäre Experimente an damaligen Hoch-

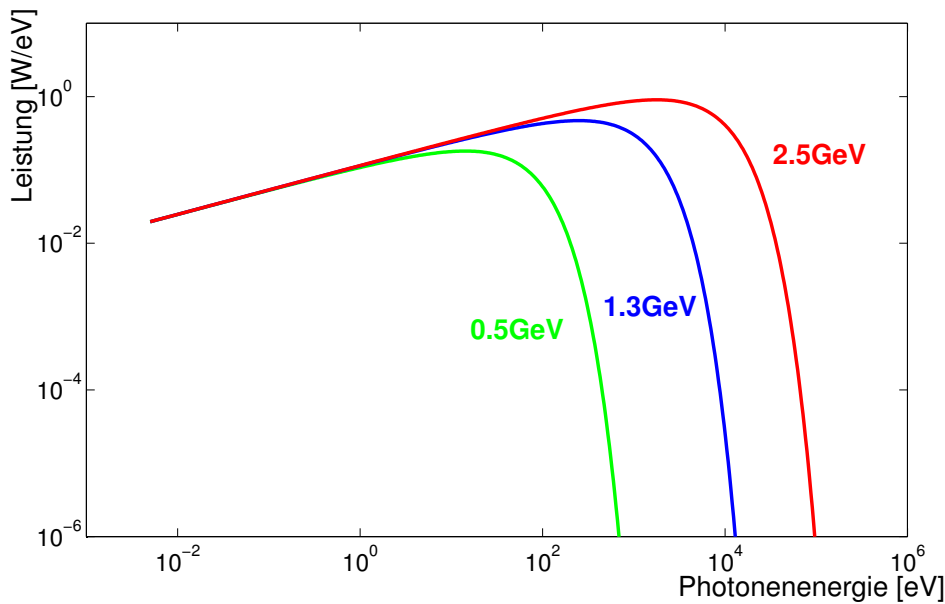


Abbildung 2.1.3: Das Spektrum von ANKA für die Elektronenenergie von 0.5 GeV, 1.3 GeV und 2.5 GeV, berechnet mit XOP [11] für die horizontale Akzeptanz von 10 mrad und den Strahlstrom von 100 mA. Die Leistung [W/eV] wird hier gegen Photonenergie [eV] aufgetragen. Man erkennt bei einer Energieerhöhung die Verbreiterung des Spektrums in die kurzwellige Richtung.

energiephysikmaschinen. Diese waren jedoch nicht speziell auf die Erzeugung der Synchrotronstrahlung abgestimmt. Solche Strahlungsquellen bezeichnet man als die erste Generation. Mit Synchrotronstrahlungsquellen der zweiten Generation konnte man eine reproduzierbare, dauerhafte Lichtquelle realisieren. Es waren die ersten Speicherringe mit tangential angeordneten Experimenten den so genannten Strahlrohren und man benutze hauptsächlich die Strahlung von Dipolmagneten. Im weiteren Verlauf der Geschichte installierte man in den geraden Strecken des Speicherrings Wiggler und Undulatoren genannt insertion devices als Anordnung alternierender Dipol-Magnetfelder. Das integrierte Feld von diesen Geräten soll Null sein, damit kein Einfluss auf den Orbit stattfindet. Man benutzt Wiggler zur Vervielfachung der Intensität und Undulatoren nutzen Interferenz aus und erzeugen ein Linienspektrum. Damit stieg auch die Brillanz der Strahlung und dies gab die Möglichkeit hochauflösende Experimente durchführen zu können. Man bezeichnet diese Strahlungsquellen als dritte Generation [12]. Somit ist der ANKA-Speicherring eine Quelle der dritten Generation. Es gibt auch noch eine vierte Generation. Dies sind die linearbeschleunigerbasierte Freie-Elektronen-Laser (FEL).

2.1.8 Elektronen im Magnetfeld

Nach Lorenzgleichung [13] erfährt ein Elektron mit der Ladung q im Magnetfeld \vec{B} mit der Geschwindigkeit \vec{v} eine Kraft gemäß

$$F_{\text{Lorenz}} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}). \quad (2.1.8)$$

Diese Kraft wirkt stets senkrecht zum Geschwindigkeitsvektor. In einem Dipolmagnet mit dem Magnetfeld B_{Dipol} wirkt der Lorenzkraft die Zentripetalkraft entgegen bis sich ein Gleichgewicht einstellt [5]

$$\frac{mv^2}{R} = qvB_{\text{Dipol}}, \quad (2.1.9)$$

wobei m die Masse des Elektrons, v die Geschwindigkeit und R der Bahnradius im Dipolfeld. Für ein hochrelativistisches Elektron mit $v \approx c$ gilt $E = mc^2$ und eingesetzt in 2.1.9 erhält man

$$R = \frac{cE}{eB_{\text{Dipol}}}. \quad (2.1.10)$$

Bei einem Synchrotron muss der Radius konstant gehalten werden, somit ergibt sich folgende Beziehung:

$$B_{\text{Dipol}} = \text{const} \cdot E. \quad (2.1.11)$$

2.1.9 Dipolmagnete

Man verwendet an einem Synchrotron zur Ablenkung Dipolmagnete, wie in Abbildung 2.1.4 zu sehen, mit einem variabel einstellbaren, möglichst homogenen Magnetfeld. Der Gedanke das Magnetfeld zu variieren ist eine wichtige Errungenschaft der Beschleunigerphysik. Damit ist es möglich die Teilchenenergie bei konstanten Radius zu ändern, was auch an jedem Synchrotron beim Durchlaufen der so genannten Energierampe passiert. Zum Beispiel wird an ANKA die Energie im Speicherring von der 0.5 GeV Injektionsenergie des Boosters auf die 2.5 GeV Nominalenergie erhöht, wobei das Magnetfeld synchron von 0.3 T auf 1.5 T erhöht wird. Dabei bewegen sich die Elektronenpakete die ganze Zeit auf einem geschlossenen Orbit. Im Realfall lässt sich wegen der Instrumentation und Magnetoptik das Strahlrohr nicht komplett von einem Dipolfeld umschließen, so realisiert man den geschlossenen Orbit, indem man Dipolmagnete in die Eckpunkte eines Polygons platziert und die Magnetfelder so wählt, dass beim Durchlaufen des Dipolmagnets eine Ablenkung des Teilchenpakets um einen festen Winkel α geschieht. Dabei ergibt die Summe aller Ablenkwinkel der n Dipole $n \cdot \alpha = 360^\circ$.

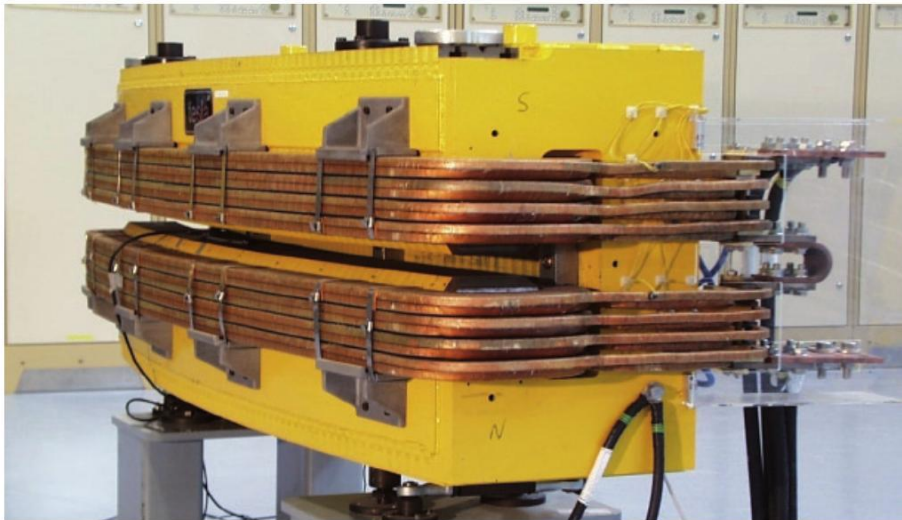


Abbildung 2.1.4: Einer der 16 ANKA Dipolmagnete mit Dipolfeld bis zu 1.5 T und dem Polabstand (Gap) von 41 mm. Der Dipolradius beträgt bei Maximalfeld 5.559 m.[3]

2.1.10 Quadrupolmagnete und Magnete der höheren Ordnung

Wenn man an die Raumladungseffekte im Elektronenpaket und Divergenz denkt, so würde man den Strahl innerhalb einer kurzen Strecke im Ring verlieren. Die Lösung des Problems bieten zusätzliche strahloptische Komponenten wie Quadrupolen und Sextupolen (siehe Abbildung 2.1.5, denn verschiedene Multipole haben unterschiedliche Auswirkung auf die Bahn der Teilchen. Während man Dipole zur Ablenkung des Strahls einsetzt, so werden Quadrupole zur Strahlfokussierung verwendet. Betrachtet man nur Dipol- und Quadrupolmagnete, so spricht man von einer linearen Optik, welche für die grobe Strahlführung ausreicht, dennoch aber in der Realität durch höhere Multipole und diverse Korrekturmagnete unterstützt wird. Mithilfe von Sextupolen kann man Fokussierungsfehler durch die Impulsabweichung der Teilchen vom Sollimpuls $\Delta p/p$ kompensieren und mit Oktopolen lassen sich beispielsweise Feldfehler der Magnetstruktur korrigieren.

2.1.11 Teilchenbeschleunigung im RF-Hohlraumresonator

Die modernen Beschleunigungsstrecken werden als RF-Hohlraumresonatoren¹, wie in Abbildung 2.1.6 zu sehen, realisiert. Diese werden mit Radiowellen gespeist, welche bestimmte Moden im inneren des Resonators anregen. Für die beschleunigende Wirkung des elektrischen Feldes wird es mit der so genannten TM-Mode gearbeitet. Beim Durchlaufen des Resonators geraten die Elektronen in ein elektrisches Feld, dessen Amplitude

¹engl. RF-Cavity



Abbildung 2.1.5: Die Strahlführungsmagnete an der ANKA: oben - Quadrupolmagnet, unten - Sextupolmagnet[3]

zeitlich oszilliert gemäß

$$E(t) = E_0 \cdot \sin(\Psi) \quad \text{mit } \Psi \text{ als Phase.} \quad (2.1.12)$$

Zu bestimmten Zeiten sehen die Elektronen das negative elektrische Feld. Dies hat zur Folge, dass ein kontinuierlicher Elektronenstrahl in Elektronenpakete, auch Bunche genannt, aufgeteilt wird (Bunching). In einem Synchrotron wird das Verhältnis der Umlauffrequenz f_{rev} zur RF-Frequenz f_{RF} als harmonische Zahl h bezeichnet. Diese soll ganzzahlig sein und entspricht der Anzahl der genannten RF-Buckets. Die RF-Buckets sind potentielle Plätze für ein Elektronenpaket. Bei einem nicht ganzzahligen h laufen die Teilchen permanent außer Phase mit der Oszillation des elektrischen Feldes im RF-Hohlraumresonator und werden auch nicht beschleunigt. Bei mehreren RF-Hohlraumre-

sonatoren im Ring muss man aus dem gleichen Grund die Phasen exakt aufeinander abstimmen. Bei einem Microtron gilt ähnliches Prinzip. Die Beschleunigungsenergie muss so gewählt werden, dass die Teilchen nach einem Umlauf wieder phasenrichtig am RF-Hohlraumresonator ankommen, das heißt auch hier die Umlauffrequenz ist das Vielfache von RF-Frequenz.

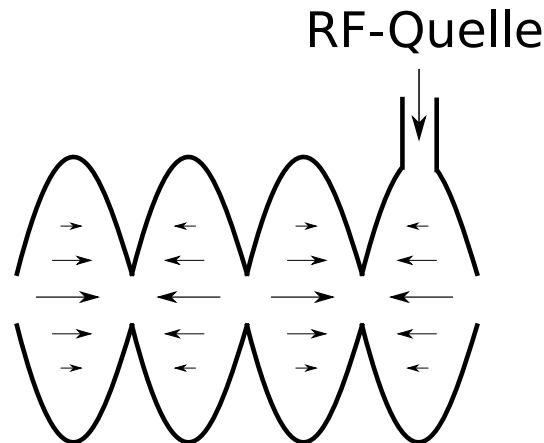


Abbildung 2.1.6: Schematische Darstellung eines RF-Hohlraumresonators aus vier Zellen. Gespeist von einer RF-Quelle, z.B. ein Klystron, werden bestimmte Moden des Resonators angeregt und dienen der Beschleunigung eines geladenen Teilchens.

2.1.12 Phasenfokussierung

Fliegt ein Elektron auf dem Sollorbit durch den RF-Hohlraumresonator, so spürt es das elektrische Feld E_0 und gewinnt die Sollenergie U_s , die die Energieverluste durch Synchrotronstrahlung exakt kompensiert. Das Teilchen bleibt somit auf dem Sollorbit und kommt dann im nächsten Umlauf wieder phasenrichtig im RF-Hohlraumresonator an. Da jedoch Teilchenpakete eine gewisse räumliche Ausdehnung und durch Quantenfluktuationen oder Zusammenstöße mit Restgas auch eine Energieverteilung haben, kommen einige Teilchen früher und andere später im Resonator an, da gemäß der Gleichung 2.1.10 die Länge der Bahn von der Energie abhängt. Wenn beispielsweise ein Elektron weniger Energie im Umlauf verliert ($\Delta p/p > 0$), so kommt es später im HF-Hohlraumresonator an und spürt eine niedrigere Feldstärke als ein Elektron auf dem Sollorbit. Somit hat das Elektron nach dem Durchlaufen der Beschleunigungsstrecke niedrigere Energie $U = U_0 - \Delta U$. Ein Elektron niedrigerer Energie ($\Delta p/p < 0$) beschreibt einen Orbit mit kleinerem Radius $R_- = R - dR$ als Sollorbit und kommt beim nächsten Umlauf etwas früher am RF-Resonator an (siehe Abbildung 2.1.7). Zu diesem Zeitpunkt herrscht im Resonator das elektrische Feld $E = E_0 + \Delta E$ und es ist höher als beim Ankommen eines Elektrons auf dem Sollorbit. Somit gewinnt es diesmal eine Energie von $U = U_s + \Delta U$,

fliegt eine längere Bahn und kommt beim nächsten Umlauf später am RF-Resonator an. Diese harmonische Schwingung der Elektronen um die RF-Sollphase Ψ_s nennt man die Synchrotronschwingung, die mit der Frequenz f_s angegeben wird. Sie bestimmt die Länge des Teilchenpakets und hindert es daran auseinanderzulaufen. Daher trägt das Prinzip auch den Namen "Phasenfokussierung". Betrachtet man die Bewegung im Phasenraum $(\Psi, \Delta E/E)$, so beschreiben die Teilchen im linearen Bereich der sinusförmigen RF-Schwingung Ellipsenbahnen. Kommt das Teilchen aus dem linearen Bereich, etwa durch eine Kollision mit einem Gasmolekül, so ist die Bahn zwar nicht mehr ellipsenförmig aber innerhalb der Separatrix immer noch stabil. Die Separatrix definiert die äußerste stabile Bahn und bildet das RF-Bucket. Außerhalb der Separatrix geht das Teilchen verloren oder kann in das benachbarte RF-Bucket gelangen.

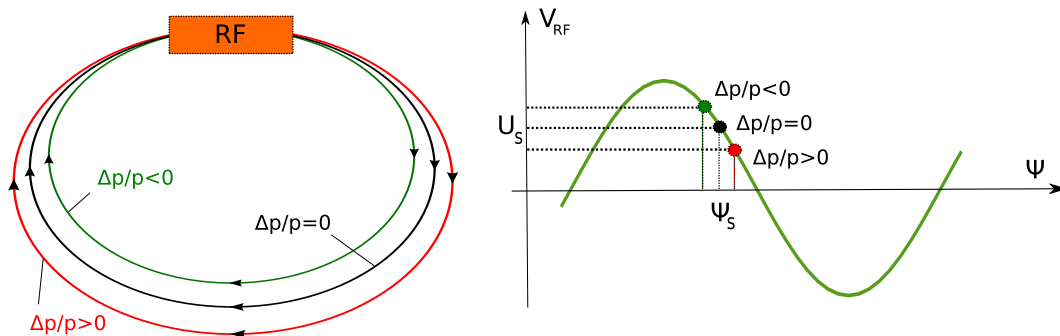


Abbildung 2.1.7: Schematische Darstellung der Phasenfokussierung am Synchrotronspeicherring. Ein Elektron auf dem Sollorbit spürt im RF-Hohlraumresonator das elektrische Feld E_0 , dadurch wird Energieverlust U_s durch die Synchrotronstrahlung kompensiert. Es bleibt auf dem Sollorbit und kommt nach einem Umlauf wieder in Phase an. Im Realfall wird der Energieverlust und die Ankunftszeit sicherlich durch Quantenfluktuationen, Kollisionen mit Restgasmolekülen oder Impedanzänderungen etwas variieren. Verliert ein Elektron mehr Energie $U = U_s + \Delta U$ als einer auf dem Sollorbit, so wird dieser in Dipolfeldern stärker abgelenkt und kommt im Hohlraumresonator früher an. In diesem Fall erfährt es höheres E-Feld und gewinnt dementsprechend mehr Energie ($\Delta p/p < 0$). Beim kleineren Energieverlust $U = U_s - \Delta U$ kommt das Elektron später an, erfährt kleineres E-Feld und gewinnt weniger Energie ($\Delta p/p > 0$).

2.1.13 Dispersion

Betrachtet man die Bewegung von einem Teilchen mit einer Impulsabweichung $\Delta p/p \neq 0$ in einem Dipolmagneten, so gilt nach [5] die Bewegungsgleichung

$$x'' + \frac{1}{R^2}x = \frac{1}{R} \frac{\Delta p}{p}. \quad (2.1.13)$$

Man bestimmt eine spezielle Bahn $D(S)$ für $\frac{\Delta p}{p} = 1$, so genannte Dispersionsbahn. Somit lässt sich die Gleichung 2.1.13 schreiben als:

$$D''(s) + \frac{1}{R^2}D(s) = \frac{1}{R}. \quad (2.1.14)$$

Wird diese Differentialgleichung gelöst, so ergibt sich für die Anfangsbedingungen bei $s = 0$ die Lösung

$$D(s) = D_0 \cos \frac{s}{R} + D'_0 R \sin \frac{s}{R} + R(1 - \cos \frac{s}{R}) \quad (2.1.15)$$

$$D'(s) = -\frac{D_0}{R} \sin \frac{s}{R} + D'_0 \cos \frac{s}{R} + \sin \frac{s}{R}. \quad (2.1.16)$$

An den Positionen, wo die Dispersion nicht verschwindet, ergibt erhält man einen Dispersionssterm zur Ablage des Teilchens [5]

$$x(s)_{\text{mit Dispersion}} = x(s)_{\text{ohne Dispersion}} + D(s) \frac{\Delta p}{p}. \quad (2.1.17)$$

Da die Teilchen im Elektronenpaket Impulsabweichungen aufweisen, laufen sie aufgrund der Dispersion $D(s)$ auf Bahnen unterschiedlicher Länge. Der Momentum-Compaction-Faktor ist ein Proportionalitätsfaktor im Rahmen des Phasenfokussierungsprinzips, der die relative Bahnlängenänderung $\Delta L/L$ aufgrund der Impulsabweichung $\Delta p/p$ angibt [5]:

$$\frac{\Delta L}{L} = \alpha_c \frac{\Delta p}{p}. \quad (2.1.18)$$

Nur die Dipolmagnete liefern einen Beitrag zur Längenänderung. Man kann die gesamte Bahnlänge für Teilchen mit Impulsabweichung angeben als [5]

$$L = L_0 + \Delta L = \oint \frac{R(s) + D(s) \frac{\Delta p}{p}}{R(s)} ds = \oint ds + \frac{\Delta p}{p} \oint \frac{D(s)}{R(s)} ds. \quad (2.1.19)$$

Es ergibt sich mit der Solllänge $L_0 = \oint ds$ für Momentum-Compaction-Faktor

$$\alpha_c = \frac{1}{L_0} \oint \frac{D(s)}{R(s)} ds. \quad (2.1.20)$$

Somit lässt sich durch die Manipulation an der Dispersion, die mit Hilfe der fokussierenden Magneten beeinflusst werden kann, der Momentum-Compaction-Faktor verkleinern und somit auch die Bahnlänge ändern. Dabei wird der Weg von Teilchen höherer Energie verkürzt und der Weg von Teilchen niedrigerer Energie verlängert. Als Ergebnis der Änderung erhält man eine kürzere longitudinale Ausdehnung eines Elektronenpakets. Diese Betriebsart trägt den Namen "Low-Alpha-Mode".

2.1.14 Betafunktion

Der Nachteil des Matrixformalismus ist, dass nur einzelne Teilchen und nicht das Elektronenpaket als Gesamteinheit betrachtet werden. Wenn nun alle Dipolmomente und auch Impulsabweichung vernachlässigt werden, dann kann man die Bewegungsgleichung eines Teilchens wie folgt angeben [5]

$$x''(s) - k(s)x(s) = 0. \quad (2.1.21)$$

Diese Gleichung ist vom Hill'schen Typ mit der Bahnfunktion $x(s)$ und ortsabhängigen Quadrupolstärke $k(s)$. Der Ansatz zur Lösung dieser Gleichung nach [5] ist

$$x(s) = A \cdot u(s) \cdot \cos[\Psi(s) + \phi], \quad (2.1.22)$$

mit Integrationskonstanten A als Amplitudenfaktor und ϕ als Phase. Es wird als Betatronschwingung bezeichnet, die von der Position s auf der Sollbahn abhängt. Dasselbe gilt in der vertikalen Ebene für $y(s)$. Man definiert die Betafunktion $\beta(s)$ und die Emittanz ϵ

$$\beta(s) := u^2(s) \quad (2.1.23)$$

$$A^2 = \sqrt{\epsilon}. \quad (2.1.24)$$

Damit kann man die Lösung 2.1.22 der Gleichung 2.1.21 wie folgt schreiben

$$x(s) = \sqrt{\epsilon \cdot \beta(s)} \cos[\Psi(s) + \phi] \quad (2.1.25)$$

$$\Psi(s) = \int_0^s \frac{d\sigma}{\beta(\sigma)}.$$

Die Betafunktion ist ein Maß für den Strahlquerschnitt und zusammen mit der Emittanz ergibt die Strahleinhüllende, genannt Enveloppe [5]

$$E(s) = \sqrt{\epsilon \cdot \beta(s)}. \quad (2.1.26)$$

Nach dem fundamentalen Satz von Liouville [5] bleibt für kanonische Bewegungsgleichungen jedes Volumenelement eines Phasenraumes zeitlich konstant, somit wird die Emittanz zur Invarianten der Teilchenbewegung. Für Positionen, an denen die Betafunktion klein ist, erhält man hohe Divergenz des Strahls und umgekehrt bei großer Betafunktion ist die Strahldivergenz sehr klein.

Wenn man die erste Ableitung der Gleichung 2.1.26 bildet, so erhält man als $x(s)$ - $x'(s)$ -Zusammenhang eine Ellipsengleichung

$$\gamma(s)x^2(s) + 2\alpha(s)x(s)x'(s) + \beta(s)x'^2(s) = \epsilon. \quad (2.1.27)$$

Wobei $\alpha(s)$, $\beta(s)$ und $\gamma(s)$ die optische Funktionen sind und stehen wie folgt in Beziehung [5]

$$\alpha(s) := -\frac{\beta'(s)}{2} \quad (2.1.28)$$

$$\gamma(s) := \frac{1 + \alpha^2(s)}{\beta(s)} \quad (2.1.29)$$

Die Fläche der mit Gleichung 2.1.27 vorgegebener Ellipse, auch genannt als Phasenellipse, ist $\pi\epsilon$ und im Speicherring konstant. Für jedes Teilchen mit Initialkoordinaten (x_0, x'_0) ist eine Phasenellipse und somit auch eine Einzelchen-Emittanz ϵ_0 vorgegeben. Die größtmögliche Phasenellipse definiert durch die Größe der Vakuumkammer d (Abstand vom Sollbahn zur Strahlrohrwand) die transversale Akzeptanz eines Beschleunigers [5]

$$T = \left(\frac{d^2}{\beta(s)} \right)_{\min} \quad (2.1.30)$$

Wegen der Quantenfluktuationen bei Synchrotronabstrahlung und Wechselwirkung mit Restgas sollte die transversale Akzeptanz T viel größer als die RMS-Emittanz ϵ_{RMS} eines Beschleunigers gewählt werden.

2.1.15 Magnetoptik

Da man mit den Quadrupolmagneten nur in einer Ebene fokussieren kann, während die andere Ebene gleichzeitig defokussiert wird, benötigt man zur sicheren Strahlführung eine spezielle Anordnung der Elemente. Eine mögliche und einfache Lösung ist die so genannte FODO-Struktur (siehe Abbildung 2.1.8). Dabei ordnet man einen fokussierenden Quadrupol F, eine Driftstrecke O, einen defokussierenden Quadrupol D und eine weitere Driftstrecke O im Abstand f nacheinander an. Die Quadrupelmagnete haben dabei die gleiche Stärke k und den Fokus f . Durch die Verkettung dieser Struktur kann man die komplette Strahlführung im Synchrotron realisieren. Dabei werden oft die Dipolmagnete in die Driftstrecken eingesetzt. [5]

Eine weitere Möglichkeit bietet die so genannte Double-DBA (Double Bend Achromat)-Struktur, die aus einem fokussierenden Quadrupol zwischen zwei Dipolen und einem FOD-Konstrukt am Anfang und einem DOF-Konstrukt am Ende des Achromats besteht. Das Prinzip wird an ANKA eingesetzt, wobei so eine Double-DBA-Zelle ein Viertel des Ringes bildet, wie in Abbildung 2.1.9 dargestellt. Ein großer Vorteil dieser Struktur ist die verschwindende Dispersion am Eingang und Ausgang einer Zelle. Diese Anordnung wirkt achromatisch auf Elektronenpakete mit Energieabweichung. Ein Nachteil der Struktur ist die etwas erhöhte Emittanz von ca. 100 nm·mrad [14]. Seit 2004 wird

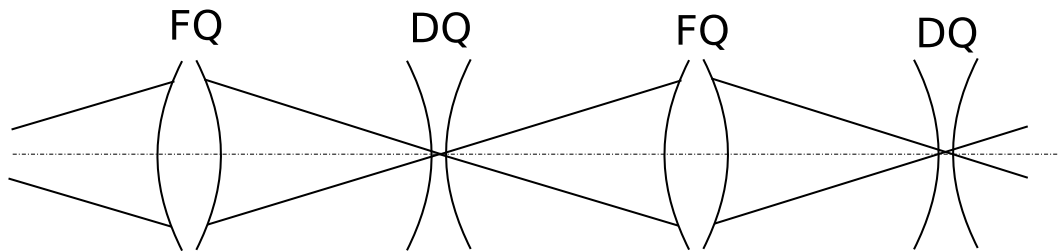


Abbildung 2.1.8: Schematische Darstellung der FODO-Struktur, hier sind zwei FODO-Zellen nacheinander angebracht, man erkennt eine starke Analogie zur optischen Strahlführung. Im Unterschied zur Optik wird vom magnetischen Quadrupol ein Teilchenpaket nur in einer Ebene fokussiert, während in anderen Ebene defokussiert.

an ANKA eine modifizierte Double-DBA-Struktur verwendet, wobei die Modifikation durch die Veränderung der Quadrupoleinstellungen realisiert wird. Die Dispersion wird nun über den Ring so verteilt, dass die Emittanz möglichst klein bleibt (siehe Abbildung 2.1.9). Wobei während der Injektion die alte Struktur verwendet wird. Die Umschaltung geschieht dann anschließend während der Rampe auf 2.5 GeV [14]

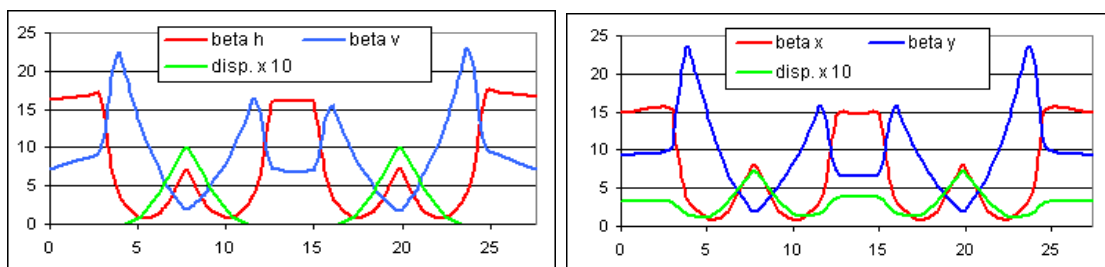


Abbildung 2.1.9: Links ist die Double DBA Optik an ANKA dargestellt. Die Dispersion geht in den geraden Strecken des Speicherrings auf Null. Rechts ist die Low-Emittance-Optik an ANKA abgebildet, die Dispersion ist so verteilt, dass die Emittanz möglichst gering bleibt. [14]

Es ist auch möglich die vorhandene Optik durch Quadrupolmanipulationen auf eine zum Teil negative Dispersion umzustellen. Dies geschieht im Low-Alpha-Mode, wie die Abbildung 2.1.10 zeigt.

Wenn die Struktur eines Beschleunigers festgelegt wurde, so kann man viele wichtige Parameter durch Simulationen ermitteln. Dies geschieht mithilfe von so genannten Particle-Tracking-Tools wie der AcceleratorToolbox [15] oder MADX [16]. In der Realität wird man jedoch feststellen, dass es durchaus Abweichungen von den ermittelten theoretischen Werten gibt. Die wirkliche Dynamik der Teilchenpakete im Ring ist weitaus komplexer als die idealisierte Anwendung in einer Simulation, die viele Effekte vernachlässigt.

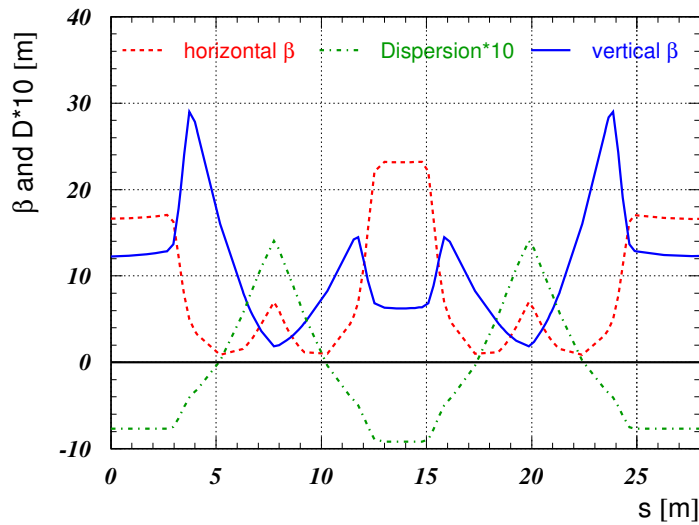


Abbildung 2.1.10: Low-Alpha-Optik an ANKA, man erkennt Bereiche mit negativer Dispersion.

2.1.16 Optische Resonanzen

Für ein Teilchen in der Vakuumkammer eines Speicherrings ist die Magnetstruktur periodisch. Die Periodenlänge L ist durch die Wahl der Optik definiert. Dies führt zu periodischen Kräften die auf ein Teilchen wirken. Wenn ein Teilchen mit der Magnetstruktur resonant oszilliert, so kann es verlorengehen. Man bezeichnet es als optische Resonanz. Es ist ein wichtiger Effekt in Speicherringen, der schnell zu einem Strahlverlust führen kann. Die Periodizität der Magnetstruktur spiegelt sich auch in der Betafunktion $\beta(s + L) = \beta(s)$ wider. Man definiert einen Arbeitspunkt Q genannt Betatron-Tune mit [5]

$$Q := \frac{\Psi(s + L) - \Psi(s)}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \oint \frac{ds}{\beta(s)}. \quad (2.1.31)$$

Es entspricht die Anzahl voller Betatronschwingungen pro Umlauf. Somit kann man folgende Resonanzbedingungen angeben [5]

$$mQ_x + nQ_y = p \quad \text{mit } m, n, p \in \mathbb{Z} \quad (2.1.32)$$

Die Ordnung der Resonanz wird mit $|m| + |n|$ bestimmt.

2.1.17 Brillanz

Brillanz ist eine der Schlüsselgrößen, die die Qualität des Synchrotronlichtstrahls an einer Beamline beschreibt. Zunächst wird Fluss F als auf Strahlstrom normierte Intensität definiert, dabei wird die Lichtquelle als punktförmig angenommen. Die Brillanz hängt ab

von der transversale Stahlausdehnung $\sigma_x \sigma'_x \sigma_y \sigma'_y$ und für einen gaußförmigen Elektronenpaket [5] wird angegeben als:

$$B = \frac{F}{4\pi^2 \sigma_x \sigma_y \sigma'_x \sigma'_y} = \frac{F}{4\pi^2 \epsilon_x \epsilon_y} \quad \text{mit } [B] = \left[\frac{\text{Photonen}}{s \cdot 0.1\% BW \cdot \text{mm}^2 \text{mrad}^2 A} \right] \quad (2.1.33)$$

Man erkennt auch, das die Brillanz einer Quelle sehr stark von Emittanz ϵ abhängt.

2.1.18 Chromatizität

Wenn der Teilchenimpuls vom Sollimpuls abweicht $\Delta p/p \neq 0$, so bewegen sich die Teilchen auf kürzeren ($\Delta p/p < 0$) oder auf längeren ($\Delta p/p > 0$) Bahnen. Somit sehen diese eine andere Magnetstruktur als die auf dem Sollorbit und werden somit abhängig von Position anders fokussiert bzw. defokussiert. Dies bewirkt eine Tuneverschiebung ΔQ . Mit der Chromatizität [5]

$$\xi = \Delta Q / (\Delta p/p) \quad (2.1.34)$$

wird die Tuneverschiebung pro Impulsabweichung angegeben.

2.2 Kohärente Synchrotronstrahlung (CSR)

Für Wellenlängen die in der Größenordnung der Länge des Elektronenpakets oder darüber liegen, ist die emittierte Synchrotronstrahlung kohärent. Dies bedeutet für die Intensität eine Verstärkung um den Faktor N_e , wobei N_e die Anzahl der Elektronen im Paket ist und in Größenordnung von 10^8 bis 10^{11} liegt. Allgemein lässt sich die Leistung der Synchrotronstrahlung für ein gaußförmiges Elektronenpaket wie folgt ausdrücken [17]

$$P_{total} = N_e P_{incoh} (1 + N_e f_\lambda) \quad \text{mit dem Formfaktor } f_\lambda = e^{-(2\pi\sigma_s/\lambda)^2} \quad (2.2.1)$$

wobei σ_s der RMS-Bunchlänge und P_{incoh} der inkohärenten Abstrahlleistung entspricht. Aus dieser Beziehung erkennt man, dass mit sinkender Bunchlänge die Gesamtleistung ansteigt. Im Normalbetrieb an ANKA ist ein Elektronenpaket ca. 10 mm lang, man erwartet somit für Wellenlängen größer als 10mm kohärente Abstrahlung. Dennoch lässt sich in diesem Bereich keine Strahlung an den Beamlines beobachten. Die Ursache dafür liegt in der Abschirmung durch die Wände des Strahlrohrs, die als Hohlleiter wirken und die so genannte Cut-Off-Wellenlänge $\lambda_c = \sqrt{4h^3/R}$, mit R als Dipolradius und h als Höhe des Strahlrohrs, vorgeben [18]. Für ANKA gilt $R = 5.559$ m und $h = 32$ mm, was zur Cut-Off-Wellenlänge von $\lambda_c \approx 4.9$ mm führt. Alle Wellenlängen oberhalb dieser Grenze

bis zur Umlauffrequenz als größte Wellenlänge des Spektrums werden durch das Strahlrohr abgeschnitten. Es lässt sich jedoch durch die gezielte Verstellung der Magneto-optik den Momentum-Compaction-Factor α_c reduzieren und somit auch die Länge der Elektronenpakete unter die Cut-off-Wellenlänge λ_c bringen. Man hat an ANKA im Low-Alpha-Mode Bunchlängen im Bereich von wenigen Pikosekunden. Durch die Verkürzung der Bunchlänge wandert die kohärente Verstärkung zu kürzeren Wellenlängen. Der ANKA-Speicherring gehört zu einer der wenigen Synchrotronstrahlungsquellen, an der der CSR-Betrieb im Low-Alpha-Mode regelmäßig für Nutzer angeboten wird.

2.3 Kantenstrahlung

Von Kantenstrahlung spricht man, wenn ein relativistisches Elektron beim Eintritt in einen Dipolmagnet in einen Magnetfeldgradienten strahlt. Dabei unterscheidet sich die Winkelverteilung der Kantenstrahlung grundlegend von der Synchrotronstrahlung im homogenen Dipolfeld. Da die Strahldivergenz für die Strahlung im sub-mm-Bereich gegenüber dem Röntgen- und Infrarotlicht steigt, würde man recht große Aperturen zur Auskopplung der Strahlung aus einem Dipolmagneten benötigen. Deswegen kann man im langwelligen Bereich die Kante des Dipols als Strahlungsquelle verwenden. Bei dieser Art der Auskopplung ändert sich die Winkelverteilung der Strahlung. Würde man die Strahlung aus der Mitte eines Dipols auskoppeln, so erhält man die Richtungscharakteristik wie Abbildung 2.3.1(rechts) zeigt. Wenn man nun den Dipol in der Mitte mit einer Driftstrecke L , wie Abbildung 2.3.1(links) zeigt, versieht, so ändert sich die Richtungscharakteristik abhängig von der Größe der Driftstrecke. Eine kleine Driftstrecke mit der Bedingung $L \gg (R^2\lambda/2\pi)^{\frac{1}{3}}$ reduziert die Strahldivergenz dramatisch, diese Grenzgröße liegt an ANKA für $\lambda = 0.1 \text{ mm}$ bei ca. 7.8 cm . Minimale Divergenz erhält man für eine Driftstrecke $L \approx \gamma^2\lambda/2\pi$, dabei reduziert sich die Strahldivergenz um einen Faktor 10. Eine weitere Vergrößerung von L führt zur Ausbildung von Feinstruktur in der Richtungscharakteristik [19].

2.4 THz-Detektoren

Grundsätzlich kann man die elektromagnetische Strahlung im THz-Bereich auf zwei verschiedene Arten messen. Eine Gruppe der THz-Messinstrumenten benutzt die Wärme als Strahlungsindikator und die zweite Gruppe nutzt Photo-Effekt aus, allgemein bekannt als Photo-Detektoren.

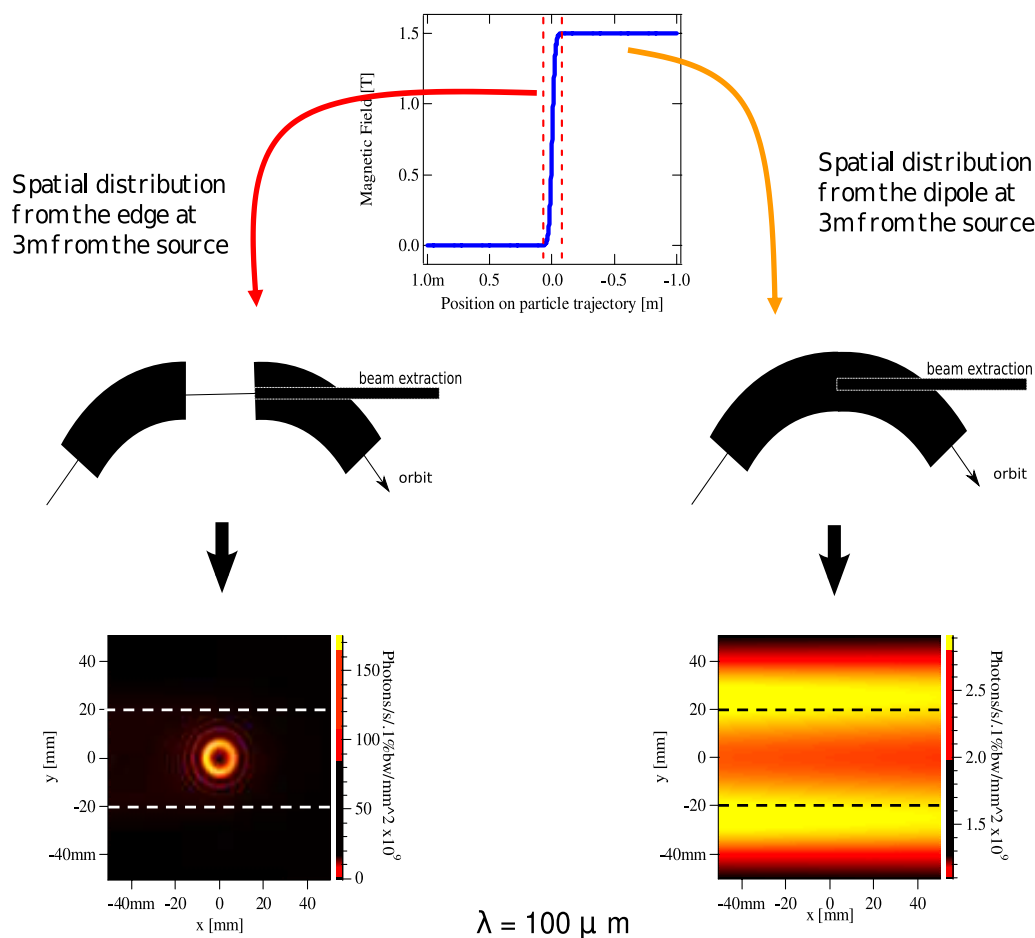


Abbildung 2.3.1: Richtungscharakteristik für Kantenstrahlung und Dipolstrahlung. Optimale Auskopplung erhält man für die Bedingung $L \approx \gamma^2 \lambda / 2\pi$, wobei L ist die Größe des Luftspaltes. Man kann auf diese Weise die Strahldivergenz um einen Faktor 10 verkleinern. Aus: Coherent Synchrotron Edge Radiation [20]

Es gibt sehr viele Wärmedetektoren wie zum Beispiel der Radiometer, die Interferenzbildung auf einem Öl-Film oder die Änderung der Dielektrizitätskonstante in Abhängigkeit von der Temperatur etc. Zu den wohl einfachsten Wärmedetektoren kann man beispielsweise einen Quecksilber-Thermometer zählen. Da jedoch die Wärmekapazität und auch Wärmeverluste solch eines Detektors sehr groß sind, ist es in der Regel sehr unempfindlich. Eine Lösung des Problem ist die Reduktion der Wärmekapazität und Fläche. Mithilfe zweier dünne Kabel aus unterschiedlichem Metallen kann unter Ausnutzung des thermo-elektrischen Effekts ein sensibleres Thermometer hergestellt werden. Die erreichte Empfindlichkeit ist jedoch immer noch nicht ausreichend zur quantitativen Untersuchung des Infrarot- und THz-Lichts. Eine alternative Methode ist die Gasvolumenänderung in Abhängigkeit von der Temperatur. Das Messinstrument trägt den Namen Golay-Zelle und ist auch sehr empfindlich. Es findet auch heute in Experimenten mit THz-Strahlung breite

Verwendung. Ein großer Vorteil bei dieser Methode ist der Einsatz bei Raumtemperatur, jedoch bietet das Messinstrument eine geringe Zeitauflösung. Zu den ersten hochsensitiven Wärmedetektoren zählen die Bolometer, die auf der Temperaturabhängigkeit des Widerstands beruhen [21]. Prinzipiell lässt sich ein Bolometer in beliebigen Frequenzbereichen betreiben, tatsächlich aber hat sich diese Technologie nur im Nah und Fern-Infrarot durchgesetzt und findet Anwendung zum Beispiel in Radioastronomie, Sicherheitsbranche und Materialforschung.

Ein einfacher Photo-Detektor ist die phosphoreszente Beschichtung, die im sichtbaren oder UV-Licht angeregt wird und anschließend im langwelligen Licht nachglüht. Auch die chemischen Infrarot-Photoplatten und Photo-Kathoden gehören zu den Photo-Detektoren, sind aber leider nur im Nahinfrarot empfindlich. Eine weitere Detektorart aus der Gruppe ist der so genannte photo-elektrische Detektor. Dabei ändert sich die Leitfähigkeit aufgrund des Photo-Effekts im Inneren eines Festkörpers. Mit einer gekühlten Variante dieses Detektors kann man hohe Empfindlichkeit bei sehr langen Wellenlängen erreichen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein als Hot Electron Bolometer bezeichneter Detektor (im Folgenden kurz als HEB bezeichnet) in Betrieb genommen und eingesetzt. Die spektrale Empfindlichkeit des Detektors liegt im THz-Bereich, somit ist er optimal geeignet für die Messungen an kohärenten Synchrotronstrahlungsquellen.

2.5 Bolometerphysik

In der vereinfachten Form kann man sich ein Bolometer als Absorptionselement (Bolometerkörper) einer bestimmten Wärmekapazität C , auch Thermistor genannt, vorstellen. Dieser wird elektromagnetischer Strahlung ausgesetzt. Der Bolometerkörper ist über eine thermische Brücke sehr kleiner Wärmeleitung G mit dem Wärmereservoir verbunden. Das Funktionsprinzip des Bolometers beruht auf der thermischen Änderung der Leitfähigkeit eines Materials und wurde schon im 19. Jahrhundert vom amerikanischen Astrophysiker Langley zum Detektorbau verwendet. Damals war es nur ein kleiner geschwärtzter Platindraht, das als ein Arm der Wheatstone'schen Brücke fungierte. Durch die Erwärmung war die Brücke nicht mehr ausbalanciert und man konnte das Signal anhand des Stroms messen. Auch der Name „Bolometer“ wurde vom Langley vergeben. Die Silbe „-meter“ sollte damals die Tatsache betonen, dass das Gerät nun nicht nur zur Indikation, sondern zur Vermessung der Infrarotstrahlung, geeignet war [21].

Zur Reproduzierbarkeit der Messergebnisse sollte man den Arbeitspunkt des Bolometers fixieren. Dazu wird der Thermistor vorgespannt (biased thermistor), somit fällt auch ohne

Strahlung eine gewisse Leistung P_{bias} am Thermistor ab. Die Gesamtleistung ergibt sich dann aus $P = P_{bias} + P_{opt}$. Die Abbildung 2.5.1 zeigt ein thermisches Modell eines Bolometers. Der Arbeitspunkt des Bolometers lässt sich über die angelegte Spannung V_{bias} , den Strom I_{bias} , Temperatur und Detektormaterial definieren. Die Leistung P_{bias} variiert mit der Temperatur, was die elektrothermische Rückkopplung des Systems bewirkt. Falls $\frac{dP_{bias}}{dT} > 0$ so bezeichnet man dies als positive Rückkopplung, $\frac{dP_{bias}}{dT} < 0$ entspricht negativer Rückkopplung. Bei einem nicht supraleitenden Bolometer verwendet man meistens Material mit $\frac{dR}{dT} < 0$, wobei R der Widerstand ist. Beim Konstantstrombetrieb führt es zur negativen elektrothermischen Rückkopplung. Die supraleitenden Materialien haben eine extrem steile Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit bei der kritischen Temperatur, somit sind diese eine sehr gute Wahl für den Bau eines empfindlichen Bolometers. Wenn man zum Beispiel das supraleitende Bolometer mit einer konstanten Spannung $V_b = const$ betreibt, so ergibt sich $P_{bias} = \frac{V_b^2}{R}$ als eingespeiste Leistung. An der kritischen Temperatur des Supraleiters ist $\frac{dR}{dT} > 0$, dies ergibt aus $\frac{dP_{bias}}{dT} = -\frac{V_b^2 dR}{R^2 dT} < 0$ auch in diesem Fall eine negative elektrothermische Rückkopplung [22].

Die eingestrahlte Leistung sorgt also für den Temperaturanstieg des Bolometerkörpers bis

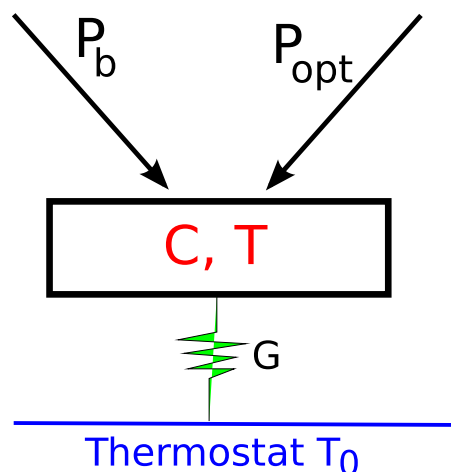


Abbildung 2.5.1: Vereinfachtes thermisches Modell eines Wärmestrahlungsdetektors. Durch die Vorspannung des Thermistors fällt nun die elektrische Leistung P_b ab. Zusätzlich wird die Strahlungsleistung P_{opt} absorbiert. Die Temperatur T ändert sich. Das thermische Gleichgewicht des Systems tritt in einer Zeit τ ein, abhängig von der Wärmekapazität C des Bolometerkörpers und Wärmeleistung der Thermischen Brücke G [22].

das thermische Gleichgewicht zwischen dem Thermistor und Wärmereservoir erreicht ist. Die dazu benötigte Zeit ist die wichtige Bestimmungsgröße des Bolometers, es ist die so genannte Zeitkonstante τ . Diese Größe wird durch das Verhältnis der Wärmekapazität C des Bolometerkörpers zur Wärmeleitung der thermischen Brücke G definiert. Wenn man die Strahlungsquelle entfernt, so stellt sich das thermische Gleichgewicht wieder in

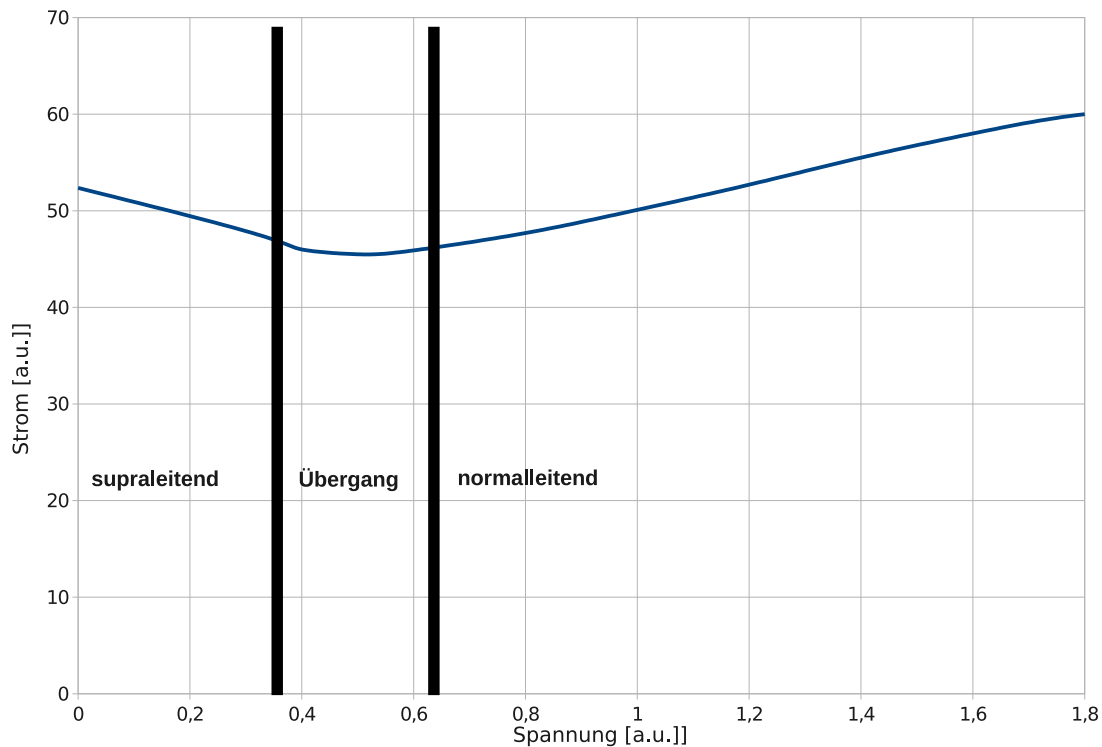


Abbildung 2.5.2: Idealierte Kennlinie eines Supraleitenden Bolometers im Betrieb auf der so genannten Transitions-kante eines Supraleiters. Für eine kleine Bias-Spannung ist der Bolometer im supraleitenden Zustand und der Wert des Stroms ist hoch. Erhöht man nun die Bias-Spannung, so gerät man auf die Übergangskante und der Strom sinkt. Nach der Übergangskante wird der Detektor normalleitend.

der gleichen Zeit τ ein. Die Änderung der eingestrahnten Leistung δP_{opt} verursacht eine bestimmte Temperaturänderung δT , was wiederum den elektrischen Widerstand des Materials ändert. Man führt hier eine weitere Bestimmungsgröße die so genannte Antwort S (responsivity) ein. Diese Größe ist ein Verhältnis der Spannungs- δV bzw. Stromänderung δI zur Leistungsänderung δP_{opt} und ist zusammen mit der Zeitkonstante τ ein Maß für die Güte des Detektors[23].

Man kann die Temperaturänderung des Bolometerkörpers mit der Wärmeleitungsgleichung wie folgt bestimmen:

$$C \frac{dT}{dt} = P(t) - G(T - T_0) \quad (2.5.1)$$

Für eine konstante Strahlungsleistung ergibt die Lösung der Differentialgleichung eine exponentielle Annäherung an die Endtemperatur $T_e = \frac{P+GT_0}{G}$. Wenn man nun annimmt, dass die eingestrahlte Leistung zum Beispiel durch die Verwendung eines Choppers oder

durch Bunching zeitlich oszilliert $P(t) = P_0 + \delta P \sin(\omega t)$ so ergibt sich für die Temperatur des Bolometerkörpers

$$T(t) = T_e + \delta T \sin(\omega t). \quad (2.5.2)$$

Somit ergibt sich die Grössenordnung der Temperaturänderung des Bolometerkörpers zu

$$\delta T(t) = \frac{\delta P}{\sqrt{C^2 \omega^2 + G^2}} = \frac{\delta P}{G \sqrt{\tau^2 \omega^2 + 1}}. \quad (2.5.3)$$

Daraus lässt sich die Response $S = \frac{\Delta V}{\Delta P}$ ableiten, zum Beispiel für Konstantstrombetrieb gilt dann

$$S = I_{bias} \frac{\Delta R}{\Delta T} \frac{1}{G \sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}}. \quad (2.5.4)$$

Man erhält dadurch zwei Fälle: für kleine Frequenzen ($\omega \tau \ll 1$) ist die Antwort des Bolometers durch die Wärmeleitfähigkeit der Brücke $S \propto \frac{1}{G}$ vorgegeben, für hohe Frequenzen ($\omega \tau \gg 1$) gilt für die Antwort $S \propto \frac{1}{C\omega}$ [24]. Leider sind die beiden Bestimmungsgrössen eines Bolometer miteinander gekoppelt. Möchte man zum Beispiel die Zeitkonstante τ verkürzen, so bekommt man dementsprechend auch eine kleinere Antwort S .

Die technische Realisierung eines supraleitenden Bolometers geschieht, indem man den Bolometerkörper mit flüssigem Helium auf 4.2K abkühlt und anschließend durch den elektrischen Leistungsabfall (P_{bias}) auf die gewünschte Temperatur bringt (siehe Abbildung 2.5.2). Im supraleitenden Fall handelt es sich um den Übergangsbereich zwischen Normalleiter und Supraleiter. Die Änderungen der Spannung beziehungsweise die Stromänderungen, je nach Betriebsart, werden durch die Elektronik verstärkt und anschließend auf einen externen Ausgang in Form eines elektrischen Signals gelegt.

2.6 Quasioptische Systeme

Die THz-Lücke liegt zwischen dem Infrarot- und Mikrowellenbereich, dabei zählt man Infrarot zum Licht und Mikrowellen zu Radiowellen. Somit nehmen die THz-Wellen eine Sonderstellung ein, da diese gerade im Grenzbereich zwischen Licht und Radiowellen liegen. Die Strahlführungssysteme werden daher als quasioptisch bezeichnet. Das Verhalten der THz-Strahlung ist sehr spezifisch, man kann sie nicht im Rahmen der Strahlenoptik betrachten. Fokussiert man ein THz-Strahl, so erhält man anstatt eines Brennpunktes eine Taille "beam waist", deren Größe stark von der Wellenlänge des Lichtes und der Grösse der Strahlungsquelle als Ausgangstaille abhängt. Man konnte dennoch einen recht zuverlässigen mathematischen Weg entwickeln, um quasioptische Systeme zu beschreiben.

Dieser Weg hat gewisse Analogie zur Beschreibung der Magnetoptik in der Beschleunigerphysik. Man betrachtet eine gaußförmige Wellenfront genannt Gauss-Strahl in der $z = 0$ Ebene:

$$E(x,y,0) = A \cdot e^{-(x^2+y^2)/\omega_0^2}. \quad (2.6.1)$$

Jeden Punkt dieser Wellenfront kann man nach Huygens-Fresnel als Ausgangspunkt einer Kugelwelle betrachten. Mit der Summe dieser Kugelwellen am Ort $z > 0$ und $z < 0$ lässt sich jede beliebige Wellenfront $E(x,y,z)$ berechnen. Das mathematischen Gerüst hierzu bietet das Huygens-Fresnel-Integral [1]:

$$E(x',y',z) = \frac{iA}{\lambda z} e^{-ikz} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} E(x,y,0) e^{-i\frac{k}{2z}((x-x')^2+(y-y')^2)} dx dy \quad (2.6.2)$$

mit $k = 2\pi/\lambda = c \cdot \omega_0$. Durch Einsetzen des Gauss-Strahls in der $z = 0$ Ebene und Lösen des Integrals erhalten wir:

$$E(r',z) = A e^{-ikz} \frac{2\pi i \omega_0^2}{\lambda(2z + ik\omega_0^2)} e^{-i\frac{2kzr'^2}{4z^2+(k\omega_0^2)^2}} e^{i\frac{(k\omega_0 r')^2}{4z^2+(k\omega_0^2)^2}} \quad (2.6.3)$$

mit $r' = x'^2 + y'^2$. Setzt man $z = 0$, so reduziert sich dieser Ausdruck zu 2.6.1. Wenn man die Gleichung 2.6.3 nun näher betrachtet, erkennt man drei Exponentialausdrücke. Der erste beschreibt die Phase einer ebenen Welle, der zweite gibt die Krümmung der Wellenfront an und durch den dritten wird die Intensität in der z -Ebene moduliert. Wenn man nun die Divergenz des quasioptischen Strahls beschreiben will, so betrachtet man den dritten Exponentialterm für den Amplitudenabfall auf $\frac{1}{e}$, was die Strahlbreite $w(z)$ definiert.

$$\begin{aligned} E(r' = w(z), z) &= A \frac{1}{e} \\ (k\omega_0 r')^2 &= 4z^2 + (k\omega_0^2)^2 \\ w(z) &= \omega_0 \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi \omega_0^2} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (2.6.4)$$

Man erkennt, dass die Strahlbreite am Ort $z = 0$ am kleinsten ist und mit zunehmendem z abhängig von der Wellenlänge λ anwächst. Das gleiche gilt auch für $z < 0$.

Eine weitere Bestimmungsgröße in der Quasioptik ist der Krümmungsradius der Phasenfront $R(z)$. Man betrachtet den Phasenunterschied zwischen einer ebenen Welle und einer sphärischen Welle mit Ausgangspunkt $z = 0$ bei $z = z'$ und einem Abstand r' von der z -Achse. Dabei erhält man zunächst einen Wegunterschied d , wie die Abbildung 2.6.1 darstellt, und einen Phasenunterschied $k \cdot d$. In der paraxialen Näherung können wir die Wellenfront des Gauss-Strahls als sphärisch ansehen und aus geometrischen Überlegungen

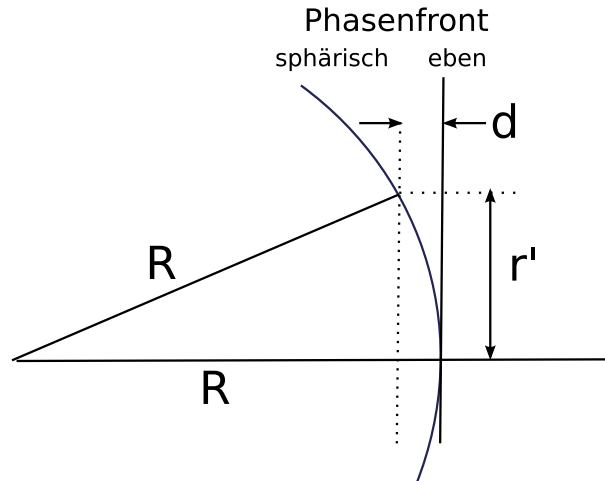


Abbildung 2.6.1: Hilfskonstruktion zur Phasendifferenz zwischen einer ebenen und einer sphärischen Wellenfront. Der Krümmungsradius eines Gauss-Strahls lässt sich angeben in guter Näherung als $R = r'^2/2d$. [1])

können wir annehmen, dass $(R^2 + r'^2) = (R + d)^2$. Somit können wir aus dem zweiten Exponentialterm der Gleichung 2.6.3 ableiten, dass

$$k \cdot d = \frac{2kzr'^2}{4z^2 + (k\omega_0^2)^2}. \quad (2.6.5)$$

Setzt man nun $R = \frac{r'^2}{2d}$ in die obere Gleichung ein, so ergibt sich nach einigen Zwischenschritten der Krümmungsradius $R(z)$:

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{\pi\omega_0^2}{\lambda z} \right)^2 \right]. \quad (2.6.6)$$

Durch die beiden Größen, den Krümmungsradius der Phasenfront $R(z)$ und die Breite $w(z)$, wird ein Gauss-Strahl in der Grundmode komplett beschrieben.

Für $z = 0$ und $r' = 0$, also am Ort der Strahltaile weist das elektrische Feld eines Gauss-Strahls ein Maximum auf. Propagiert die Welle, so nimmt das Feld und somit auch die Intensität auf der z -Achse ab. Oft normiert man die Intensität auf der Propogationsachse $I(z)$ auf die Intensität $I_0 = I(r' = 0, z = 0)$, man erhält dann im Abstand z von der Strahltaile

$$I(z) = I_0 \cdot \frac{\omega_0^2}{w(z)^2} e^{-\frac{2r'^2}{w(z)^2}}. \quad (2.6.7)$$

Wenn man nun $I_z = I(z)$ bestimmt hat, so ergibt sich im Abstand r' von der Strahlachse

$$I(r') = I_z \cdot e^{-\frac{2r'^2}{w(z)^2}}. \quad (2.6.8)$$

Mit der Gleichung 2.6.8 lässt sich die Randbedingung T_e festlegen, die das Verhältnis zwischen der Intensität I_z bei $r' = 0$ und $r' = r_e$ angibt.

$$T_e(r_e) = e^{-\frac{2r_e^2}{w(z)^2}} \quad (2.6.9)$$

Möchte man nun bestimmen, welcher Teil der Strahlleistung $F_e(r_e)$ durch eine bestimmte Apertur mit dem Radius r_e hindurch geht, so setzt man

$$F_e(r_e) = 1 - T_e(r_e). \quad (2.6.10)$$

Als Richtwert gilt, dass eine Apertur mit dem Durchmesser² $2w(z)$ nur 86% der Strahlleistung durchlässt. Wenn man nun ein hochqualitatives quasioptisches System aufbauen will, so sollte man einen Durchmesser der Apertur mit $4w(z)$ wählen, was der Transmission von 99.97% entspricht. Wobei man hier bedenken sollte, dass im Rahmen dieser Überlegungen nur die Grundmode eines Gauss-Strahls betrachtet wurde und alle Beugungseffekte vernachlässigt wurden. Man wählt im Realfall sogar Aperturen mit Durchmesser $> 4.6w(z)$ [1].

2.7 THz-Strahlungsquelle an ANKA

Der Speicherring ANKA hat zwei Infrarot-Strahlrohre, die IR1-Beamline (siehe Abbildung 2.7.1) und die IR2-Beamline (derzeit in Inbetriebnahme). Diese sind nicht speziell für die THz-Strahlung konzipiert, dennoch können sie zur Messung der kohärenten Synchrotronstrahlung verwendet werden. Ein hauptsächlicher Unterschied zwischen einer IR-Beamline und einer THz-Beamline ist die Apertur und somit auch die Strahlungsleistung im THz-Bereich am Ende des Strahlführungssystems. Da THz-Licht stark divergent ist, benötigt man zur Strahlführung weitaus größere Aperturen als für IR Licht, das sogar noch im Rahmen der geometrischen Optik betrachtet werden kann. An IR1 und IR2 verwendet man als Quelle die Eintrittskante vom Dipolmagneten, dabei erreicht man einen Photonenfluss von bis zu $1 \cdot 10^{13} \frac{\text{Photonen}}{\text{s} \cdot 0.1\% \text{BW}}$. Alle in Rahmen dieser Arbeit verwendeten Messungen wurden an dem Diagnostikfenster der IR1-Beamline durchgeführt (siehe Abbildung 2.7.1).

²w(z) ist die Strahlbreite am Ort der Apertur

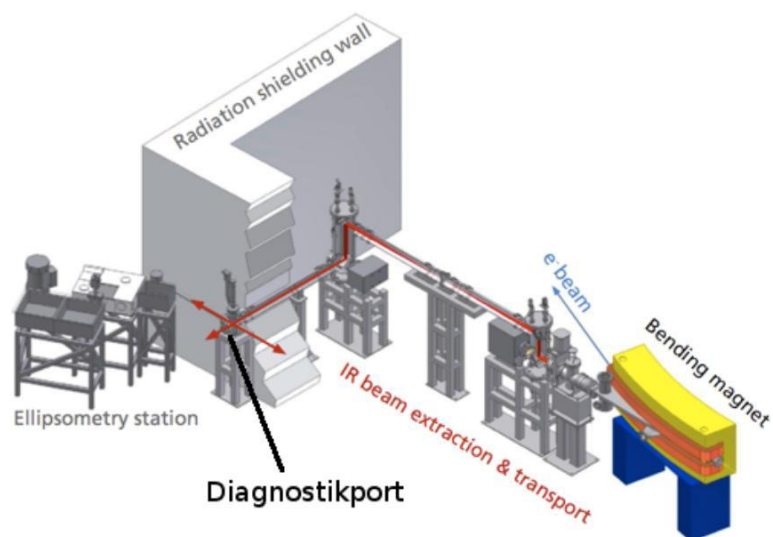


Abbildung 2.7.1: oben - 3D Layout der IR1 mit Strahlengang. Der erste Spiegel ist flach und gekühlt zum Absorbieren von Röntgenstrahlung. Anschließend folgen zwei Toroidspiegel und dazwischen ein Fokus auf ein Diamantfenster, das Ultrahochvakuum von Beamlinevakuum trennt. Nach dem zweiten Toroidspiegel kommt ein weiterer Flachspiegel zur Umlenkung in Richtung der IR1 Experimentierhütte. (Aus ANKA Instrumentation Book [3]) unten - Das Bild zeigt den Diagnostikport mit Synchrotronlicht im sichtbaren Bereich aufgenommen mit einer CCD-Kamera. Man erkennt recht intensive Strahlung, dies liegt an der Tatsache, dass CCD-Chip auch im Nahinfrarot empfindlich ist.

Kapitel 3

Messanordnung

3.1 Detektor

Als Detektor für die Untersuchung der Kohärenzen Synchrotronstrahlung an IR1 wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Hot Electron Bolometer [25] verwendet (siehe Abbildung 3.1.3). Der Detektor besteht aus einem Dewargefäß von Infrared Laboratories, welcher unmittelbar vor der Messung innerhalb von ca. 24 Stunden mit einer Turbopumpenpumpe auf 10^{-8} bar evakuiert wird und durch die doppelte Kühlung mit flüssigem Stickstoff und flüssigem Helium auf die Arbeitstemperatur von 4.2 K gebracht wird. Der Abkühlvorgang dauert ca. 2-3 Stunden. Am Dewargefäß ist außerdem ein rauscharmer mehrstufiger Zimmertemperatur-Mikrowellen-Verstärker und die Bias-Einheit angebracht. Die Detektorelektronik ist äußerst empfindlich auf statische Entladungen, daher sollte man bei der Arbeit damit äußerst sorgfältig auf entsprechende Erdung der kompletten Messanordnung achten. Während des Abkühlvorgangs kann man die Detektortemperatur anhand eines Temperatursensors beobachten. Die spektrale Empfindlichkeit des Detektors liegt zwischen 0.2 und 4 THz mit einem Maximum bei 0.8 THz. Die Zeitkonstante des Bolometers liegt bei $\tau = 165$ ps. Die zirkular polarisierte log-Antenne (siehe Abb. 3.1.1) des speziell für Synchrotronstrahlungsanwendungen von IMS (Karlsruhe) und DLR (Berlin) entwickelten Detektors befindet sich 45 mm hinter dem Eintrittsfenster und ist für eine Strahltaile von 1.2 mm ausgelegt. Damit mögliche Mehrfachreflexionen ausgekoppelt werden, ist die Antenne um einen Winkel von 7.5° gedreht.

Das Hot Electron Bolometer ist im Grunde genommen ein kleines Verbindungsstück aus supraleitendem NbN-Film mit ca. 70 \AA Dicke in der Mitte der Antenne. Den Namen verdankt diese Bolometerart dem physikalischen Mechanismus, denn die einfallende elektromagnetische Strahlung wird hier aufgrund der Elektron-Phonon-Wechselwirkung registriert. Durch die Stärke der Wechselwirkung wird die Zeitkonstante des Bolometers

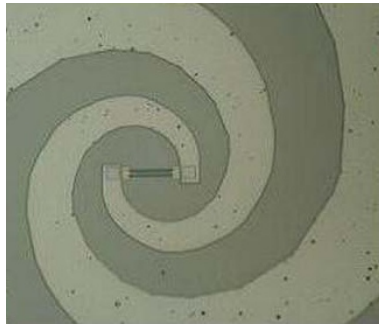


Abbildung 3.1.1: Zirkular polarisierte HEB-Antenne (Aus [26])

mitbestimmt und kann durch Manipulationen am NbN-Film variiert werden. Der NbN-Film wird im so genannten Sputtering-Verfahren entweder auf einem Silizium- oder auf einem Saphirsubstrat gesetzt. Die Antenne wird anschließend durch einen mikrotechnologischen Prozess aus 100nm Goldfolie erzeugt und um den NbN-Film angebracht. Die Kontaktierung zwischen Antenne und Bolometer ist ebenfalls eine Herausforderung, da es auf einer Fläche von wenigen Quadratmikrometern geschieht. Die eingekoppelte Strahlung wird innerhalb des Dewars mithilfe einer Siliziumlinse auf die Antenne fokussiert. [27, 28]. Das Silizium hat recht hohen Brechungsindex im THz-Bereich $n_{Si} > 3$ und somit nach Fresnelschen Formeln [29] hohe Reflexionsverluste. Es wird daher häufig eine Anti-Reflexionsschicht mit dem Brechungsindex $n_{antireflex} = \sqrt{n_{Si}}$ verwendet. [30]. Die Abbildung 3.1.2 zeigt die wichtigsten Einheiten des Detektorsystems.

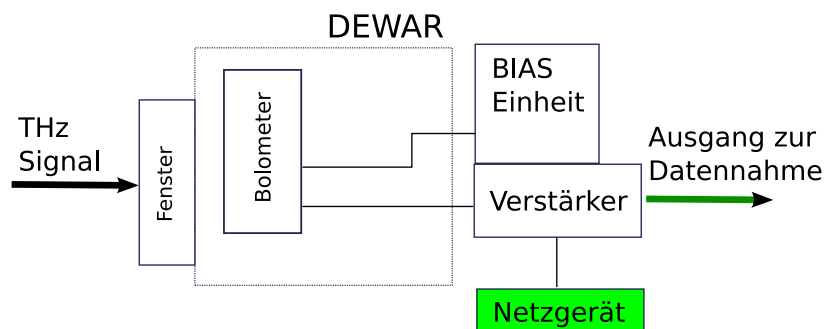


Abbildung 3.1.2: Blockdiagramm für das HEB-Detektorsystem. THz Signal trifft den Bolometerkörper und erwärmt es, dadurch ändert sich die Leitfähigkeit und somit auch der Strom. Diese Änderung wird vom Verstärker verstärkt und auf ein externes Gerät ausgegeben. Das Bolometerkörper wird durch eine Bias-Einheit vorgespannt.

Zwei weitere THz-empfindliche Detektoren - das 4.2 K Silizium-Bolometer und das 1.8 K Silizium-Bolometer wurden als Referenz benutzt. Beide sind in einem Infrarot Laboratories Dewargefäß montiert. Die Zeitkonstante τ dieser Detektoren ist deutlich höher

und liegt bei ca. 0.1-1 ms. Die Handhabung der Referenzdetektoren unterscheidet sich etwas vom HEB, man benötigt je einen Chopper zum Betrieb, da diese nur auf Differenzsignale empfindlich sind. Der Chopper besteht aus einer Lochscheibe mit einem Motor und wird in den Strahlengang gestellt. Während der Messung läuft Chopper und blendet den Strahl ein und aus mit einer bestimmten Frequenz. Mit dieser Frequenz wird auch ein Lock-In-Verstärker synchronisiert. Solange der Chopper offen ist, wird gemessen. Beim geschlossenen Chopper wird Background subtrahiert und der Detektor relaxiert. Für die Abkühlung auf 1.8 K wird das Helium-Dewargefäß auf ca. 5-10 mbar evakuiert, da unter Normalbedingungen nur 4.2 K erreichbar sind.

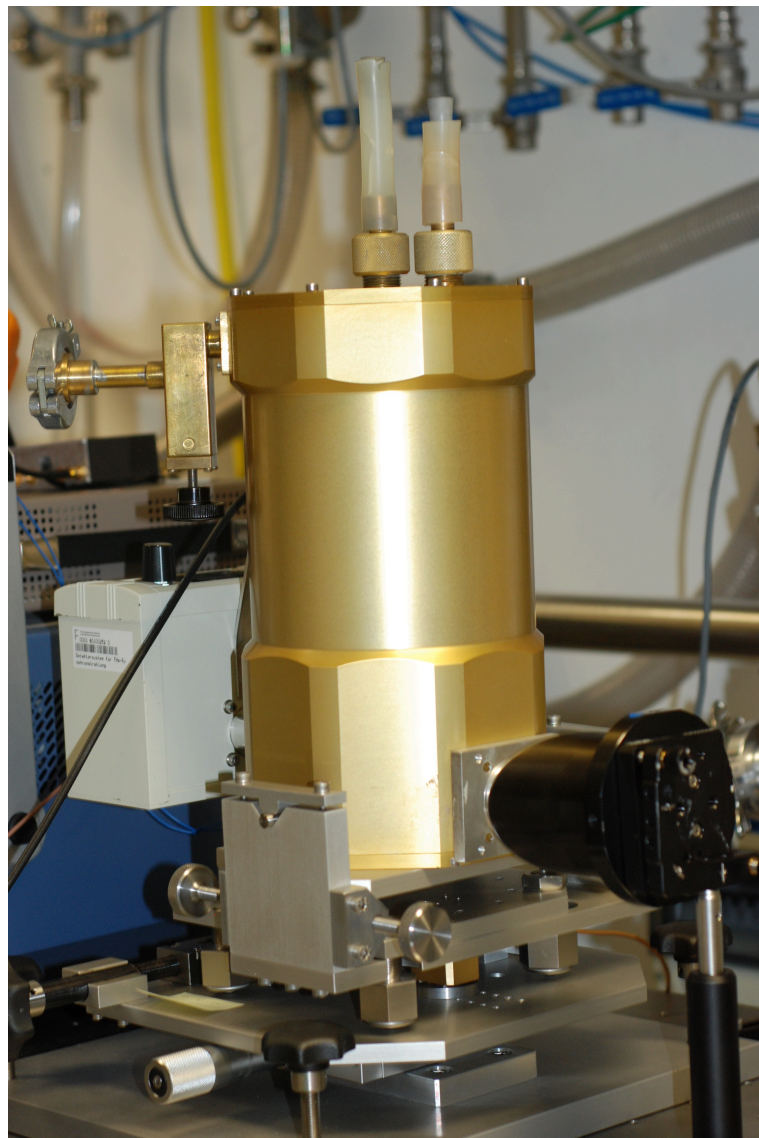


Abbildung 3.1.3: Hot Electron Bolometer im Infrared Laboratories Dewargefäß platziert auf einem Justiertisch. Man erkennt oben die Zufuhrleitungen für das flüssige Helium (mitte) und den flüssigen Stickstoff (rechts). Vor dem Bolometer ist das Off-axis-Paraboloidspiegel montiert.

3.2 Quasioptische Strahlführung

Es galt im Rahmen des Experimentes den THz-Strahl vom Diagnostikport an der IR1-Beamline zum Bolometer möglichst verlustfrei zu führen. Es wurde eine einfache Möglichkeit zur Umlenkung und Fokussierung gewählt, ein off-axis Paraboloidspiegel. Zur Vermeidung von möglichen Leistungsverlusten außerhalb der Beamline-Strahlführung wurde die Apertur des off-axis Spiegels mit 78mm Durchmesser groß gewählt. Die Umlenkung des Strahls um 90° ermöglicht die bequeme Platzierung des HEBs auf dem optischen Tisch. Zur Einschätzung der benötigten effektiven Brennweite des Spiegels wurden Rechnungen durchgeführt.

Man kann quasioptische Systeme durch einige Näherungen im Rahmen des Matrixformalismus einfach berechnen. Grundsätzlich gilt für einen Gauss-Strahl bei der Ausbreitung im Raum, dass die gaußförmige Wellenfrontcharakteristik bestehen bleibt. Der Strahlradius $w(z)$ nimmt bei der Propagation zu und die Krümmung der Wellenfront $R(z)$ ändert sich. Ab der so genannten konfokalen Distanz $z = z_c = (\pi\omega_0^2)/\lambda$ mit $\omega_0 = c\frac{2\pi}{\lambda}$ divergiert der Strahl sehr stark und man benötigt fokussierende Elemente zur Strahlführung. Man verwendet hierzu wie in der Optik Spiegel und Linsen. Dabei erhält man in der Quasioptik statt einen Fokus eine neue Strahltaile. Zur Behandlung der optischen Elementen mit Matrizen wird angenommen, dass der Gauss-Strahl in der Grundmode ist und die Paraxialnäherung gilt. Außerdem betrachtet die Matrixmethode nur eine Schnittebene des Gauss-Strahls und gilt somit nur für Systeme mit planarer Geometrie.

Die Ausbreitungsrichtung des Strahls an der Position r' mit dem Winkel α an der Eingangsebene z eines quasioptischen Systems ist mit denjenigen an der Ausgangsebene verknüpft (siehe Abbildung 3.2.1). Der Krümmungsradius $R(z_1)$ ist durch das Verhältnis r'/α gegeben. Man kann durch Lösen des linearen Gleichungssystems die Parameter r'_2 und α_2 am Ausgang z_2 eines quasioptischen Systems finden. Dies lässt sich auch in Matrixdarstellung ausdrücken:

$$\begin{pmatrix} r'_2 \\ \alpha_2 \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \begin{pmatrix} r' \\ \alpha \end{pmatrix} = M_Q \cdot \begin{pmatrix} r' \\ \alpha \end{pmatrix},$$

daraus lässt sich der Krümmungsradius $R_2 = R(z_2)$ bestimmen mit

$$R_2 = \frac{A \cdot R + B}{C \cdot R + D}. \quad (3.2.1)$$

Ist der Krümmungsradius am Eingang des optischen Systems gegeben, so kann man, wenn die Matrix des Systems bekannt ist, den Krümmungsradius am Ende des Systems

berechnen. Man kann auch komplexe Systeme in Teilsysteme aufteilen. Die einzelne Matrizen der Teilsysteme ergeben durch Multiplikation die Gesamtsystemmatrix. Die Determinante dieser Transportmatrizen ist $AD - BC = \frac{n_1}{n_2}$ und für gleiches Medium am Eingang und Ende des quasioptischen Systems ergibt sich ein Wert von 1. [1]

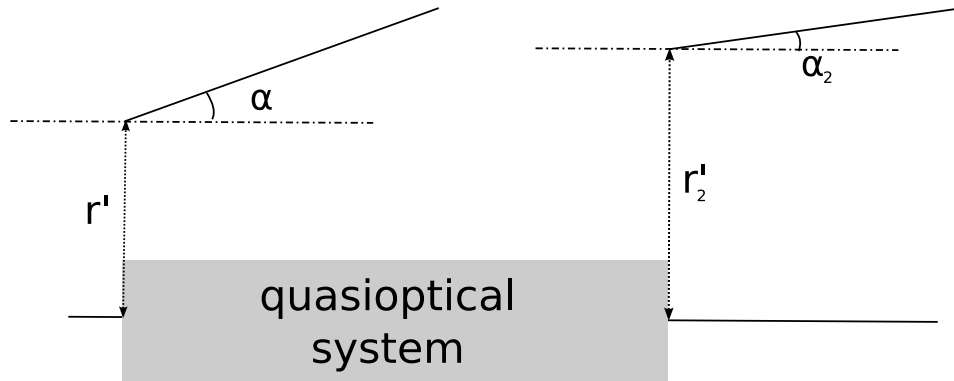


Abbildung 3.2.1: Änderung der Strahlparameter im quasioptischen System mit r' als Abstand von der z-Achse und α als Ausbreitungswinkel des Strahls [1]

Im Anhang sind die wichtigsten Transportmatrizen für gängige optische Komponenten aufgeführt. In den meisten Fällen interessiert man sich lediglich für die Größe und Position der Ausgangsstrahltaile (w_{out}, d_{out}) relativ zum quasioptischen Komponent M_Q . Diese lässt sich aus einer Eingangsstrahltaile (w_{in}, d_{in}) und der Matrix M_Q berechnen. Dies lässt sich schreiben als

$$M = \begin{bmatrix} 1 & d_{out} \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & d_{in} \\ 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (3.2.2)$$

Mit dem Matrixformalismus kann man herleiten, dass gilt

$$d_{out} = \frac{(Ad_{in} + B)(Cd_{in} + D) + A \cdot C \cdot z_c^2}{(C \cdot d_{in} + D)^2 + C^2 \cdot z_c^2}, \quad (3.2.3)$$

$$w_{out} = \frac{w_{in}}{\sqrt{(C \cdot d_{in} + D)^2 + C^2 \cdot z_c^2}}. \quad (3.2.4)$$

es gilt für alle quasioptische Systeme in Paraxialnäherung und für alle Moden. [1] Mit diesem Formalismus wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit ausgehend von der Quelle sowohl die Position als auch die Größe der Strahltaile und die durchgelassene Strahlleistung berechnet. Als Größe der Ausgangstaille wurde die transversale Ausdehnung des Elektronenstrahls geschätzt und es wurde auch nur die Grundmode berücksichtigt. Die rechteckigen Toroidspiegel wurden zur Vereinfachung durch dünne Linsen ersetzt. Alle Aperturen wurden als rund angenommen, mit dem Durchmesser der kleinsten Kante der rechteckigen Apertur. Somit wurde bei der Leistungsberechnung nur die unterste Grenze abgeschätzt. Diese Rechnung bedient sich erheblicher Vereinfachung des real vorhandenen Systems und ergibt somit lediglich Richtwerte. Im Rahmen einer Messung mit

Golay-Zelle am IR1-Strahlrohr konnte man die berechneten Werte für die Position der Ausgangstaille experimentell bestätigen.

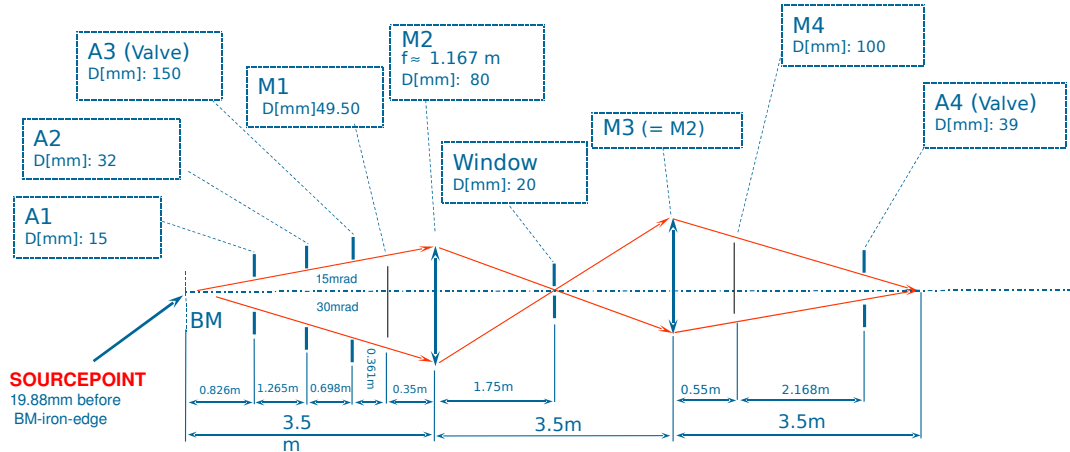


Abbildung 3.2.2: Vereinfachte Darstellung der IR1-Optik. Alle Aperturen wurden als rund angenommen, die Apertur A4 ist das Diagnostik Port Fenster. (Modifizierter Plan von P. Rieger [AG Y.-L. Mathis])

Das Gesamtlayout von IR1 besteht aus vier IR-Metallspiegeln (siehe Abbildung 3.2.2). Der erste Spiegel ist ein gekühlter Flachspiegel und dient der Abtrennung von Röntgenstrahlung. Mit dem zweiten Toroidspiegel wird der Strahl fokussiert, damit der Brennpunkt der IR-Strahlung am Ort des Diamantfensters liegt. Das Diamantfenster trennt das Beamlinevakuum vom Ultrahochvakuum des Speicherrings. Anschließend folgt der zweite Toroidspiegel und danach ein weiterer Flachspiegel. An den ersten drei Spiegel wird der Strahl um 90° in einer Ebene umgelenkt. Der vierte Flachspiegel lenkt den Strahl um 90° aus der Propagationsebene aus. Durch das System wird ein IR-Fokus außerhalb des Diagnostikports erzeugt. Die vereinfachte Darstellung des Systems mit dünnen Linsen ist in Abb 3.2.2 zu finden. Zunächst wurden die Matrizen für fokussierende Elemente definiert, so für die Toroidspiegel M2 und M3 als dünne Linsen mit der Brennweite $f_{toroid} = 1.167\text{ m}$:

$$M_2 = M_3 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{1}{f_{toroid}} & 1 \end{bmatrix} \quad (3.2.5)$$

Für den externen off-axis Paraboloiden gilt analog mit $f_{OAP} = 0.127\text{ m}$:

$$M_{OAP} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{1}{f_{OAP}} & 1 \end{bmatrix} \quad (3.2.6)$$

Man unterscheidet grundsätzlich zwischen zwei möglichen Anordnungen der Apparatur am optischen Tisch. Die Abbildung 3.2.3 zeigt die beiden Anordnungen. In ersten Fall fokussiert und lenkt man die Strahlung mit dem Off-axis-Parabolspiegel im Abstand von ca. 43 cm nach dem Diagnostikport von IR1 um. Im zweiten Fall wird erst nach der Strahltaile vom internen Toroidspiegel vom IR1-Strahlrohr mit dem off-axis Paraboloiden fokussiert und umgelenkt, dadurch entstehen zwei Strahltaillen außerhalb des IR1-Ports. Damit die Luftstrecke zwischen dem IR1-Port und Bolometerfenster möglichst klein bleibt, wurde die Anordnung mit einer Strahltaile gewählt.

Zur Vereinfachung wurde das gesamte Strahlführungssystem in zwei Teilsysteme aufgeteilt. Im ersten Schritt erzeugt Toroidspiegel M2 aus der Eingangsstrahltaile w_0 an der Kante vom Dipolmagnet eine sekundäre Strahltaile w_1 . Man benutzt hierzu am besten die Gleichungen 3.2.4 mit der Matrix 3.2.6 und erhält dann für geschätztes $w_0 = 0.5mm$ und die Frequenz von 0.8 THz:

$$\begin{aligned}d_1 &= 1.751m, \\w_1 &= 0.25mm,\end{aligned}$$

dabei variieren diese Parameter kaum im ganzen Frequenzbereich des HEB. Die Frequenzempfindlichkeit macht sich jedoch bei der Berechnung der durchgelassenen Leistung stark bemerkbar. Benutzt man die Gleichung 2.6.10, so erhält man für monochromatische 0.8 THz an der ersten Blende A1¹ nur 0.29% der ursprünglichen Strahlungsleistung bei 0.8THz. Bei der obersten Frequenz von 4 THz, die noch im Empfindlichkeitsbereich vom HEB liegt, werden immerhin ca. 7% der Strahlungsleistung an A1 transmittiert, ab ca. 40 THz werden über 99.9% der Leistung an A1 transmittiert. An allen nachkommenen Aperturen macht sich die Leistungsminderung etwas weniger bemerkbar, ist aber für sub-mm-Strahlung immer noch recht hoch. Man erkennt nun die Problematik der THz-Strahlführung. So sollte man beim Bau der spezialisierten Beamline am besten einen Dipol mit grösserem Spalt und auch etwas größere Spiegel zur Umlenkung und Fokussierung wählen.

Die berechnete Strahltaile w_1 wird anschließend vom zweiten Teilsystem, bestehend aus dem Toroidspiegel M3, der Driftstrecke und letztendlich dem off-axis Paraboloid OAP,

¹auch bei dieser Berechnung gelten die Annahmen, dass die Blende rund ist und der Durchmesser entspricht der kleinsten Kante der rechteckigen Apertur, der Gauss-Strahl wird in der Grundmode angenommen.

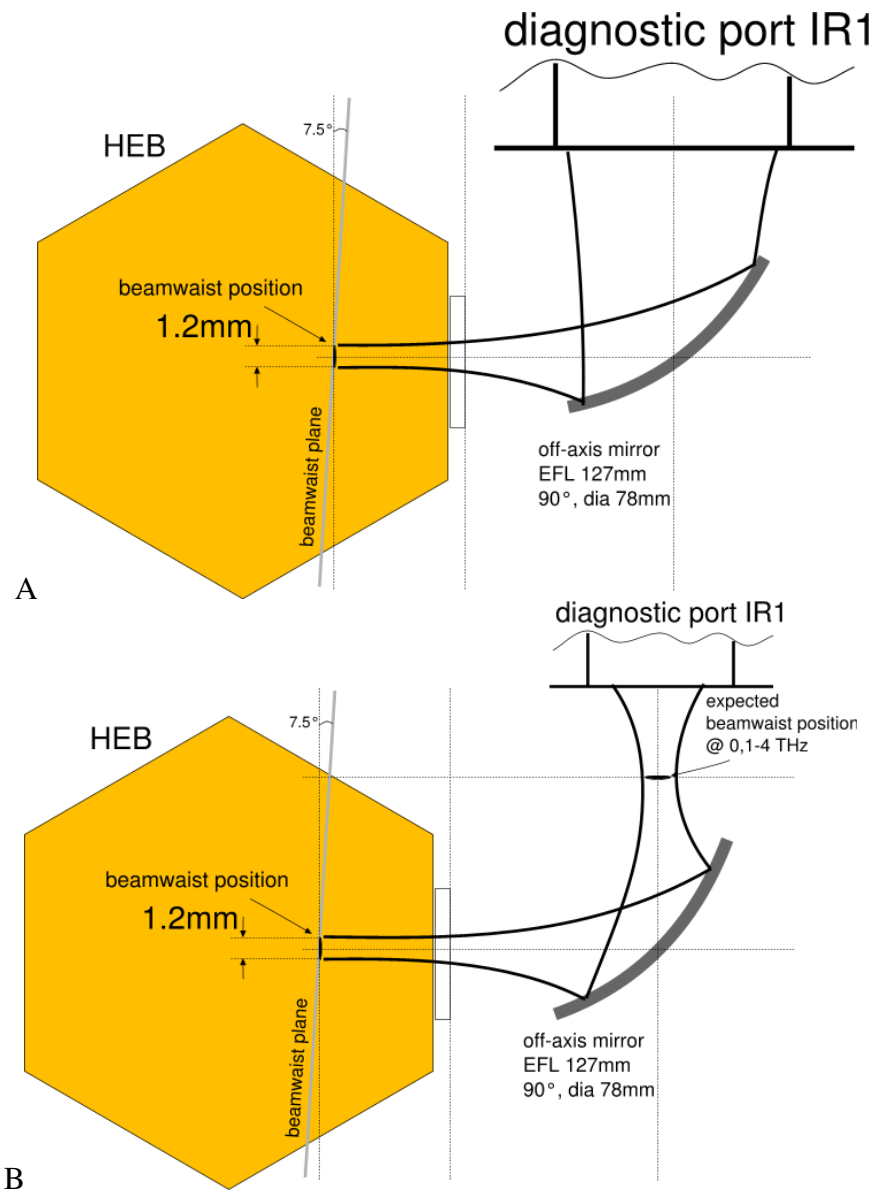


Abbildung 3.2.3: Versuchsaufbau ab Diagnostikport von IR1. A: eine Strahltaille mit kleinerem Abstand zwischen IR1-Port und Bolometer, B: zwei Strahltaillen. Der Versuchsaufbau B kann beispielsweise für weiterführende Polarisationsuntersuchungen verwendet werden, da man hier in der Strahltaille einen Polarisator anbringen kann. Der Verlauf von Strahlkonturen ist hier willkürlich.

auf die HEB-Antenne als w_3 projiziert. Die Matrix für das zweite Teilsystem ist

$$M = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_{OAP}} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & L_{M3-OAP} \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_{toroid}} & 1 \end{bmatrix} = \\
 \begin{bmatrix} 1 - \frac{L_{M3-OAP}}{f_{toroid}} & L_{M3-OAP} \\ -\frac{1}{f_{OAP}} + \frac{L_{M3-OAP}}{f_{toroid}f_{OAP}} - \frac{1}{f_{toroid}} & 1 - \frac{L_{M3-OAP}}{f_{OAP}} \end{bmatrix}. \quad (3.2.7)$$

Damit erhält man

$$d_2 = 90.7mm$$

$$w_2 = 0.14mm$$

Die interne HEB Optik erwartet eine 1.2 mm große Strahltaile 4.5 cm nach dem Eintrittsfenster. Man kann die Fehlanpassung vermeiden, indem man die gegebene HEB Optik nicht exakt in der Strahltaillenebene von w_2 platziert, sondern etwas verschiebt. Die Verschiebung für optimale Strahlanpassung beträgt für die gegebene 0.8 THz Frequenz ca. 1.4 mm, für 4 THz ca. 8 mm. Dabei spielt es keine Rolle, in welche Richtung das HEB verschoben wird, da die Divergenz vom Gauss-Strahl symmetrisch um die Strahltaile ist. Dies erklärt auch die Unempfindlichkeit des Detektors gegen kleinere Verschiebungen, die während der Messungen mit dem System festgestellt wurden. Erhöht man die Größe der Eingangstaille, die der transversalen Ausdehnung des Elektronenpakets entspricht, beispielsweise um den Faktor 2, so erhält man eine auch um ca. den Faktor 2 größere Ausgangstaille. Dabei verdoppelt sich auch die nötige Anpassungsverschiebung.

In der nächsten Zukunft plant man die Realisierung eines zusätzlichen Diagnoseport an ANKA. Es werden auch Rechnungen von der IR1-Beamline zum Kallibrieren mit dem SRW-Code² [31] durchgeführt. Der Programmcode ist sehr mächtig, hat aber dennoch eigene Schwächen im THz-Bereich. Zum Beispiel werden von SRW keine Spiegelungen der THz-Strahlung am Strahlrohr berücksichtigt, was für Infrarot einfach durch das Sandstrahlen der Rohrrinnenseiten gelöst werden kann. Die Messungen mit dem HEB können dazu beitragen den Code besser zu verstehen und auch speziell für THz-Strahlung anzupassen. Auf diese Erfahrungen wird man bei der Designentwicklung der IR3/THz-Beamline, die zukünftig an ANKA geplant ist, zurückgreifen können.

²SRW - Synchrotron Radiation Workshop

Kapitel 4

Datennahme

4.1 Technische Konzepte

Die Responsezeit des HEBs von nur 165 ps macht eine hohe Datenerfassungsrate erforderlich. Die Digitalisierung des HEB-Signals wurde mit einem Wavemaster 8600 LeCroy Oszilloskop mit einer Datenrate von bis zu 20 GS/s durchgeführt. Die Bandbreite des Oszilloskops beträgt 6 GHz und ist damit ausreichend für die Messungen an Signalen der Elektronenpakete. Bei einer Füllung von mehreren nacheinander folgenden RF-Buckets (Multibunch-Betrieb) erhält man entsprechend Pulse mit einer Wiederholfrequenz von ca. 500 MHz, was der RF-Frequenz des ANKA-Speicherrings entspricht. Wenn man nur ein RF-Bucket füllt (Single-Bunch-Betrieb), so erhält man Pulse mit Wiederholfrequenz von ca. 2.7 MHz, was der Umlauffrequenz der Elektronenpakete um den ANKA-Speicherring entspricht. Die Länge des Lichtpulses ist korreliert mit der Länge des Elektronenpakets und beträgt im Low-Alpha-Mode wenige Pikosekunden. Ein Lichtpuls erzeugt einen 165 ps langen Puls am Detektorausgang. Das Oszilloskop zeichnet dies mit je einem Messpunkt pro 50 ps auf wie Abbildung 4.1.1 zeigt. Man kann also mit dieser Messanordnung die einzelnen von Elektronenpaketen kommenden THz-Pulse eindeutig unterscheiden.

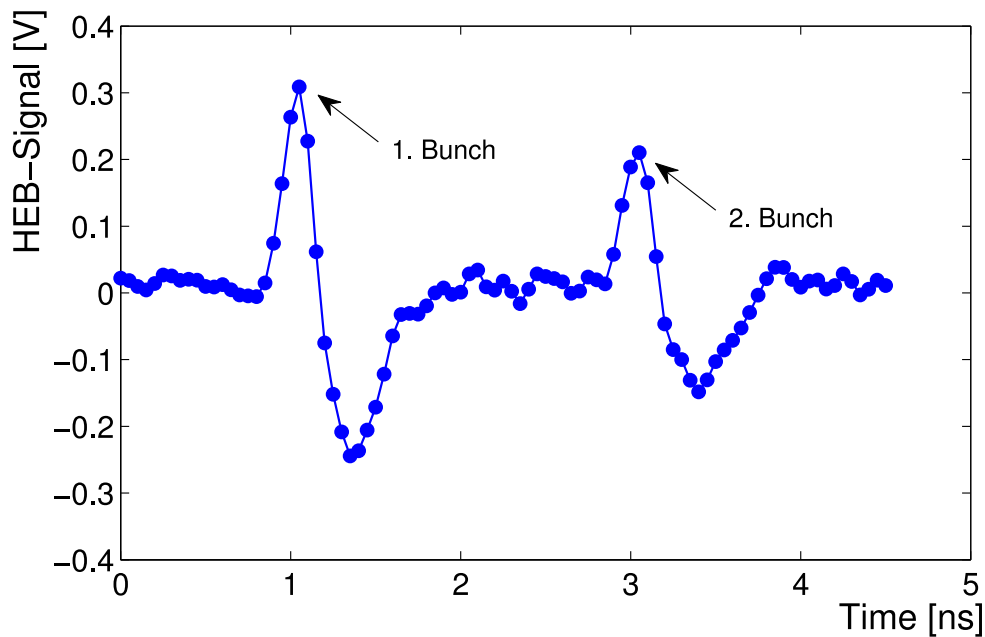


Abbildung 4.1.1: Auf diesem Bild sind zwei mit einem Abstand von 2 ns aufeinander folgende THz-Peaks aufgezeichnet. Die Datenrate von 20 GS/s ist mit den Punkten markiert.

4.2 Messmethoden

Das digitale Oszilloskop bietet die Möglichkeit, sowohl die Daten für einen einzelnen Puls, für einen Umlauf um den ANKA-Speicherring, als auch für bis zu 4500 Umläufe um den Speicherring bei einer Abtastrate von 20 GS/s zu speichern. Man nennt die Speicherung von einem Umlauf eine Singleturn-Messung wie die Abbildung 4.2.1 zeigt. Diese nimmt nur eine vernachlässigbare Speicherzeit in Anspruch und genügt für viele Untersuchungen. Möchte man das Signalverhalten auf Langzeitskalen beobachten, so wird man in Multiturn-Messungen über mehrere Umläufe Daten aufnehmen. Die Datennahme ist in Hardware implementiert und geschieht in Echtzeit. Das Schreiben der Daten auf die Festplatte nimmt ca. 10 Minuten Speicherzeit in Anspruch. Während der Speicherzeit kann man keine weiteren Daten aufnehmen, daher sollte man permanent abwägen welche Messart verwendet werden soll.

Es ist darüber hinaus möglich, durch ein weiteres Messsystem, genannt Libera Bunch-by-Bunch [32], die relative Ladungsverteilung aufzunehmen und auf den Gesamtstrahlstrom¹ zu normieren. Das Libera Bunch-by-Bunch System registriert das Summensignal eines BPMs (Beam Position Monitor) über mehrere Umläufe in jeweils 184 Bins, die

¹Messung mit einem WCM (Wall Current Monitor)

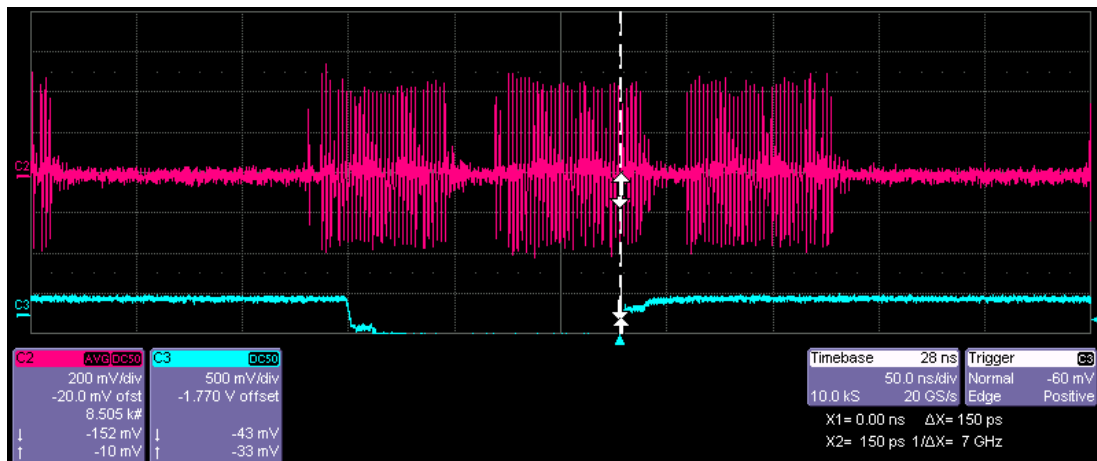


Abbildung 4.2.1: Oszilloskop-Bild von einem Umlauf mit drei Zügen. Jeder Zug besteht aus ca. 33 Elektronenpaketen. Man kann auf dem Bild erkennen, dass alle THz-Pulse annähernd dieselbe Amplitude haben, dies ist jedoch die Folge der Sättigung vom Detektor und wird im Kapitel "Detektorsystematiken" diskutiert.

der Anzahl der Elektronenpakete in ANKA-Speicherring entsprechen. Somit kann man im Prinzip jedem THz-Signal am Oszilloskop das zugehörige Elektronenpaket mit einem äquivalenten Strahlstrom zuordnen. Im Singlebunch-Betrieb stellt die Zuordnung natürlich kein Problem dar. Da die Messungen des THz-Signals mit dem HEB und der Füllung mit der Libera Bunch-by-Bunch Einheit nicht synchronisiert sind, gestaltet es sich als etwas schwierig im Multibunch-Betrieb eine korrekte Zuordnung zu finden. Im Rahmen dieser Arbeit wurde daher ein Algorithmus entwickelt, der auf der Methode der kleinsten Quadrate aufgebaut ist und die korrekte Zuordnung automatisch ermitteln kann (siehe Anhang). Als Ergebnis erhält man, wie die Abbildung 4.2.2 zeigt, einen Index für verschiedene Konstellationen der beiden Datensätze. Die beste Anpassung erhält man für das Minimum des Indexes. Der Algorithmus wurde an verschiedenen Datensätzen durchaus erfolgreich getestet. Grundsätzlich werden in dieser Arbeit zwei Typen von Plots für Darstellung der HEB-Daten verwendet, es ist die Auftragung des Signals gegen die Zeit und gegen den Bunchstrom.

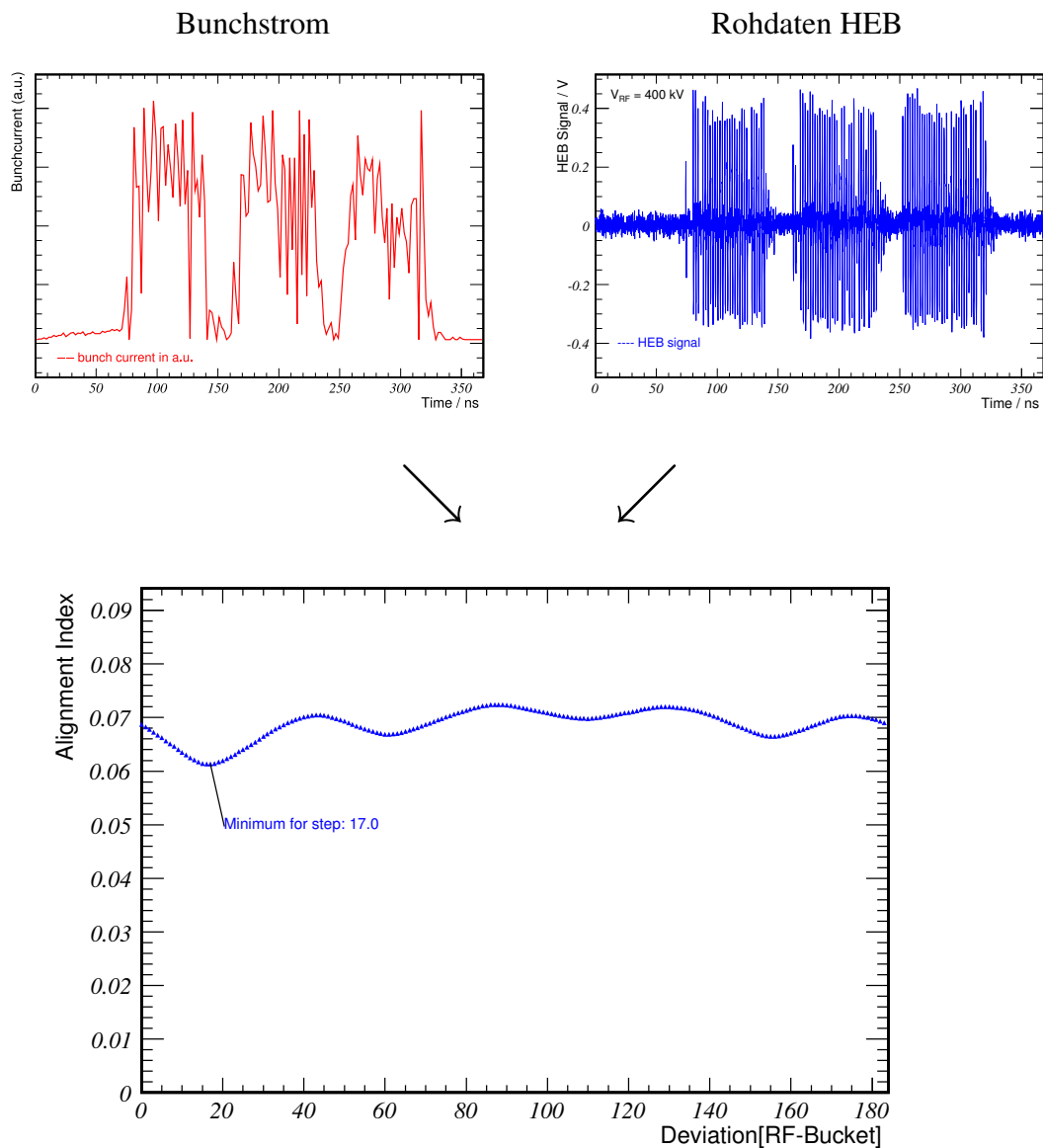


Abbildung 4.2.2: Alignment-Index-Ermittlung für die Suche nach der optimalen Anpassung. Man berechnet die Summe der Abstandsquadrate zwischen dem HEB-Signal und dem Quadrat des Bunchstroms für jeden RF-Bucket, anschließend wird ein Array mit Bunchstromdaten um ein RF-Bucket verschoben und die Summe erneut berechnet. So erhält man für jede Verschiebung einen Index, das Minimum liefert die korrekte Verschiebung.

Kapitel 5

Detektorsystematiken

5.1 Dynamischer Bereich

5.1.1 Untergrund-Offsetwert

Einer der wichtigsten Qualitätsmerkmale eines Detektors ist sein dynamischer Bereich, welcher durch den Untergrund als untere Grenze und durch die Sättigung als obere Grenze bestimmt wird. Das Untergrundsignal am Ausgang des Detektors prägt dessen Singal-Rausch-Verhältnis. Wenn man das Untergrundsignal mittelt, so erhält man einen Offsetwert des Untergrunds und die Standardabweichung als dessen Unsicherheit. Diese Unsicherheit von ca. 10 mV wird für alle HEB-Messungen als Fehler angenommen. Beim HEB konnten wir im Verlauf eines Jahres kleinere Variationen des Offsetwertes messen. In Abbildung 5.1.1 kann man den Verlauf des Offsetwertes in Abhängigkeit von der Zeit verfolgen. Die geringfügige Variationen kann man durch nicht immer konstante Betriebsbedingungen erklären, da der Messaufbau immer auf- und abgebaut wurde. Von Messung zu Messung konnten durch permanentes Neuaufbauen des Experimentes kleinere Abweichungen in der Justierung der Optik kaum vermieden werden. Weiterhin wird die Bias-Einheit von acht AA Batterien gespeist, deren Spannung mit der Zeit abnimmt. Zusätzlich wurde das HEB wegen des zu niedrigen Sättigungswertes im August 2009 zur Neujustierung an das DLR geschickt. Als Resultat war ein deutlich größerer dynamischer Bereich zu verzeichnen, aber durch die Veränderung der Bias-Werte wurde auch der Untergrund beeinflusst. Es gab auch einige Probleme mit dem Vakuum des Dewars. An einigen Messtagen konnte dadurch die Nominaltemperatur des Detektors nicht erreicht werden. Somit wurde die Messung nicht bei exakt dem gleichem Arbeitspunkt des Bolometers durchgeführt. Bei der Auswertung wird der Offsetwert daher für jede Analyse explizit berechnet und subtrahiert.

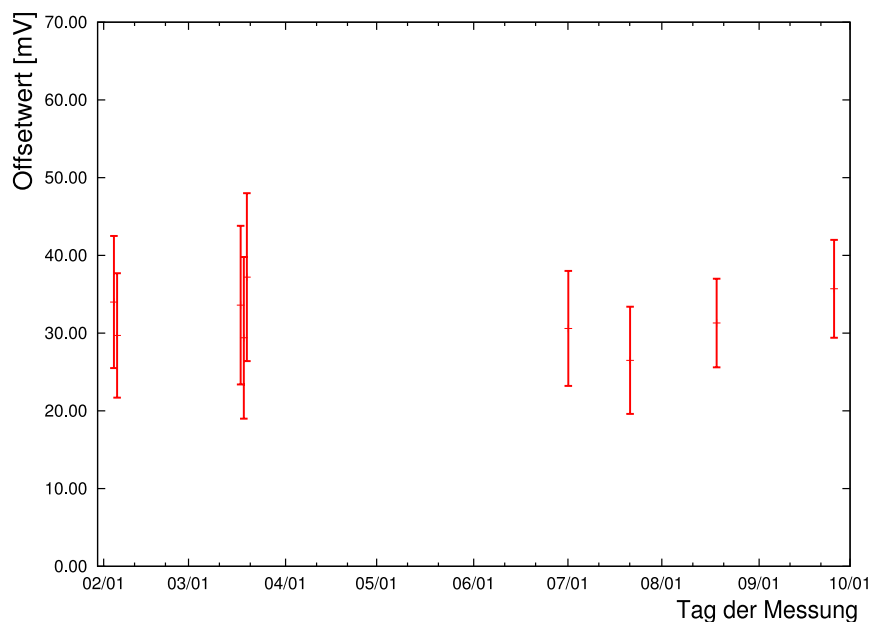


Abbildung 5.1.1: Untergrund-Offsetwert an verschiedenen Messtagen ermittelt mithilfe einer Mittelung der Peakfinderwerte für leere RF-Buckets gemäß Libera Bunch-By-Bunch Messung. Zu erkennen sind Schwankungen zwischen 26 mV und 37 mV. Die Fehlerbalken stellen die Standardabweichung von dem Mittelwert dar.

5.1.2 Sättigungsverhalten

Wie alle empfindlichen Detektoren zeigt auch HEB ab einem gewissen Wert ein Sättigungsverhalten. Beim ANKA Hot Elektron Bolometer, welches an dem Übergang des NbN-Supraleiters betrieben wird, ist der Übergang zum normalleitenden Zustand als natürliche Sättigungsgrenze intrinsisch gesetzt. Diese Grenze lässt sich durch die Wahl des Arbeitspunktes durch die Veränderung von dem Bias-Strom etwas verschieben. Während der Inbetriebnahme des HEBs konnten wir im Multibunch-Betrieb auf recht einfache Art und Weise das Sättigungsverhalten des Detektors nachprüfen. Durch die Zuordnung der Stromwerte von Elektronenpaketen zu den Peaks vom THz-Signal¹ erkennt man ab einem bestimmten Stromwert streuen die gemessenen HEB-Signale um den Wert von $(0.4 \pm 0.04) V$ (siehe Abbildung 5.1.2). Man beobachtet in diesem Bereich keine Stromabhängigkeit. Im Juli 2009 konnte man ein deutliches Absinken der Sättigungsgrenze verzeichnen. Nach der Rücksprache mit Detektorexperten [33] hat man sich entschlossen, den Detektor zur Wartung und Neujustierung einzusenden. Die Ursache für die kleinere Sättigungsgrenze war die Verschlechterung der thermischen Kopplung des Bolometerkörpers an das Heliumbad. Im August wurde die Vermessung der Sättigungsgrenze mit dem neu justierten HEB wiederholt (siehe Abbildung 5.1.3). Neue Sättigungsgrenze

¹zur genauen Beschreibung siehe Kapitel "Datennahme"

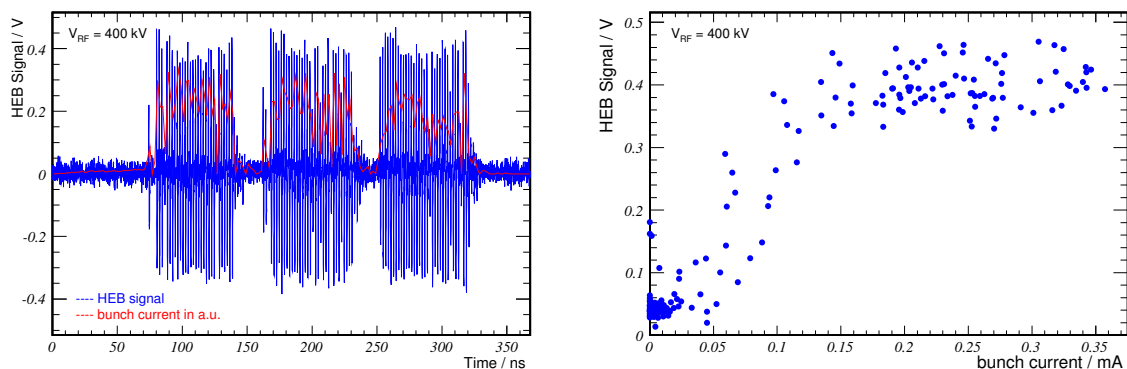


Abbildung 5.1.2: Messung vom 28.11.2008 - Sättigungsverhalten vom HEB bei einer RF-Spannung von 400 kV und einem Strahlstrom 22.28 mA im Multibunch-Betrieb mit drei Zügen bestehend aus je ca. 33 Elektronenpaketen. Links sind die Rohdaten vom HEB (blau) und relative Stromwerte (rot) gemessen mit Libera Bunch-By-Bunch System über einen Umlauf aufgezeichnet. Rechts ist das HEB-Signal gegen den Bunchstrom aufgetragen. Man erkennt hier eine Sättigungstendenz um 0.4 V.

wurde nun ein Wert von $(0.66 \pm 0.08) V$ ermittelt. Man konnte nach der Neujustierung auch das Overload-Verhalten vom Detektor beobachten, wenn man die Intensität weiter steigerte. Dieses Verhalten konnten wir zuvor nicht beobachten. Der erste hohe THz-Peak im Zug verursacht Overload und man erkennt, dass die Empfindlichkeit beziehungsweise die Antwort S des Detektors exponentiell abnimmt.

5.2 Polarisationsmessungen

5.2.1 Polarisation der Kantenstrahlung

Bei der Auskopplung aus der Mitte eines Dipolmagneten erhält man in der Propagationsebene des Elektronenpakets linear polarisierte Strahlung, die so genannte σ -Mode. Der Vektor des elektrischen Feldes steht senkrecht zur Elektronengeschwindigkeit und auch senkrecht zum ablenkenden Magnetfeld. Verschiebt sich der Beobachter vertikal von der Propagationsebene des Elektronenpakets, so wird auch die π -Mode des Synchrotronlichtes sichtbar. Insgesamt wird nur ca. 12.5% der gesamten Strahlung in der π -Mode emittiert [35]. Mit der günstigen Veränderung der räumlichen Verteilung der Synchrotronstrahlung durch die Auskopplung im Kantenfeld eines Dipolmagnets ändert sich auch die Polarisationscharakteristik der elektromagnetischen Wellen. Man erhält dabei im Fern-

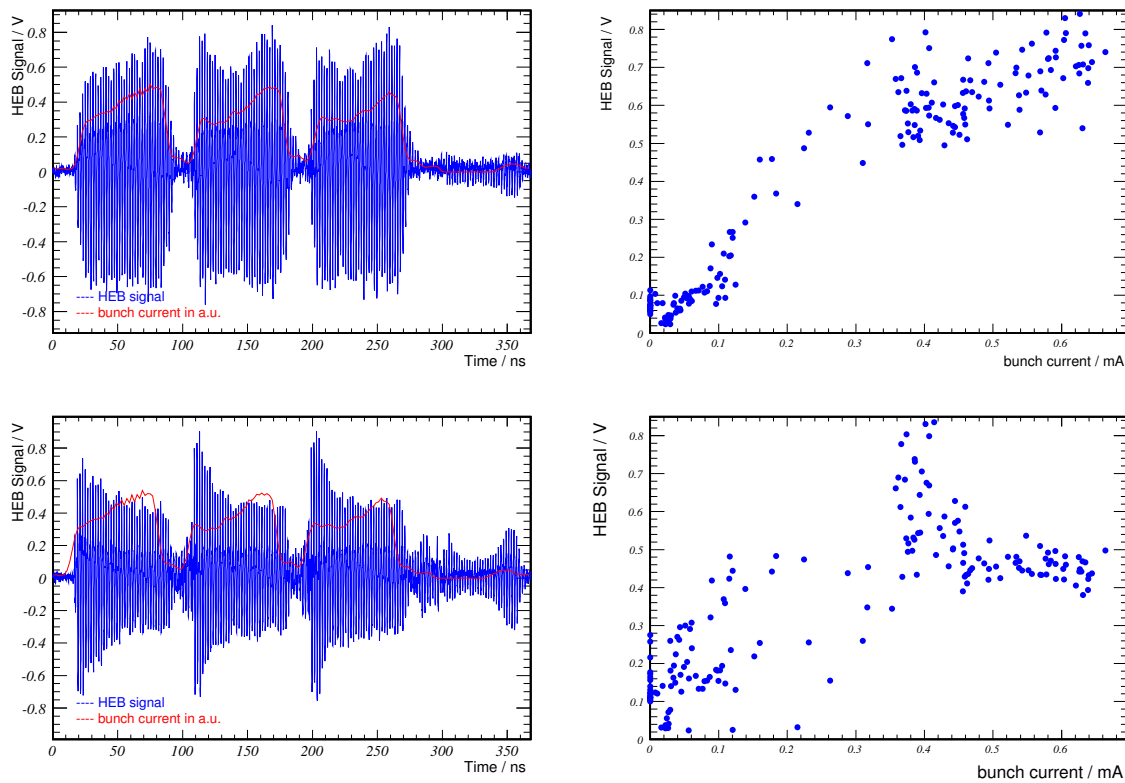


Abbildung 5.1.3: Messung vom 19.08.2009 mit dem HEB nach Neujustierung - Sättigungsverhalten bei einer RF-Spannung von 150 kV und einem Strahlstrom 53.5 mA im Multibunch-Betrieb mit vier Zügen bestehend aus je ca. 33 Elektronenpaketen. Oben links sind analog zur Abbildung 5.1.2 Rohdaten vom HEB gegen die Zeit aufgetragen, rechts davon ist die Auftragung gegen den Bündelstrom. Diese Messung entstand bei speziell eingestellter schiefer Einkopplung des THz-Strahls. Verbessert man die Einkopplung, so erhält man höhere Intensitäten. Unten links ist das HEB-Signal im Overload aufgezeichnet. Man erkennt einen exponentiellen Charakter bei Abnahme der Antwort S des Detektors. Beim Overloadbetrieb werden die Messergebnisse (unten, rechts) völlig verfälscht.

feld radial polarisierte Strahlung wie Abbildung 5.2.1 zeigt. Die Polarisation in vertikale Richtung hat ein Maximum bei der vertikalen Ablenkung von γ^{-1} und verschwindet in der horizontalen Ebene. Für horizontal polarisierte Wellen gilt, dass das Intensitätsmaximum unter dem horizontalen Winkel von γ^{-1} liegt und in der vertikalen Ebene Null ist [36]. Darüber hinaus erfährt die Strahlung in der horizontalen Ebene eine spektrale Verschiebung in die langwelligere Richtung. Der Intensitätsabfall ist in diesem Fall für Photonen höherer Energie langsamer [37]. In Realität jedoch hängt die Form der Wellenfront von vielen Faktoren ab wie zum Beispiel Form und Größe des Elektronenpakets oder Größe

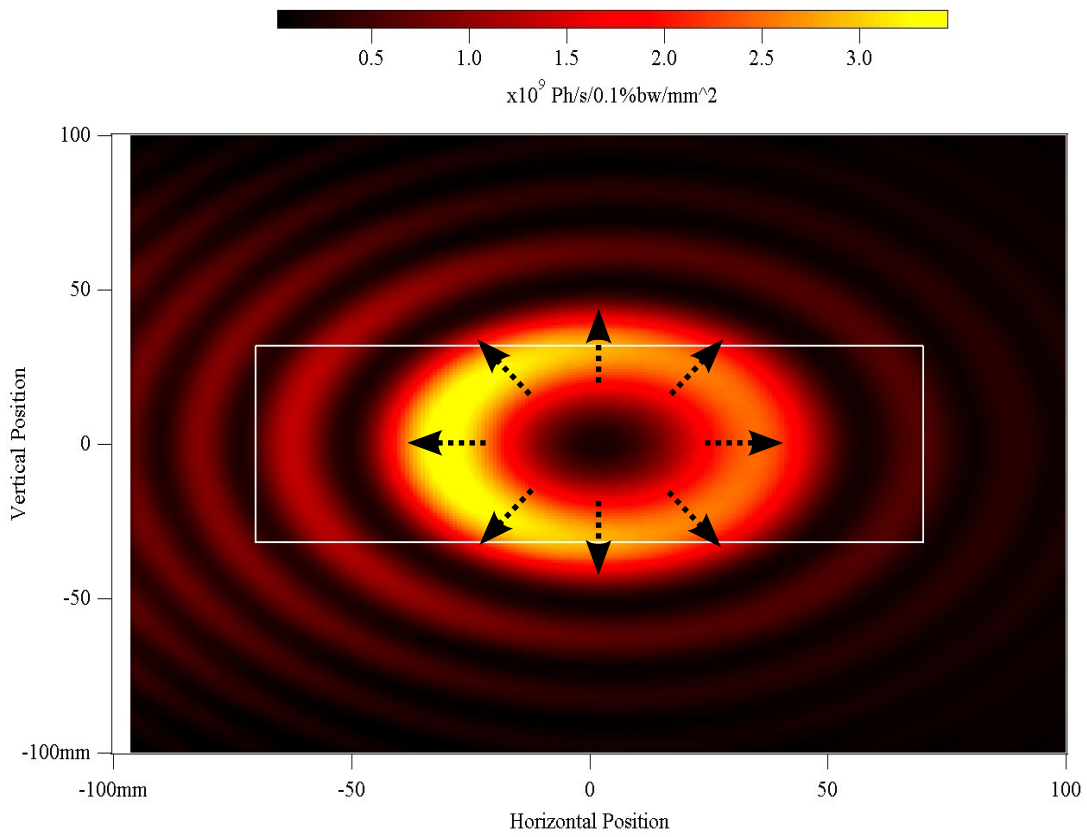


Abbildung 5.2.1: Kantenstrahlung an der IR1-Beamline für die Wellenlänge von $300 \mu\text{m}$ (ohne Beugungseffekte) - hier ist der Photonenfluss aller Polarisationsrichtungen in der Ebene des Flachspiegels M1 aufgezeichnet. Die Dimension des Spiegels M1 ist $140 \times 63.63 \text{ mm}$ und wurde hier mit einem weißen Rechteck markiert. Es macht das Aperturproblem bei der CSR-Auskopplung deutlich. Die Pfeile deuten die radiale Polarisation der Kantenstrahlung an. Aus SRW-Berechnungen von P.Rieger, Arbeitsgruppe Y.-L. Mathis, ANKA, KIT [34].

der Vakuumkammer. Darüber hinaus werden besonders im THz-Bereich große Teile des Strahls durch die Aperturen des Strahlrohrs abgeschnitten, was dementsprechend auch die Verhältnisse zwischen unterschiedlich polarisierten Partien des gesamten Strahls ändert. Durch die Berechnungen von P. Rieger aus der Arbeitsgruppe von Y.-L. Mathis mit dem SRW-Code für IR1 konnten die Polarisations Eigenschaften des Strahls nach Diagnostikport bestimmt werden. Man erwartet also zum größten Teil lineare Polarisation in der horizontalen Ebene mit einem kleinen Anteil von vertikal polarisierter Strahlung. Der letzte Flachspiegel in der Strahlrohr-Optik dreht die Polarisationsrichtung um 90° . Somit erhält man auch die Maxima der Polarisation für den vertikalen anstatt des horizontalen Anteils. Dies wurde auch mit einem unpolarisierten Silizium-Bolometer bestätigt, wie

Abbildung 5.2.2 zeigt. Dabei wurde ein drehbares Polarisationsgitter (die 0° -Position ist vertikale Ausrichtung des Gitters) in den Strahlengang montiert. Die Messung wurde mithilfe eines Lock-In-Verstärkers durchgeführt. Für jeden 5° -Schritt des Polarisators wurde der Signalwert notiert. Durch die Auftragung vom Signal gegen die Polarisatorstellung erhält man bei einer vollen Umdrehung zwei Maxima für 90° und 270° , was einer vertikalen Polarisation entspricht. Die Minima bei 180° und 360° weisen einen Offset auf, dies spricht für das Vorhandensein der Kreuzkomponente. Nach dem Einfügen eines zweiten Polarisators in der 90° -Stellung sinken die Minima auf Untergrundniveau.

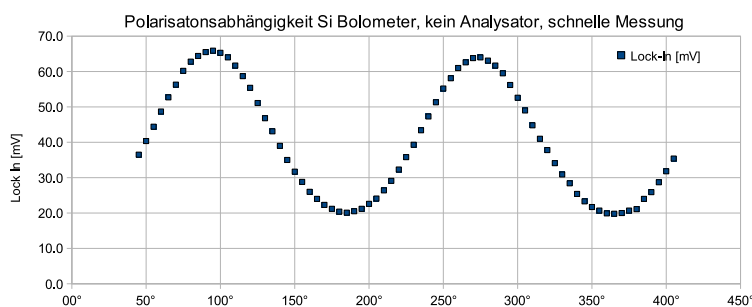


Abbildung 5.2.2: Polarisationsmessung mit einem 4.2K Silizium Bolometer - man erkennt ein Maximum bei 90° und 270° als Polarisatorstellung (die 0° -Position des Polarisators ist vertikal), was einer vertikalen Polarisation entspricht. Man sollte dabei bedenken, dass der letzte 45° -Flachspiegel die Polarisationsrichtung für Beobachter um 90° dreht. Außerdem erkennt man auch einen recht hohen Untergrund, was bei der Verwendung eines Analysators nicht mehr auftritt. Dies ist ein Indiz dafür, dass es auch die Kreuzkomponente des elektrischen Feldes im Strahl vertreten ist, genau wie man es für radial polarisierte Kantenstrahlung erwartet. Das 1.8K Silizium Bolometer zeigt analoges Verhalten.

5.2.2 Polarisationsuntersuchungen mit HEB

Im Rahmen dieser Arbeit wurden einige Untersuchungen mit den zwei zur Verfügung stehenden THz-Polarisationsgittern (siehe Abbildung 5.2.3) durchgeführt. Die gemessene Polarisationscharakteristik zeigte ein anderes Bild als die Silizium-Detektoren. Bei dieser Messung wurde ein Mittelwert des HEB-Signals innerhalb eines Zuges und dessen Standardabweichung als Fehlerbalken gegen die Polarisatorstellung aufgetragen. Wie Abbildung 5.2.4 zeigt, erhielt man bei Rotation um 360° wider Erwarten vier Maxima bei 45° , 135° , 225° und 315° .

Das HEB hat eine größere spektrale Empfindlichkeit im langwelligen Bereich als Silizium-Detektoren. In diesem Zusammenhang könnte man annehmen, dass die vier Maxima



Abbildung 5.2.3: Ein THz-Polarisationsgitter mit $15 \mu\text{m}$ Drahtdurchmesser und $60 \mu\text{m}$ Drahtabstand. Die Transmission des Filters für den Vektor des elektrischen Feldes senkrecht zum Gitter im THz-Bereich ist 1.

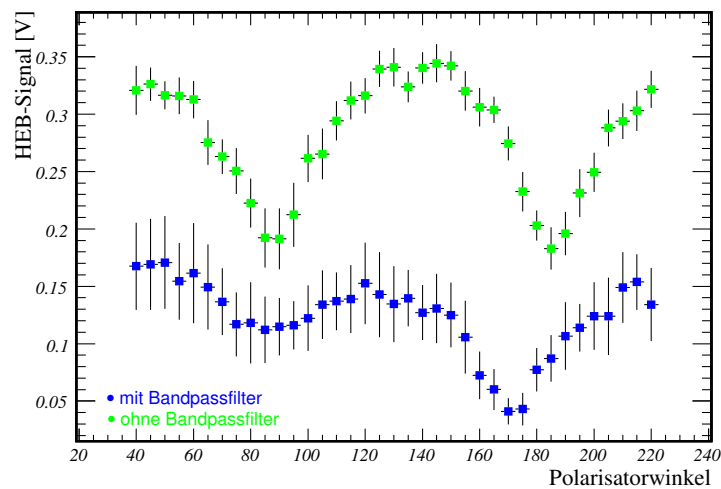


Abbildung 5.2.4: Die Messung mit dem HEB vom 06.02.2009 bei 400 kV RF-Spannung liefert vier Maxima bei voller Umdrehung des Polarisators. Die Fehlerbalken sind die Standardabweichungen der ermittelten Mittelwerte vom Signal innerhalb eines Zuges. Die obere Kurve zeigt die Polarisationscharakteristik auf der Skala von 40° bis 220° und liefert Maxima bei 45° und 135° . Bei der unteren Kurve wurde der Bandpassfilter angewandt. Die Charakteristik bleibt auch in diesem Fall erhalten. Kleinere Verschiebungen an der Position 180° kann man auf die sehr schwache Intensität in diesem Bereich zurückführen. Die Ähnlichkeit der Polarisationscharakteristiken lässt Vermuten, dass dieser Effekt auf den Konstruktionsbesonderheiten des HEBs beruhen könnte.

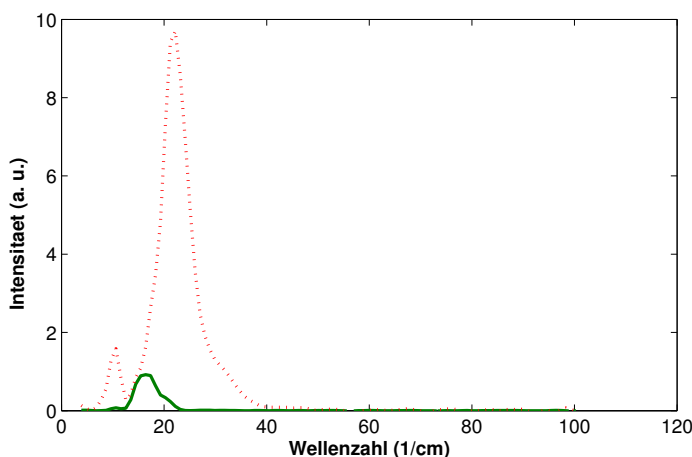


Abbildung 5.2.5: Die Messung der spektralen Charakteristik des Bandpassfilters mit einem Silizium Bolometer zeigt hohe Transmission zwischen 15 cm^{-1} und 18 cm^{-1} . Die rote gestrichelte Linie ist die Gesamtintensität und die grüne Linie ist die durch Bandpass transmittierte Intensität. Das HEB zeigt auch in diesem Bereich eine unerwartete Spektralcharakteristik wie Abbildung 5.2.4 zeigt.

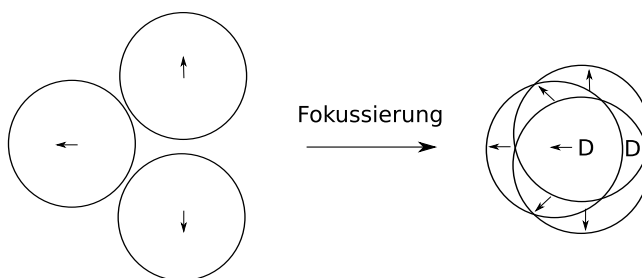


Abbildung 5.2.6: Vereinfachte Darstellung der Polarisationscharakteristik des Strahls an der IR1-Beamline. Die Ursache für diese Konstellation ist die radial polarisierte Kantenstrahlung, die durch die Strahlführung stark abgeschnitten wurde. Aufgrund der kohärenten Natur der Strahlung interferieren die entgegengesetzt polarisierte Strahlteile beim Überlappen destruktiv (D).

in der HEB-Polarisationscharakteristik nur durch die Strahlung in diesem Bereich des Spektrums entstehen. Diese Hypothese lässt sich aber schnell falsifizieren, wenn man die HEB-Polarisationscharakteristik mit einem Bandpassfilter [38] im Bereich des Spektrums (siehe Abbildung 5.2.5), wo beide Detektoren stark empfindlich sind, erneut misst. Wie Abbildung 5.2.4 zeigt, beobachtete man das analoge Verhalten mit und ohne den Filter. Auch die theoretischen Vorhersagen bezüglich der Strahlpolarisation sprechen dafür, dass das ungewöhnliche Polarisationsverhalten des HEBs eher die Systematik des Detektors ist.

Bei den beiden Silizium-Detektoren wird ein geschwärzter Flächen-Bolometerkörper ver-

wendet. Somit haben die Bolometer keine Polarisationspräferenz. Es wird auch keine interne Fokussierung durchgeführt. Dagegen wird beim HEB mithilfe einer Siliziumhalbkugel die Strahlung auf eine Spiralantenne fokussiert und die verschiedenen Strahlpartien überlappen. Diese Spiralantenne hat in einem festen Bereich keine Polarisationspräferenz. Die obere Grenze dieses Bereiches wird durch die Herstellungsgenauigkeit in der Mitte der Antenne und die untere Grenze durch die Armlängengröße der Spiralantenne festgelegt. Wenn die Frequenz der einfallenden Strahlung so hoch ist, dass die Wellenlänge deutlich kürzer als die Armlänge der Antenne ist, so ist die Polarisationspräferenz zirkular. Werden die Arme der Spiralantenne gegenüber der Wellenlänge zu kurz, ist die Polarisationspräferenz linear. Im Übergangsbereich langer Wellenlängen ist die Polarisationspräferenz elliptisch [30]. Aufgrund dieser Tatsachen, kann nun ein mögliches Modell für die Polarisationsabhängigkeit des HEBs erstellt werden. Wenn man annimmt, dass das HEB linear polarisierte Strahlung vertikaler Richtung präferiert, so kann man sich die Spiralantenne des HEBs als einen linearen Polarisationsfilter mit einem unpolarisierten Detektor vorstellen. Die Siliziumlinse spielt in dem Modell eine zentrale Rolle, da die sonst räumlich getrennte radial polarisierte Kantenstrahlung am linear polarisierten Filter des Detektors zum Überlappen gebracht wird. Am drehbaren Polarisationsgitter außerhalb des Dewars ist die Kantenstrahlung noch räumlich getrennt. Wie Abbildung 5.2.6 zeigt kann der Strahl vereinfacht durch drei Teilstrahlen dargestellt werden. Nachdem dieser zusammengesetzte Strahl den externen Polarisator passiert, kann Gesamtintensität für eine beliebige Stellung des Polarisators ϕ (in Grad) angegeben werden als

$$I_{\text{Ges.}} = (E_1 \cos \phi)^2 + (E_2 \sin \phi)^2 + ((-E_1) \cos \phi)^2, \quad (5.2.1)$$

mit E_1 und E_2 als Amplitude des elektrischen Feldes. Trägt man die Gesamtintensität gegen die Polarisatorstellung auf, so erhält man wie in Abbildung 5.2.7 zu sehen ist, für einen Flächen-Detektor ohne interne Fokussierung ein analoges Verhalten, wie es bei der Messung mit den Silizium-Detektoren festgestellt wurde. Nimmt man an, dass die kohärente Synchrotronstrahlung von der Kante eines Dipols zum großen Teil kohärent ist, so interferieren beim Überlappen entgegengesetzt polarisierte Strahlbereiche destruktiv. Es gilt dann

$$I_{\text{Ges.,fokussiert}} = (E_1 \cos \phi + E_2 \sin \phi + (-E_1) \cos \phi)^2. \quad (5.2.2)$$

Wenn nun die lineare Polarisationspräferenz des HEBs ins Spiel gebracht und vertikale Polarisation ($\alpha = 0^\circ$) angenommen wird, dann gilt für die Gesamtintensität:

$$I_{\text{Gesamt}_{\text{fokussiert+lin}}} = ((E_1 \cos \phi + E_2 \sin \phi + (-E_1) \cos \phi) \cos(\phi - \alpha))^2. \quad (5.2.3)$$

Stellt man dies nun graphisch dar, so erhält man beim vollständigen Überlappen die vier Maxima bei der 45° -, 135° -, 225° - und 315° -Stellung des Polarisators (siehe Abbildung 5.2.8).

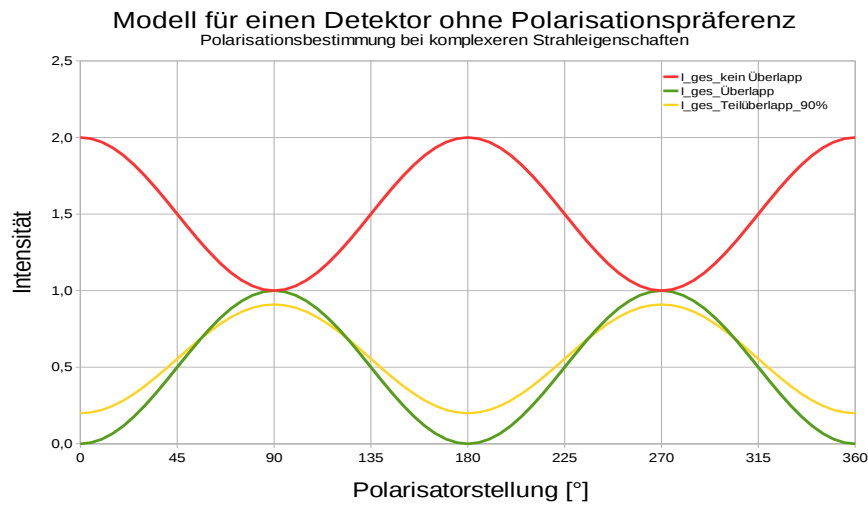


Abbildung 5.2.7: Ein Modell für die Polarisationsempfindlichkeit eines unpolarisierten Detektors mit einer Strahl-Zusammensetzung wie in Abbildung 5.2.6. Wenn die unterschiedlich polarisierten Teilbereiche des Strahls nicht überlappen, so erhält man erwartungsgemäß eine elliptische Polarisationscharakteristik. Diese wurde auch durch das 4.2 K Silizium-Bolometer (Abbildung 5.2.2) bestätigt. Wenn man nun die Rechnung modifiziert und die Teilbereiche zum Überlappen bringt, so ändert sich die Polarisationscharakteristik entsprechend. Die Ursache dafür ist die Kohärenz der Synchrotronstrahlung im Low-Alpha-Mode, da die Bereiche entgegengesetzter Polarisation in diesem Fall destruktiv interferieren.

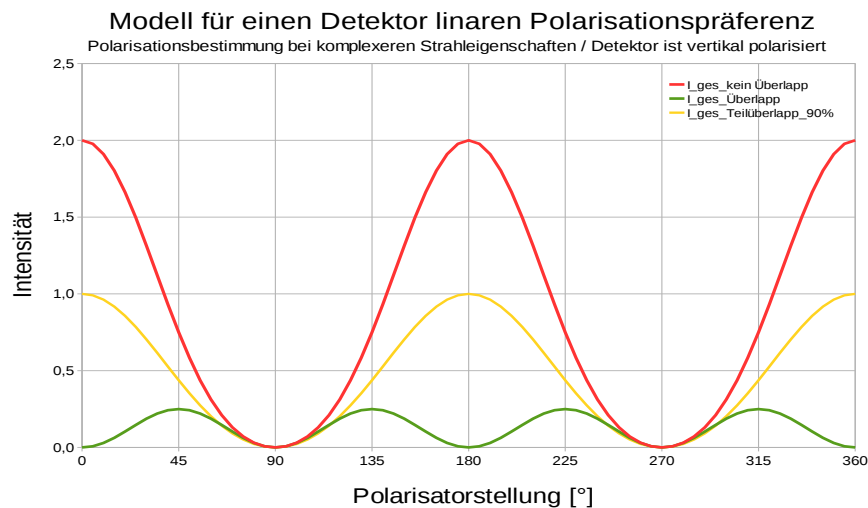


Abbildung 5.2.8: Ein Modell für die Polarisationsempfindlichkeit eines vertikal linear polarisierten Detektors an der IR1-Beamline mit der Strahl-Zusammensetzung wie in Abbildung 5.2.6. Wenn man annimmt, dass unterschiedlich polarisierte Teilbereiche des Strahls überlappen, so erhält man wie bei der HEB-Messung vier Maxima an der Position 45° , 135° , 225° und 315° .

Dies entspricht prinzipiell der Messung von HEB an der IR1-Beamline und könnte einen Hinweis zur Erklärung der unkonventionellen Polarisationscharakteristik des HEBs liefern. Es sind weitere Experimente mit dem HEB in Planung, die eine erweiterte Charakterisierung und Quantifizierung der Polarisationsseigenschaften ermöglichen.

Kapitel 6

Resultate

6.1 Bursting Instabilitäten

Die unterschiedlichen Effekte, die im Zusammenhang mit der Synchrotronstrahlung beobachtet werden, widerspiegeln oft strahldynamische Prozesse im Beschleuniger. Zu diesen Prozessen gehört auch die Bursting-Instabilität. Dabei strahlen die Elektronenpakete sehr intensiv, aber nicht mehr zeitlich konstant. Die Ursache für das Bursting ist das Wake-Feld der Synchrotronstrahlung innerhalb des Elektronenpakets. Das elektrische Feld der strahlenden Elektronen im hinteren Teil des Pakets verursacht eine Energiemodulation der vorderen Elektronen. Dies führt anschließend zur Paketverformung und somit zum größeren kohärenten Anteil in der Synchrotronstrahlung. Bei einer Verkürzung der Paketlänge oder einer Erhöhung des Paketstroms erwartet man auch stärkere Verformung [39]. Eine der wichtigsten Schlüsselgrößen in der Beschreibung und Untersuchung dieses Effekts ist die so genannte Burstingschwelle [40]. Diese Größe gibt den maximalen Strom in einem Paket an, ohne dass das Bursting angetrieben wird, und hängt unter anderem von der RF-Spannung und der Paketlänge ab. Im Normalbetrieb an ANKA tritt beispielsweise kein Bursting auf, da die Bunchströme bei gegebener Bunchlänge zu gering sind. Die Beschleunigerparameter geben somit eine sehr hohe Burstingschwelle vor. Die theoretischen Berechnungen [39] für ANKA liefern den Zusammenhang zwischen den Beschleunigerparametern und der Burstingschwelle. In Abbildung 6.1.1 ist eine entsprechende Messung für ANKA zu sehen. Dies wurde bereits früher mit einem Silizium-Bolometer experimentell bestätigt [39]. Die angewandte Messmethode beanspruchte damals viel Strahlzeit, da man auf den Stromabfall im Speicherring angewiesen war. Man konnte auch mithilfe eines Scrapers den Stromabfall zwischen den einzelnen Messpunkten beschleunigen. Aber der Einsatz eines Scrapers würde die CSR beeinflussen, wie im Rahmen dieser Arbeit gezeigt werden konnte. Mit der Inbetriebnahme des HEBs eröffnete

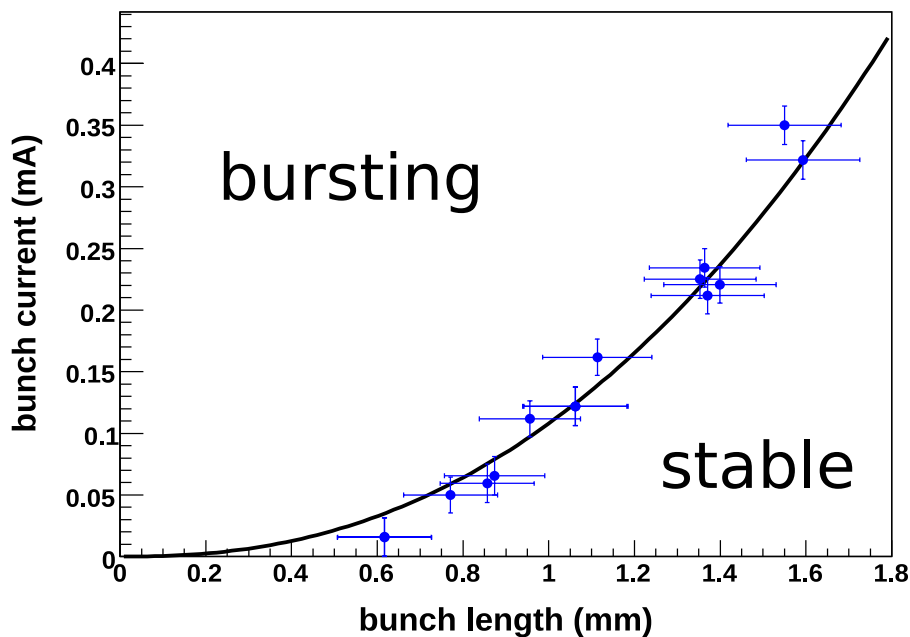


Abbildung 6.1.1: Zusammenhang zwischen der Länge des Elektronenpakets und der Burstingschwelle. Die blauen Punkte sind die Messergebnisse an ANKA, die schwarze Kurve zeigt eine an die Daten angepasste theoretische Vorhersage [39].

sich durch die sehr hohe zeitliche Auflösung des Detektors eine neue Möglichkeit die Burstingschwelle zu messen. So kann man nun im Multibunch-Betrieb mit einer einzelnen Aufnahme die Burstingschwelle ermitteln, ohne einen Einfluss auf CSR-Charakteristik auszuüben. Wie Abbildung 6.1.2 zeigt, ist man durch die unterschiedlich gefüllten RF-Buckets im Multibunch-Betrieb in der Lage, mithilfe einer Zuordnung der Stromwerte vom Libera Bunch-By-Bunch System zu den HEB-Signalen¹ das Bursting-Verhalten zu sehen. Führt man eine Anpassung an die Messpunkte im unteren Strombereich durch, so erhält man wie erwartet eine quadratische Abhängigkeit der Intensität vom Strom. Ab einem bestimmten Stromwert erhält man einen Knick und das Verhalten ändert sich erheblich. Diese Stelle stellt die Burstingschwelle dar [41]. Die Genauigkeit dieser Messmethode hängt von der Anzahl der gefüllten RF-Buckets und der Heterogenität der Füllung ab.

Zum Vergleich wurde eine weitere Messung mit dem Silizium-Bolometer durchgeführt. Die früheren Messungen der Schwelle mit dem Silizium-Bolometer nutzen aus, dass diese Detektorart nur Intensitätsänderungen detektiert und somit unter der Burstingschwelle ein konstantes Signal und über der Burstingschwelle ein variierendes Signal zeigt. Im Unterschied hierzu kann mithilfe eines Choppers und Lock-In Verstärkers die mittlere Signal-

¹siehe Kapitel Datenaufnahme

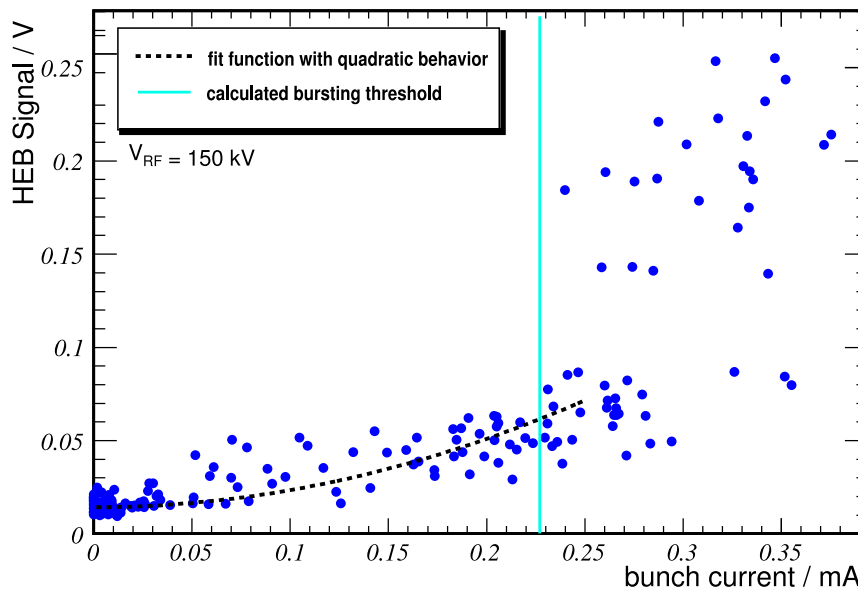


Abbildung 6.1.2: Auf dieser Abbildung ist die Messung vom 27.11.2008 dargestellt bei einer RF-Spannung von 150 kV und einer Synchrotronfrequenz von 8 kHz. Der Strahlstrom lag bei dieser Messung bei 23.42 mA. Das THz-Signal ist als Funktion des äquivalenten Strahlstroms aufgetragen. Man erkennt, dass das THz-Signal quadratisch mit dem Strom anwächst und ab einem Wert von ca. 0.24 mA instabil wird. Die hellblaue Linie markiert die theoretisch berechnete Burstingschwelle [39], die in guter Übereinstimmung mit dem Messergebnis liegt [41].

intensität sowohl für die stabile als auch für die instabile kohärente Synchrotronstrahlung aufgenommen werden. Werden diese Messungen im Multibunch-Betrieb durchgeführt, kann der Schwellenwert für die Stabilität unterschätzt werden, da man über Signale von vielen Bunchen mit unterschiedlichen Strömen integriert. Es wurde im Rahmen dieser Arbeit eine Langzeit-Datennahme mit LabView-Code [42] und einem NI-DAQ-Modul [43] realisiert. Damit werden über längere Zeit das Bolometer Signal vom Lock-In und die wichtigsten Beschleunigerparameter mit einer Datenrate von 0.2 Messpunkte/Sekunde aufgenommen. Anschließend in der Auswertung wurde das Bolometer-Signal als Funktion des Stroms aufgetragen. Wie Abbildung 6.1.3 zeigt, erkennt man bei einem Wert von etwa 0.21 mA eine klare Verhaltensänderung bei der Abstrahlung. Analog zu den HEB-Messungen in Abbildung 6.1.2 lässt sich auch hier eine theoretische Erwartung angeben: für die gemessene Synchrotronfrequenz von 6.6 kHz erwartet man eine Burstingschwelle bei ca. 0.17 mA. Den Unterschied zwischen der Messung und der Berechnung kann zum Teil dadurch erklärt werden, dass die theoretische Vorhersage durch die Anpassung an eine Multibunch-Messung getroffen und anschließend auf Singlebunch umgerechnet

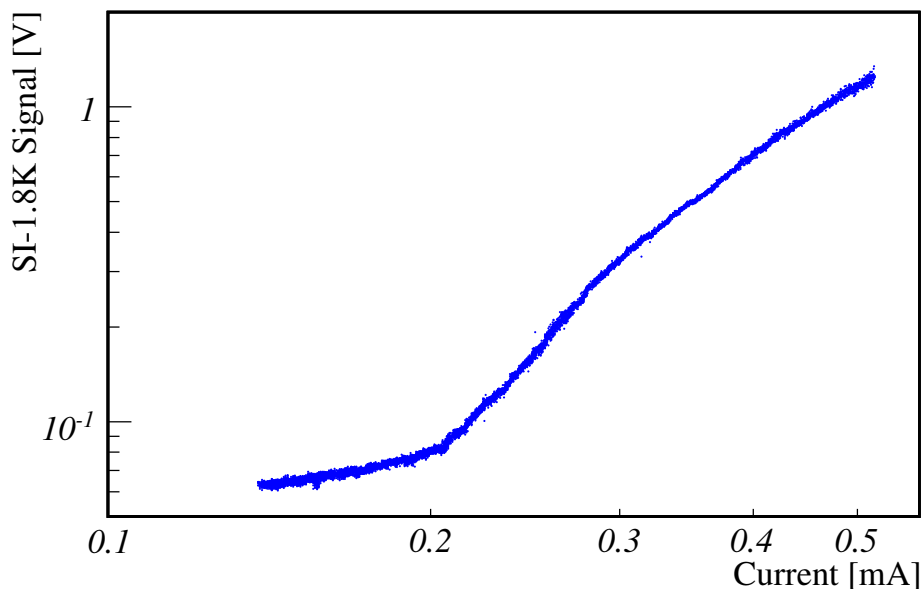


Abbildung 6.1.3: Referenzmessung mit dem 1.8 K Silizium-Bolometer bei einem Synchrotron-tune von 6.6 kHz im Singlebunch-Betrieb. In der logarithmischen Auftragung wird der zeitlich exponentielle Stromabfall kompensiert und man erkennt deutlich die Änderung des Verhaltens bei 0.21 mA.

wurde. Die vorliegende Messung in Abbildung 6.1.3 wurde aber direkt im Singlebunch-Betrieb durchgeführt.

6.2 Multiturn Analysen

Die verwendete Messanordnung erlaubt es, wie bereits beschrieben, mit einer hohen Abtastrate von 20 GS/s das THz-Signal mit dem HEB für ca. 4500 Umläufe oder bei 10 GS/s für ca. 9000 Umläufe kontinuierlich aufzunehmen. Es wird ein Peakfinder für jeden Umlauf ausgeführt und man verfolgt sozusagen den Peak vom Umlauf zu Umlauf. Man kann mit dieser Methode die Strahlungscharakteristik einzelner Bunche auf einer Langzeitskala untersuchen. In Abbildung 6.2.1 (oben) kann man die zeitliche Entwicklung eines Bursts im Singlebunch-Betrieb beobachten. Man erkennt deutliche Strahlungsausbrüche bis an die Sättigungsgrenze. Dazwischen geht die Strahlungsintensität auf das Untergrundniveau zurück. Wenn man eine Frequenzanalyse mittels FFT durchführt (siehe Abbildung 6.2.1, Mitte) so kann man die Frequenzen der Bursts untersuchen. Zur Kontrolle der Füllung wird das Signal über alle Umläufe gemittelt (siehe Abbildung 6.2.1, unten). Man erkennt, dass diese sichtbaren Intensitätsschwankungen in dem vorgestellten Fall sehr niederfrequent sind, da der Abstand zwischen zwei Ausbrüchen ca. 5000 Umläufen entspricht. Das

entspricht einer Frequenz von ca. 600 Hz. Im Spektrum wird ein allgemeiner Anstieg bei niedrigen Frequenzen beobachtet, da bei Untersuchung von leeren RF-Buckets nur das weiße Rauschen zu sehen ist. Eine klare spektrale Linie ist bei ca. 680 kHz erkennbar. Dies entspricht ziemlich genau der hundertsten Harmonischen der Synchrotronfrequenz f_s von 6.8 kHz. Die Systematiken der Bursts sind noch nicht vollständig verstanden. Es wurde auch an anderen Beschleunigern beobachtet, dass die Burstingfrequenzen als Harmonische der Synchrotronfrequenz auftreten [44].

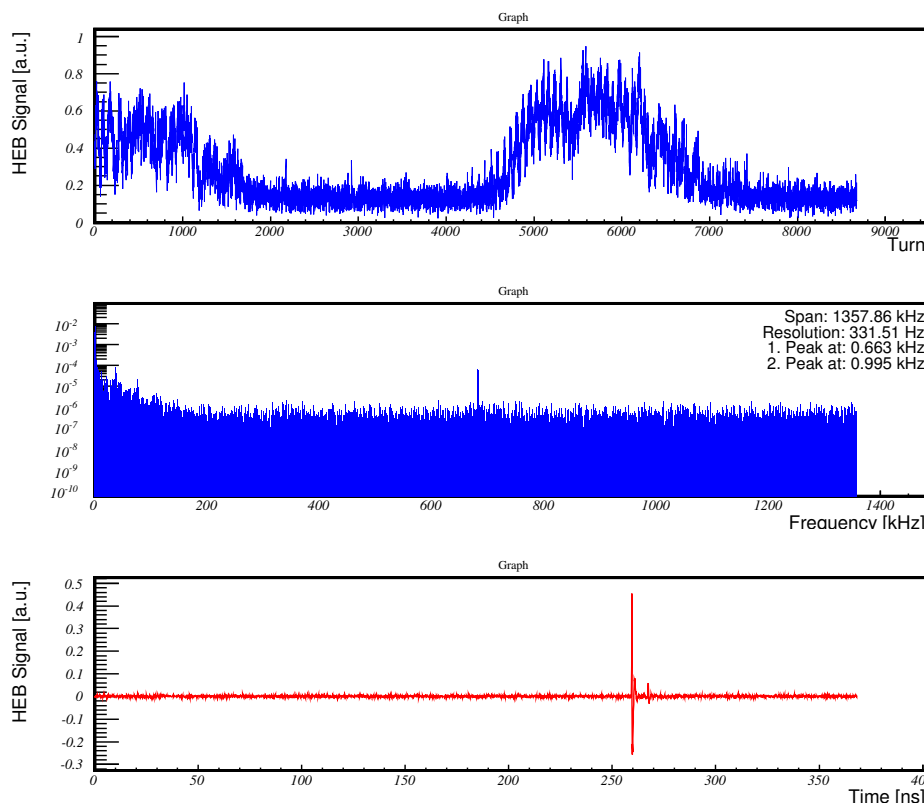


Abbildung 6.2.1: Eine Multiturnmessung vom 25.09.2009 bei einem Strahlstrom von 0.5 mA, RF-Spannung von 150 kV, Synchrotrontune von 6.8 kHz und einer Abtastrate von 10 GS/s. Oben: Multiturnmessung von der Intensität der THz-Strahlung in Single-Bunch-Mode. Mitte: FFT der Multiturnmessung, der Peak um 680 kHz entspricht der hundertfachen Synchrotronfrequenz. Unten: mittleres Signal zur Kontrolle des Füllpatterns.

Bei der in Abbildung 6.2.1 gezeigten Messung beträgt die Samplingrate 10 GS/s, so dass bei einer Antwortzeit von ca. 165 ps durchschnittlich ein Messpunkt auf den Peak fällt. Das weitere Herabsetzen der Datenrate würde somit eine Messung unmöglich machen. Mit der zur Verfügung stehenden Hardware ist es zur Zeit leider nur möglich maximal 1.8 ms bei höchster Samplingrate von 20 GS/s kontinuierlich aufzunehmen. Die Frequenzauflösung ist direkt proportional zur Samplingrate und umgekehrt proportional zur An-

zahl der Datenpunkte. Damit liegt es bei 20 GS/s und 1.8 ms bei ca. 330 Hz.

Ein deutlicher Vorteil der Langzeitmessung mit HEB gegenüber anderen Detektoren ist der breite Empfindlichkeitsbereich und die Möglichkeit einzelne Bunche zu untersuchen. So kann man zum Beispiel die Analyse der Wechselwirkung benachbarter Elektronenpakete bei verschiedenen Konstellationen im Singebunch-Betrieb oder systematische Effekte im Multibunch-Betrieb [41] auf Langzeitskalen untersuchen. Zum Problem der begrenzten Aufnahmedauer gibt es schon einige Lösungsansätze. Man kann beispielsweise eine segmentierte Aufnahme am Oszilloskop durchführen. Dabei werden Segmente, die nur den interessanten Bereich beinhalten, umlaufgetriggert mit einer Abtastrate von 20 GS/s aufgenommen. Jedes Segment erhält eine Startzeitmarke. Auf diese Weise wird die enorme Overheadbandbreite gespart. Man kann mit dieser Methode und vorhandener Hardware leider nur maximal 10000 Segmente aufnehmen und erhält somit eine Frequenzauflösung an ANKA von ca. 270 Hz. Weiterhin könnte man beispielsweise auch Libera Turn-By-Turn Hardware zur Datennahme benutzen, die speziell für Langzeitaufnahmen konzipiert wurde. Darüber hinaus ist es möglich mit einem Pulsstretcher die Pulselänge des HEBs elektronisch zu verbreitern und damit längere Aufnahmedauer erzielen. Dies könnte man jedoch nur im Singlebunch-Betrieb sinnvoll einsetzen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die vorgestellte Analyse für Langzeitaufnahmen der Burstig-Instabilitäten und systematischen Effekte an ANKA durchgeführt. Eine tiefgehende Untersuchung dieser Effekte an ANKA ist für die Zukunft vorgesehen.

6.3 Wechselwirkung benachbarter Elektronenpakete

6.3.1 Beobachtung des Effekts und erste Analysen

Die hohe zeitliche Auflösung des Detektors ermöglicht es, die Strahlungscharakteristik einzelner Bunche im Multibunch-Betrieb zu untersuchen. Versieht man zum Beispiel in Abbildung 6.1.2 die Bunche, die einen Nachbarn im zeitlich gesehen vorderen RF-Bucket mit einem um mindestens 30% abweichendem Stromwert besitzen, mit einem Farbcode, so erkennt man eine deutliche Systematik, wie Abbildung 6.3.1 zeigt. Dabei werden leere RF-Buckets nicht mitberücksichtigt.

Im folgenden wird dieses interessante Verhalten untersucht und es werden Annahmen über die zugrunde liegenden, strahldynamischen Prozesse gemacht. Im Multibunch-Betrieb an ANKA erhält man sehr homogene Füllungen (siehe Abbildung 6.3.2). Das Problem für die Untersuchung von Bunch-Bunch-Wechselwirkungen dabei ist, dass ein Pla-

teau innerhalb eines Zugs entsteht und somit gesuchte Konstellationen (hoher Strom - niedriger Strom bzw. niedriger Strom - hoher Strom) nur jeweils am Anfang und Ende des Zugs vorkommen. Dies schränkt die statistische Signifikanz der Messung ein. Man braucht also stark heterogene Füllungen des Speicherrings. Durch eine Manipulation an einem der Sextupolmagnete wird die Chromatizitätskompensation abgeschwächt und viele Teilchen gehen aufgrund optischer Resonanzen verloren. Auf diese Weise erhält man aus einer homogenen eine stark heterogene Füllung. Der Bereich zwischen 15 mA und 30 mA als Wert für Gesamtstrahlstrom bei 150 kV RF-Spannung erwies sich als am Besten geeignet für die Beobachtung des Effekts. Bei drei Zügen in der Füllung und je ca. 33 Elektronenpaketen pro Zug erhält man den mittleren Stromwert von 0.15 mA bis 0.3 mA. In diesem Fall erhält man ungefähr die gleiche Anzahl an Paketen ober- und unterhalb der Burstingschwelle. Außerhalb dieses Bereichs kann die Messung entweder durch die Sättigung oder zu schwache Intensität beeinträchtigt werden. Allgemein gilt auch, dass die statistische Aussagekraft einer Einzelmessung umso größer ist, je mehr Bunche gefüllt werden.

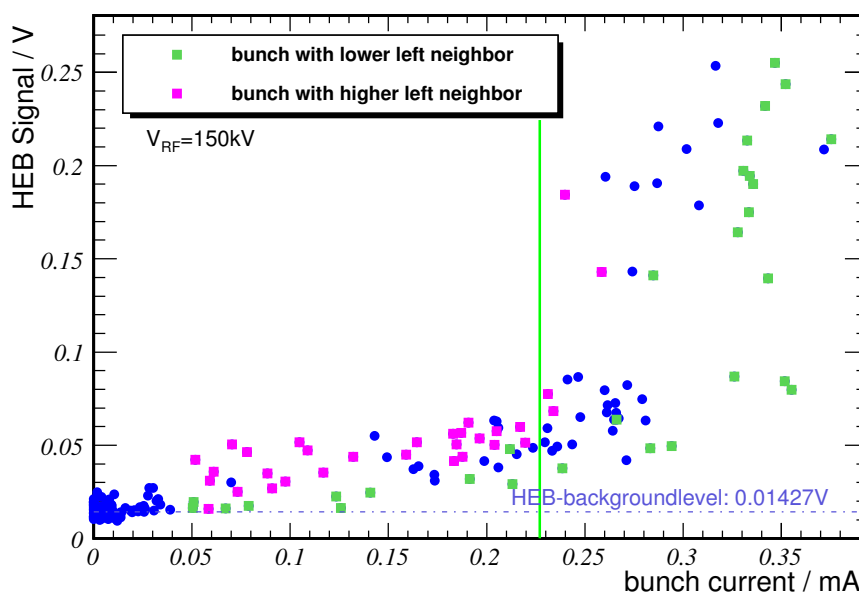


Abbildung 6.3.1: Diese Abbildung stellt die Systematik bei der Abstrahlung der Elektronenpakete in verschiedenen Konstellationen bei der Messung vom 27.11.2008 dar. Man erkennt die systematische Verstärkung der THz-Strahlung eines Pakets, wenn ein vorderer Nachbar einen um 30% höheren Stromwert aufweist. Im Falle eines Vorgängers mit kleinerem Stromwert ist die Abweichung weniger signifikant, hat dennoch einen negativen Trend.

Nachdem die Detektorsystematiken für Sättigung und Untergrundlevel verstanden waren, wurden Messreihen mit gleichen Messbedingungen wie am 27.11.2008 bei der ers-

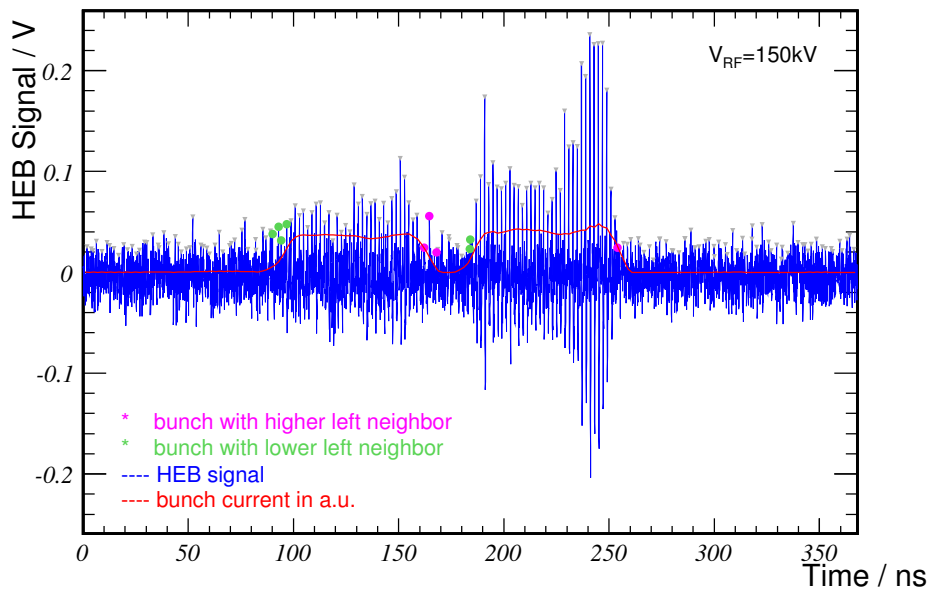


Abbildung 6.3.2: Messung vom 05.02.2009 - man erkennt, dass bei einer gleichmäßigen Füllung (rote Kurve) nur wenige der gesuchten Konstellationen auftreten. Es werden lediglich nur einige Punkte auf den Kanten eines Zuges markiert. Ein solcher Datensatz ist für die Auswertung des gesuchten Effektes wegen mangelnder statistischen Signifikanz nicht geeignet.

ten Beobachtung des Effektes der Wechselwirkung benachbarter Elektronenpakete durchgeführt. Im Rahmen dieser Messung konnten tiefgründigere Untersuchungen des Effektes in einem größeren Parameterfenster durchgeführt werden. Aus den gewonnenen Erfahrungen wurde die Sättigung vermieden und auch eine möglichst heterogene Füllung hergestellt. Man konnte den erwarteten Effekt für unterschiedliche Synchrotronfrequenzen von 7.5 kHz, 8.0 kHz, 8.4 kHz und 9.4 kHz und somit unterschiedlichen Bunchlängen beobachten. Abbildung 6.3.3 zeigt exemplarisch das Messergebnis bei einer RF-Spannung von 150 kV und einem Synchrotrontune von 8.0 kHz. Der Gesamtstrahlstrom betrug dabei 20.5 mA. Man erkennt eine systematische Verstärkung der Strahlungsintensität bei allen Elektronenpaketen, deren vorderer Nachbar einen um mindestens 30% höheren Strom hat. Auch das Auswahlkriterium bei dieser Messung wurde variiert. Die Signifikanz des Effektes ist bei einer Stromdifferenz von 10% am größten. Abbildung 6.3.4 zeigt die Abweichung vom globalen Fit für Bunche, deren vorderer Nachbar entweder einen höheren (rot) oder niedrigeren Stromwert (grün) hat.

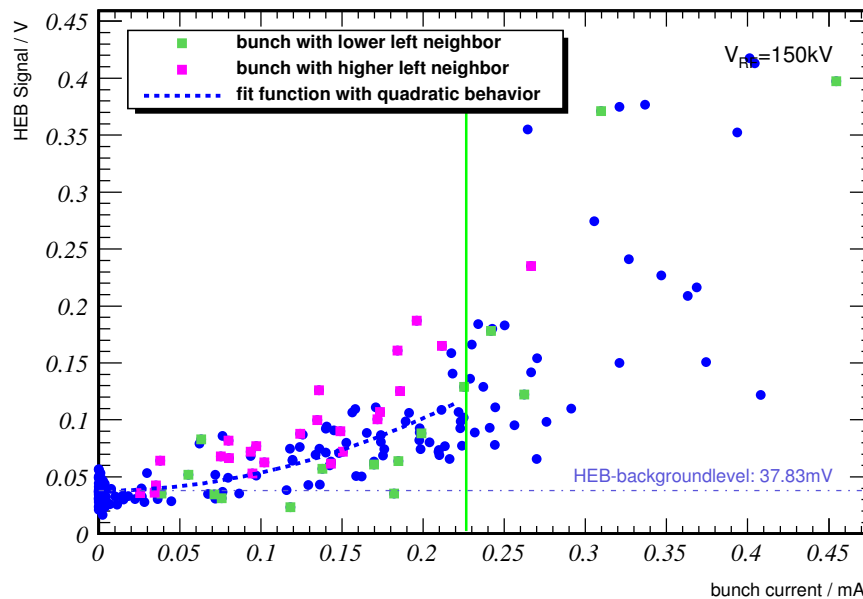


Abbildung 6.3.3: Messung vom 26.09.2009. Es wurde versucht, die Messbedingungen wie bei der ersten Beobachtung des Effektes der Wechselwirkung benachbarter Elektronenpakete am 27.11.2008 zu reproduzieren. Auch hier ist der Effekt klar beobachtbar. Da man nur mit einer geringer Wahrscheinlichkeit identische Ladungsverteilung herstellen kann, ist eine gewisse Abweichung praktisch vorgegeben.

6.3.2 Annahmen über die zugrunde liegende Strahldynamik

Es existieren mehrere Mechanismen, die eine Intensitätsverstärkung bei der kohärenten Strahlung hervorrufen können. Durch eine Deformation des Elektronenpakets (Änderung des Formfaktors nach Gleichung 2.2.1) oder eine Mikrostruktur kann der Anteil von kohärenter Synchrotronstrahlung rapide steigen. Auch eine generelle Verkürzung der Bunchlänge verschiebt das kohärente Spektrum hin zu kürzeren Wellenlängen und verursacht somit eine Intensitätssteigerung am THz-Detektor. Zwei bekannte Beispiele für die zugrunde liegenden Prozesse sind die Bunchdeformation im CSR-Wakefeld oder durch das Resistive-Wall-Wakefeld [45]. Die erwartete Richtung der Wechselwirkung sollte logischerweise rückwärts sein, wodurch das nach vorne gerichtete CSR-Wakefeld als mögliche Ursache ausfällt. Der Abstand zweier aufeinander folgenden Bunche beträgt 2 ns, was etwa 60 cm entspricht. Eine schematische Darstellung des Resistive-Wall-Wakefeldes ist in der Abbildung 6.3.6 zu sehen. Die Form und die Reichweite der Feldlinien ist hier willkürlich gewählt. Die Reichweite von dem Resistive-Wall-Wakefeld ist in der Regel zu gering und es wirkt eher verbreiternd auf ein Elektronenpaket [45]. Es werden aktuell Untersuchungen zur Reichweite der Bunch-Bunch-Wechselwirkung an ANKA durch das

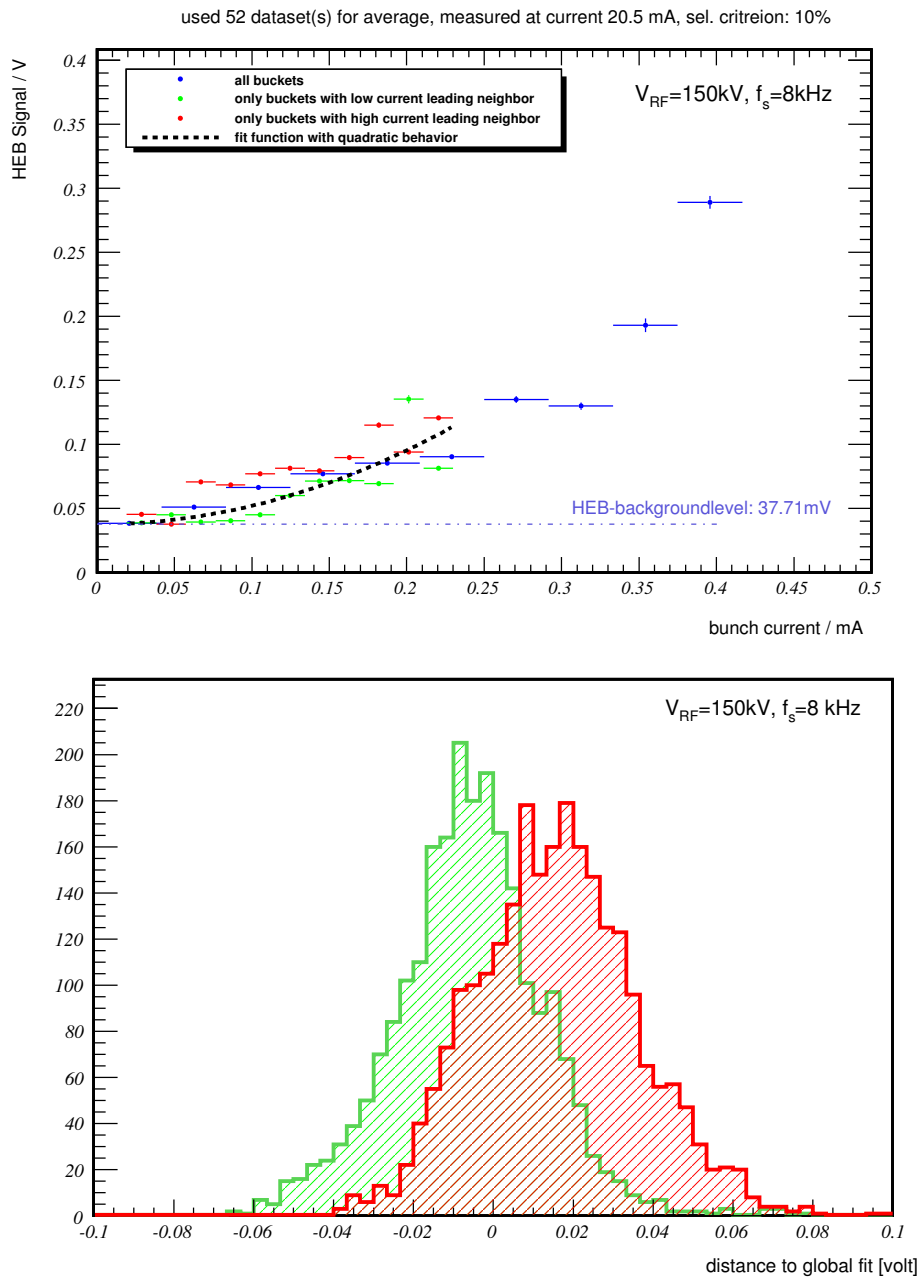


Abbildung 6.3.4: Im oberen Plot ist eine Mittelung über 52 Datensätze für einen konstanten Strahlstrom von 20.5 mA dargestellt. Die blauen Punkte zeigen das gesamte mittlere Signal. Die roten Punkte stellen das mittlere Signal der Bunche, deren Vorgänger eine positive Abweichung von mind. 10% im Stromwert aufweist, dar. Entsprechend zeigen die grünen Punkte den umgekehrten Fall. Die untere Abbildung stellt den Unterschied zum globalen Fit der markierten Bunche, dar. Man erkennt einen signifikanten, positiven Trend bei allen THz-Signalen der Elektronenpakete, deren vorderer Nachbar größeren Stromwert aufweist (rot), gegenüber deren mit dem kleineren Stromwert beim Vorgänger (grün).

Variieren der Paketabstände durchgeführt. Langreichweitige Wechselwirkungen könnten zum Beispiel durch sogenannte „trapped modes“ in resonanten Strukturen vermittelt werden. Das Vorhandensein solcher Moden im ANKA-Speicherring wurden bereits früher beobachtet [46].

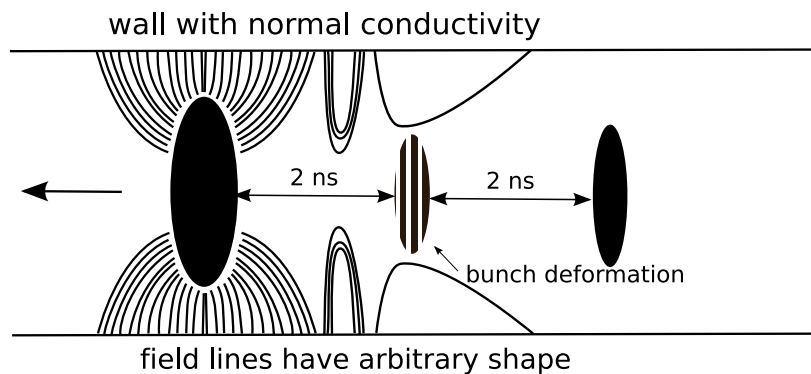


Abbildung 6.3.5: Deformation eines Nachfolgerpakets durch ein Wakefeld des höher geladenen Vorgänger-Elektronenpakets.

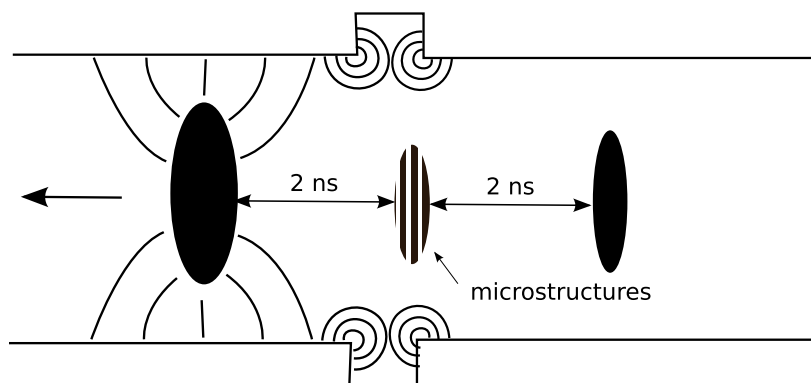


Abbildung 6.3.6: Deformation eines Nachfolgerpakets durch die Aperturänderung der Vakuumkammer.

Die Änderungen der Impedanz durch Aperturänderungen der Vakuumkammer können wie in Abbildung 6.3.6 darstellt ebenso eine Auswirkung auf Bunche zeigen. Die Geometrie der Vakuumkammer definiert die Form der elektromagnetischen Felder, welche wiederum auf den Strahl wirken. Es entsteht eine Rückkopplungsschleife, die sowohl die Betatron- als auch die Synchrotronfrequenz des Speicherrings verschiebt. Die Impedanz $Z(\omega) \in \mathbb{C}$ kann man für eine feste Frequenz als Verhältnis der induzierten Spannung $V(\omega)$ zum Strom $I(\omega)$ definieren. Das Wakefeld W ist nicht anderes als die Fouriertransformation der Impedanz. Die transversale Impedanz verursacht einen Kick auf den Strahl, die longitudinale Impedanz einen Energieverlust [10]. Letzterer führt zu einer Positionsver-

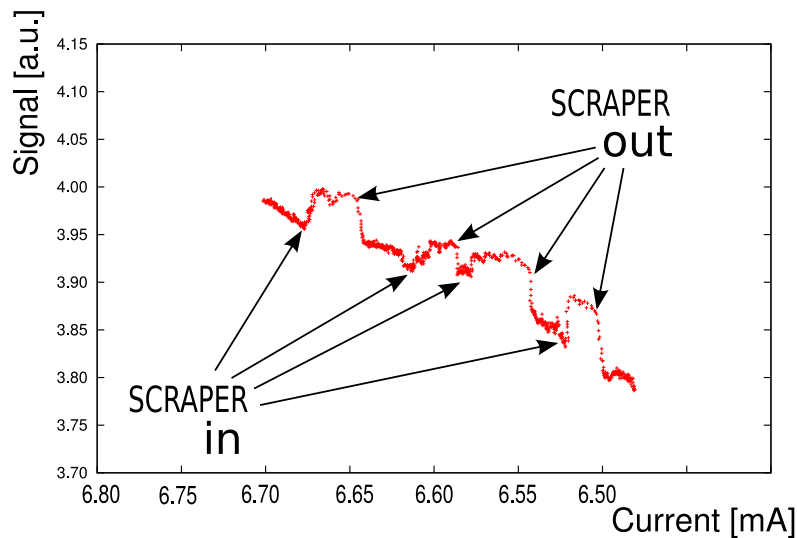


Abbildung 6.3.7: Die mit dem Silizium-Bolometer durchgeführte Messung zeigt jeweils systematisch beim Einführen des Scrapers an ANKA einen Anstieg des kohärenten Signals. Nach dem Zurückfahren sinkt das Signal wieder auf sein früheres Niveau. Zu beachten ist, dass der Strahlstrom exponentiell abfällt und das Signal somit quadratisch mit dem Strom abnimmt.

schiebung gemäß [46]

$$\frac{\Delta x_{co}}{D_x} \approx \frac{\Delta E}{E_0} = \frac{1}{E_0} \kappa_{||} e T_0 \Delta I_{\text{bunch}}. \quad (6.3.1)$$

mit dem sogenannten Loss-Faktor

$$\kappa_{||} \propto \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} d\omega \operatorname{Re}(Z_{||}(\omega)) h(\omega, \sigma_z), \quad (6.3.2)$$

wobei $Z_{||}$ die durch die Geometrie der Vakuumkammer vorgegebene longitudinale Impedanz ist und $h(\omega, \sigma_z)$ die Power-Spektrum-Dichte für einen Bunch der Länge σ_z .

Um zu überprüfen, ob die Auswirkungen einer definierten Impedanzänderung auf die emittierte THz-Strahlung beobachtet werden können, wurden Messungen mit einem Scraper durchgeführt. Der Scraper an ANKA ist ein Kupferstab, das motorisiert von oben oder von unten in die Nähe des Strahls gebracht werden kann und somit eine Änderung der auf den Strahl wirkenden Impedanz bewirkt. Wie Abbildung 6.3.7 zeigt, konnten deutliche Veränderungen des Detektorsignals in Abhängigkeit von der Scraperposition mit dem Silizium-Bolometer beobachtet werden. Auch in diesem Fall müssen noch umfangreichere Studien zur quantitativen Untersuchung des Effektes durchgeführt werden. Es konnte aber bereits gezeigt werden, dass Impedanzänderungen definitiv einen Einfluss auf die

Intensität der kohärenten Strahlung haben. Da es offensichtlich einen Einfluss der Impedanz auf THz-Strahlung gibt, müsste beim Vorhandensein langreichweitiger Wakefelder eine lineare Abhängigkeit von Strom des erzeugenden Elektronenpakets bestehen. Trägt man in den HEB-Multibunch-Datensätzen den Abstand des HEB-Signals zum globalen Fit gegen die Stromdifferenz der beiden betrachteten Nachbarpakete auf (siehe Abbildung 6.3.8), so erkennt man deutlich einen linearen Zusammenhang - ein weiteres Indiz für Einfluss von Impedanzeffekten.

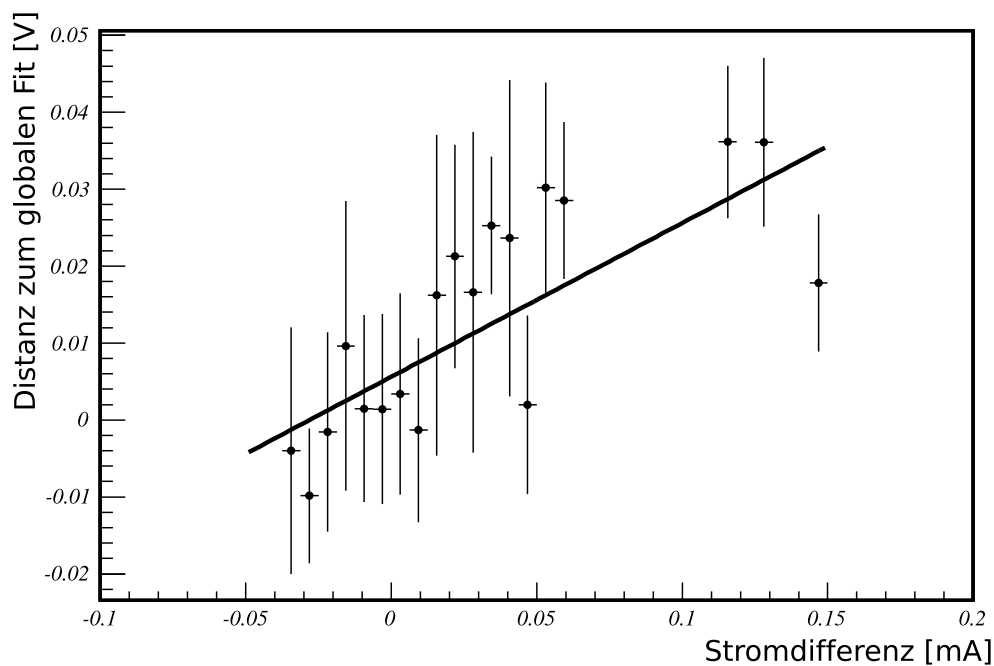


Abbildung 6.3.8: Auftragung der Signaldifferenz des Nachfolgerbunchs im Vergleich zum Globalfit in Abhängigkeit von der absoluten Stromdifferenz der beiden Nachbarbunche. Für negative Werte der Stromdifferenz ist der Vorgängerstrom niedriger und für positive Werte höher als Nachfolgerstrom. Die Fehlerbalken repräsentieren die Streuung der Einzelmessung. Der lineare Zusammenhang, hier durch die angelegte Ausgleichsgerade angedeutet, ist ein klares Indiz für Impedanzeinflüsse.

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden die Eigenschaften der am ANKA-Speicherring im sogenannten Low-Alpha-Betrieb erzeugten kohärenten THz-Synchrotronstrahlung mit einem speziell für Synchrotronanwendungen entwickelten Hot Electron Bolometer (HEB, schneller THz-Detektor) untersucht.

In Rahmen dieser Studien wurden sowohl die Detektor- als auch die Strahlrohrsystematiken des ANKA-IR1 genau parameterisiert. Ein wichtiger Bestandteil der Arbeit bestand in der Bestimmung des dynamischen Bereichs eines solchens HEBs für Beschleunigeranwendungen. Dazu wurde das Langzeitverhalten des Untergrunds und das Sättigungsverhalten für hohe eingestrahlte Leistungen untersucht. Weiterhin wurden in diesem Zusammenhang Messungen der speziellen Polarisation der kohärenten Kantenstrahlung benutzt, um die Polarisationscharakteristik des HEBs zu analysieren und mit Referenz-Siliziumbolometern zu vergleichen.

Eine wesentliche Eigenschaft der Erzeugung von kohärenter THz-Strahlung in einem Speicherring ist das Vorhandensein eines Schwellenwertes für Strahlstrom, oberhalb dessen die Emission der Strahlung nicht mehr konstant ist, sondern in Ausbrüchen, den sogenannten "Bursts" erfolgt. In dieser Arbeit wird eine Methode vorgestellt, diese Schwelle mit dem HEB in nur einer einzigen Messung einer heterogenen Füllung im Multibunch-Betrieb mit vielen Elektronenpaketen zu realisieren. Das stellt eine deutliche Verkürzung des üblichen zeitaufwändigen Verfahrens dar, in dem jeweils das THz-Signal als Funktion des abfallenden Strahlstroms betrachtet wird. Es wurde eine gute Übereinstimmung der ermittelten Schwellen sowohl mit früheren Messungen als auch mit Vorhersagen der Theorie gefunden. Spezielle Auswertelgorithmen, die Rahmen der vorliegenden Arbeit entwickelt wurden, erlauben überdies die Langzeitmessung der Dynamik der Bursts, ein bislang nur zum Teil verstandenes Feld.

Der HEB-Detektor erlaubt aufgrund seiner extrem hohen Zeitauflösung von nur 165 ps die Beobachtung der THz-Signale individueller Elektronenpakete in einer Multi-Bunch-Umgebung. Das eröffnet ein enormes Potential für die Untersuchung beschleunigerphysikalischer Effekte. So konnte im Rahmen dieser Arbeit nachgewiesen werden, dass benachbarte Elektronenpakete einen Einfluss auf das Emissionsverhalten der THz-Strahlung

haben. Um zu überprüfen inwieweit generische Impedanzen einen Einfluss haben, wie in neueren theoretischen Untersuchungen vermutet wird, wurden ausserdem Studien mit einer bekannten Impedanz, einem Scraper, durchgeführt. Auch hier war der Einfluss des Scraper-Wakefeldes klar sichtbar. Der Nachweis einer Abhängigkeit des THz-Signals vom Strom des Vorgängerbunches stellt die erste direkte Beobachtung dieses Effektes dar und ist ausserdem ein weiteres Indiz für das Vorhandensein langreichweitiger Wakefelder.

Für die Zukunft sind weiterführende Untersuchungen der in dieser Arbeit gefundenen Zusammenhänge und Effekte geplant. Ein gutes Verständnis und ein gezielter Einsatz der verschiedenen Einflüsse auf die Emission der kohärenten THz-Strahlung kann zukünftig dazu beitragen, die Strahlungscharakteristiken für Nutzerexperimente weiter zu optimieren und einen zuverlässigen Low-Alpha-Betrieb zu gewährleisten.

Anhang A

Wichtige Maschinenparameter für ANKA im Normalbetrieb

Energie	E	2.5 GeV
Ablenkmagnetfeld	B_{Dipol}	1.5 T
Ablenkradius	R	5.559 m
Ringumfang	L	110.4 m
Umlaufzeit	T	368 ns
Umlauffrequenz	f_{rev}	2.714 MHz
RF-Frequenz	f_{RF}	500 MHz
Harmonische Zahl	h	184
Lorenzfaktor	γ	2544
Kritische Frequenz	ω_c	$1.35 \cdot 10^{18}$ Hz

Anhang B

Transformationsmatrizen der Magnetoptik

Wenn die Initialverteilung der Teilchen im Bunch bekannt ist, so lässt sich mithilfe eines einfachen Matrixformalismus die Verteilung am Ende eines Systems, bestehend aus verschiedenen Magneten und Driftstrecken, angeben. Wenn man ein Teilchen nur in einer Ebene beispielsweise (x, x') betrachtet, so transformiert man die Initialkoordinaten

$$\vec{X}_0 = \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \end{pmatrix} \quad (\text{B.0.1})$$

durch ein System beschrieben mit $M = M_1 \cdot M_2 \dots M_n$, wobei $M_1, M_2, \text{etc.}$ die Transformationsmatrizen verschiedener Komponenten sind, wie folgt

$$\vec{X}_{s1} = \begin{pmatrix} x_s \\ x'_s \end{pmatrix} = M \cdot \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \end{pmatrix}. \quad (\text{B.0.2})$$

Wobei x_s und x'_s die Koordinaten des Teilchen nach dem System M sind.

Die wichtigsten Transformationsmatrizen für Teilchen ohne Impulsabweichung sind [5]:

- Driftstrecke

$$M_{\text{Drift}} = \begin{bmatrix} 1 & s \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (\text{B.0.3})$$

- Dipolmagnet

$$M_{\text{Dipol}} = \begin{bmatrix} \cos \frac{s}{R} & R \sin \frac{s}{R} \\ -\frac{1}{R} \sin \frac{s}{R} & \cos \frac{s}{R} \end{bmatrix} \quad (\text{B.0.4})$$

- fokussierender Quadrupolmagnet

$$M_{\text{fokuss.}} = \begin{bmatrix} \cosh \Omega & \frac{1}{\sqrt{|k|}} \sinh \Omega \\ -\sqrt{|k|} \sinh \Omega & \cosh \Omega \end{bmatrix} \quad (\text{B.0.5})$$

mit $\Omega = \sqrt{|k|}s$, wobei $k < 0$ ist die Quadrupolstärke.

- defokussierender Quadrupolmagnet

$$M_{\text{defokuss.}} = \begin{bmatrix} \cosh \Omega & \frac{1}{\sqrt{k}} \sinh \Omega \\ \sqrt{k} \sinh \Omega & \cosh \Omega \end{bmatrix} \quad (\text{B.0.6})$$

mit $k > 0$.

Der angegebene Matrixformalismus ist natürlich komplexer, wenn beide Ebenen gleichzeitig und auch die Effekte wie Dispersion oder Kantenfokussierung mitberücksichtigt werden. In diesem Fall werden die Koordinaten eines Teilchens als sechsdimensionaler Vektor dargestellt [5]:

$$\vec{X}_0 = \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \\ y_0 \\ y'_0 \\ z_0 \\ \Delta p/p \end{pmatrix}. \quad (\text{B.0.7})$$

Es werden entsprechend 6x6-Matrizen zur Transformation verwendet.

Anhang C

Transportmatrizen der Quasioptik

- Driftstrecke

$$M_{drift} = \begin{bmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (\text{C.0.1})$$

- dielektrische Platte

$$M_{driftn_2} = \begin{bmatrix} 1 & \frac{Ln_1}{n_2} \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (\text{C.0.2})$$

- dünne Linse mit Brennweite f

$$M_{lens} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{bmatrix} \quad (\text{C.0.3})$$

- sphärischer Spiegel mit Radius R

$$M_{spher.} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{R} & 1 \end{bmatrix} \quad (\text{C.0.4})$$

- elliptischer Spiegel

$$M_{ellip.} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{d_1} - \frac{1}{d_2} & 1 \end{bmatrix} \quad (\text{C.0.5})$$

mit d_1 und d_2 als Abstand der Brennpunkte zur Sektion der Ellipse

- dicke Linse

$$M_{thicklens} = \begin{bmatrix} 1 + \frac{(n_2-n_1)d}{n_2R_1} & \frac{n_1d}{n_2} \\ -\frac{1}{f} - \frac{(n_2-n_1)^2d}{n_1n_2R_1R_2} & 1 + \frac{(n_1-n_2)d}{n_2R_2} \end{bmatrix} \quad (\text{C.0.6})$$

mit n_1 als Brechungsindex der Umgebung, n_1 Linsenmaterial, d als Dicke der Linse.

Quelle: [1]

Anhang D

IR1 Trace - Quasioptische Transformation

In diesem Abschnitt wird eine idealisierte Rechnung für die IR1-Beamline durchgeführt. Diese Rechnung gilt für 0.8THz und bedient sich einigen Vernachlässigungen. Als Messanordnung wird die Konstellation mit nur einer Strahltaile außerhalb des IR1-Diagnostikports (siehe Abbildung 3.2.3)

1. Sei der Gauss-Strahl in der Grundmode und es gelte die Paraxialnäherung.
2. Alle Aperturen werden als rund angenommen.
3. Die Eingansbeamtillengröße w_0 wird auf 0.5mm gesetzt.
4. Die Abstände zwischen den optischen Elementen stammen aus dem vereinfachten Beamline-Layout Abbildung 3.2.2.

Spiegel1 Matrix "M2"	$z_0 = 0$	$\begin{vmatrix} 1 & 0,000 \\ -0,857 & 1 \end{vmatrix}$
d_{in}	3,500	m
Beamwaist w_0	0,0005	m
Frequenz	0,8	THZ
Wellenlänge	0,000375	m
konf. Länge z_c	0,0021	m
Krümmungsradius R bei z_{end}	3,50000	m
Beamradius w beim Spiegel "M2"	0,8350	m
w_{out}	0,0002501	m
d_{out}	1,7507496	m
$z_{c_{out}}$	0,0005244	m

Matrix für M3-OAP System=(OAP*L*M3)	$z_0 = 0$			
				$\begin{vmatrix} -1,73 & 3,188 \\ 12,779 & -24,1 \end{vmatrix}$
E.F.L. OAP	0,1270	m		
f_{M3}	1,167	m		
Abstand M3-OAP	3,19	m		
d_in	1,749250	m		
Beamwaist w_0	0,000250	m		
Frequenz	0,8	THZ		
Wellenlänge	0,000375	m		
konf. Länge z_c	0,00052	m		
Krümmungsradius R bei „M3“	1,74925	m		
Beamradius w beim Spiegel “M3”	0,8343	m		
w_{out}	0,000143	m		
d_{out}	0,09076	m		
$z_{c_{out}}$	0,00017158	m		
Zur vollständigen Waistausnutzung ist ein Anpassung nötig: hier Verschiebung vom HEB				
HEB Taille:	0,0012	m	m	
Abstand w_{out} – HEB Taille	0,00140	m		

Anhang E

Algorithmus - Alignment

In der Ausgangsposition hat man zwei Felder mit je 184 Elementen, das erste Feld HEB[184] enthält die Werte für das THz-Signal und das zweite LIBERA[184] die Werte für die Stromverteilung. Die Zahl 184 entspricht der Anzahl der Buckets an ANKA. Das Problem ist, dass die Elemente der Felder zwar im Zusammenhang stehen, dennoch aber eine Verschiebung einander gegenüber haben können. Es gilt mithilfe eines Algorithmus durch die Rotation eines der Felder die beste Anpassung zu finden. Hier ist die Beschreibung des Algorithmus:

1: Bilde Checksumme

```
checksum=0.0;
for(i=0; i<184; i++){
    checksum+=sqr(HEB[i]-LIBERA[i]*LIBERA[i]);
    //Die Intensitaet des Signals ist proportional
    // zum Quadrat des Stroms
}
```

2: Schreibe Wert von Checksumme in das dritte Feld checksum_[184]

```
checksum_[step++]=checksum;
```

3: Prüfe, ob stop==184, wenn ja gehe zu 5)

4: Rotiere das Feld LIBERA um 1 und gehe zu 1).

5: Suche das kleinste Element im Feld checksum_[184] und notiere index.

6: Rotiere das Feld Libera um index.

Die gespeicherte Daten in den Feldern sind nun passgenau.

Literaturverzeichnis

- [1] KÄMPFER, Niklaus ; MURK, Axel: *Vorlesung THz-Optik*. http://www.iapmw.unibe.ch/teaching/vorlesungen/Microwavephysics_08/.
Version: 2008
 - [2] ANKA, Karlsruhe: *ANKA annual report*. Kaiserstraße 12, 76131 Karlsruhe: Karlsruher Institut für Technologie, 2003-2008
 - [3] ANKA, Karlsruhe: *ANKA instrumentation book*. Kaiserstraße 12, 76131 Karlsruhe: Karlsruher Institut für Technologie, 2009
 - [4] MUELLER, A.-S. ; BAUMBACH, T. ; CASALBUONI, S. ; GASHAROVA, B. ; HAGELSTEIN, M. ; HUTTEL, E. ; MATHIS, Y.-L. ; MOSS, D. A. ; PLECH, A. ; ROSSMANN, R. ; BRÜNDERMANN, E. ; HAVENITH, M. ; HILLENBRAND, S. ; SONNAD, K. G.: TBONE: ULTRA-FAST HIGH-POWER COHERENT THz TO MIT-IR RADIATION FACILITY. In: *Proceedings of 2009 Particle Accelerator Conference*, 2009
 - [5] WILLE, K.: *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*. B. G. Teubner Stuttgart, 1992
 - [6] HOFMANN, A. ; FITTERER, M. ; KLEIN, M. ; MARSCHING, S. ; SONNAD, K. G. ; WEIS, T. ; HUTTEL, E. ; MUELLER, A.-S. ; WEIGEL, R. ; BLOKESCH, G. ; PIEL, G.: A SINGLE BUNCH ELECTRON GUN FOR THE ANKA INJECTOR. In: *Proceedings of 2009 Particle Accelerator Conference*, 2009
 - [7] LILJE, L.: HIGH-GRADIENT SUPERCONDUCTING RADIOFREQUENCY CAVITIES FOR PARTICLE ACCELERATION. In: *Proceedings of 2008 European Particle Accelerator Conference*, 2006
 - [8] DÖBERT, S.: STATUS AND FUTURE PROSPECTS OF CLIC. In: *Proceedings of LINAC08*, 2008
-

-
- [9] ECKLUND, Stanley D.: THE STATUS OF SLC. In: *IEEE Transaction on Nuclear Science* NS-32 (1985), Nr. 5. <http://www2.slac.stanford.edu/vvc/experiments/slc.html>
- [10] MUELLER, A.-S.: *Physik der Teilchenbeschleuniger*. 2008. – Vorlesungsfolien “Physik der Teilchenbeschleuniger”
- [11] XOP (*X-ray Oriented Programs*). <http://www.esrf.eu/UsersAndScience/Experiments/TBS/SciSoft/xop2.3/>
- [12] TALMAN, Richard: *Accelerator X-Ray Sources*. Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2006
- [13] JACKSON, J. D.: *Classical Electrodynamics*. 2nd edition. John Wiley & Sons, Inc., 1975
- [14] HUTTEL, E. ; KALEFA, A. B. ; BIRKEL, I. ; A.-S. MUELLER, P. W. ; PÉREZ, F. ; PONT, M. ; GIOVANNONZI, M.: OPERATION WITH A LOW EMITTANCE OPTICS AT ANKA. In: *Proceedings of 2005 Particle Accelerator Conference, 2005*
- [15] TEREBILO, A.: *Accelerator toolbox for matlab*. <http://www-ssrl.slac.stanford.edu/at/>. Version: 2001
- [16] SCHMIDT, Frank: *MAD-X Home Page*. <http://mad.web.cern.ch/mad/>. Version: 2005
- [17] MUELLER, A.-S. ; BIRKEL, I. ; GASHAROVA, B. ; HUTTEL, E. ; KUBAT, R. ; MATHIS, Y.-L. ; MOSS, D. A. ; MEXNER, W. ; ROSSMANITH, R. ; WUENSCH, M. ; WESOLOWSKI, P. ; PÉREZ, F. ; PONT, M. ; HIRSCHMUGL, C. J.: Far Infrared Coherent Synchrotron Edge Radiation at ANKA. In: *Proceedings of 2005 Particle Accelerator Conference, 2005*
- [18] KARANTZOULIS, E. ; PENCO, G. ; PERRUCCHI, A. ; LUPI, S.: Coherent THz Radiation at ELETTRA. In: *Proceedings of EPAC08, 2008*
- [19] GELONI, Gianluca ; KOCHARYAN, Vitali ; SALDIN, Evgeni ; SCHNEIDMILLER, Evgeni ; YURKOV, Mikhail: *Theory of Edge Radiation*. DESY, 2008
- [20] MATHIS, Yves-Laurent ; MÜLLER, Anke-Susanne ; GASHAROVA, Bilana ; MOSS, David: Coherent Synchrotron Edge Radiation and Applications at ANKA / ISS Institute for Synchrotron Radiation. Version: September 2007. <http://www.uvsor.ims.ac.jp/WIRMS2007/UVSORWsonCSR/presentation/Mathis.pdf>. 2007. – Forschungsbericht
- [21] SMITH, Jones ; SMITH, Chasmar: *The detection and measurement of infra-red radiation*. 2nd edition. Oxford : at the Clarendon Press, 1968
-

- [22] GILDEMEISTER, Jan-Mathias: *Voltage-Biased Superconducting Bolometers for Infrared and mm-Waves*, Universität Heidelberg, Diss., 1995
- [23] BEDORF, Sven H.: *Development of Ultrathin Niobium Nitride and Niobium Titanium Nitride Films for THz Hot-Electron Bolometers*, Universität zu Köln, Diss., 2005
- [24] LESURF, J.C.G.: *Millimetre-wave optics, devices and systems*. England, New York : Bistol, 1990. – ISBN 0852741294
- [25] SEMENOV, A. D. ; HÜBERS, H.-W. ; IL'IN, K. S. ; SIEGEL, M. ; JUDIN, V. ; MUELLER, A.-S.: Monitoring Coherent THz-Synchrotron Radiation with Superconducting NbN Hot-Electron Detector. In: *Journal of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves* (2009). <http://www.irmmw-thz2009.org/>
- [26] *Kapitel A Superconducting Bolometer Antenna-Coupled to Terahertz Waves*. In: CIBELLA, S. u. a.: *Journal of Low Temperature Physics*. Bd. 154. Springer Netherlands, 2008
- [27] 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)
- [28] 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
- [29] HECHT, E.: *Optik*. 3. Auflage. München : Oldenburg Wissenschaftsverlag GmbH, 1998
- [30] RICHTER, Heiko H.: *Entwicklung von Hot Electron Bolometer Mischern fuer Terahertz Heterodynempfaenger*, Technische Universitaet Berlin, Diss., 2005
- [31] 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
- [32] POUCKI, V. ; LEMUT, P. ; OBLAK, M. ; KARCNIK, T.: COMBATING MULTI-BUNCH INSTABILITIES WITH THE LIBERA BUNCH-BY-BUNCH UNIT. In: *Proceedings of 2008 European Particle Accelerator Conference*, 2008
- [33] SEMENOV, A.: *Rücksprache*. 2009
- [34] RIEGER, P. ; MATHIS, Y.-L.: *Strahlintensität der IR 1 Beamline an M1 (300µm) AG* Y.-L. Mathis, April 2009
-

-
- [35] WIEDEMANN, Helmut: *Particle Accelerator Physics*. 3rd edition. Berlin, Heidelberg : Springer Verlag, 2007
- [36] BAGROV, V. G. ; MOISEEV, M. B. ; NIKITIN, M. M. ; FEDOSOV, N. I.: Charged particle radiation in magnetic systems. In: *Nuclear Instruments and Methods* 195 (1982), S. 569–576
- [37] SMOLYAKOV, Nikolay ; YOSHIDA, Hiroaki ; HIRAYA, Atsunari: Edge radiation and its potential to electron beam diagnostics at HiSOR. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* (2000), Nr. 448, S. 73–75
- [38] NAZMOV, V. ; REZNIKOVA, E. ; MATHIS, Y.-L. ; MATHUNI, J. ; MUELLER, A.-S. ; RUDYCH, P. ; LAST, A. ; SAILE, V.: Bandpass filters made by LIGA for the THz region: Manufacturing and testing. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* (2009), Nr. 603, S. 150–152
- [39] KLEIN, M. ; BÜCKLE, T. ; FITTERER, M. ; HOFMANN, A. ; SONNAD, K. G. ; BIRKEL, I. ; HUTTEL, E. ; MATHIS, Y.-L. ; MUELLER, A.-S.: Studies of bunch distortion and bursting threshold in the generation of coherent THz-radiation at the ANKA storage ring. In: *Proceedings of 2009 Particle Accelerator Conference*, 2009
- [40] VENTURINI, M. ; WARNOCK, R.: Bursts of Coherent Synchrotron Radiation in Electron Storage Rings: a Dynamical Model. In: *Physical Review Letters* 89 (2002), Nr. 224802
- [41] MUELLER, A.-S. ; BIRKEL, I. ; HUTTEL, E. ; SMALE, N. ; HÜBERS, H.-W. ; SEMENOV, A. ; FEIKES, J. ; v. HARTROTT, M. ; WÜSTEFELD, G. ; KLEIN, R. ; MÜLLER, R. ; ULM, G. ; BRÜNDERMANN, E. ; BÜCKLE, T. ; FITTERER, M. ; HILLENBRAND, S. ; HILLER, N. ; HOFMANN, A. ; JUDIN, V. ; KLEIN, M. ; SONNAD, K. G.: OBSERVATION OF COHERENT THZ RADIATION FROM THE ANKA AND MLS STORAGE RINGS WITH A HOT ELECTRON BOLOMETER. In: *Proceedings of 2009 Particle Accelerator Conference*, 2009
- [42] NI LabVIEW. <http://www.ni.com/labview/d/>. Version: 2009
- [43] NI 622x Specifications. <http://www.ni.com/pdf/manuals/371290g.pdf>. Version: 2007
- [44] KUSKE, P.: INVESTIGATION OF THE TEMPORAL STRUCTURE OF CSR-BURSTS AT BESSY II. In: *Proceedings of 2009 Particle Accelerator Conference*, 2009
- [45] KLEIN, M.: *Untersuchung der Stupakov-Schwelle zur Erzeugung stabiler kohärenter Synchrotronstrahlung*. 2008. – Diplomarbeit
-

-
- [46] MUELLER, A.-S. ; BIRKEL, I. ; HUTTEL, E. ; PÉREZ, F. ; PONT, M. ; ZIMMERMANN, F.: INVESTIGATION OF SCRAPER INDUCED WAKEFIELDS AT ANKA. In: *Proceedings of 2004 European Particle Accelerator Conference, 2004*
-

Danksagung

Ich möchte an dieser Stelle Herrn Prof. Tilo Baumbach und Herrn Prof. Günter Quast dafür danken, dass sie die Möglichkeit und auch einen Rahmen für die Bearbeitung dieses sehr interessanten Themas geschaffen haben.

Ein ganz herzliches Dankeschön geht an meine Gruppenleiterin und Betreuerin Frau Anka-Susanne Müller, die trotz vielfältiger Aufgabenbereiche immer wieder Zeit für Diskussionen, Experimente, Auswertungen und einfach einen guten Rat gefunden hat. Vielen Dank für Ihre freundliche und konstruktive Art der Betreuung.

Sehr ausschlaggebend für das Gelingen dieser Diplomarbeit war das angenehme Arbeitsklima in der THz-Gruppe. Dafür möchte ich mich sehr bei allen Mitgliedern der Gruppe herzlich bedanken. Ich möchte einen besonderen Dank ausdrücken an Nicole Hiller und Steffen Hillenbrand für viele Tipps und das Korrekturlesen dieser Arbeit, an Marit Klein und André Hofmann für die freundliche Unterstützung bei den Experimenten, an Erhard Huttel und Sebastian Marsching für die Maschinenbetreuung während der Messtagen und besonders während der Messnächten und an Kiran Sonnad für Diskussionen zur Strahldynamik. Auch bei meinen LAS-Kollegen möchte ich mich sehr für das nette Arbeitsklima im 6. OG des Chemie-Hochhauses und nette Tipps bedanken. Herzlichen Dank an Yves-Laurent Mathis für die freundliche Bereitstellung der IR1 Beamline, an Michael Süpfle und Johannes Steinmann für experimentelle Betreuung und stets freundliche und hilfsbereite Art. Ebenfalls besten Dank an alle technische Mitarbeiter, die an den HEB-Messungen direkt oder indirekt mitgewirkt haben.

Weiterhin geht mein Dank an Herrn Prof. Alexey Semenov für die detektorspezifische Betreuung, an Nigel Smale und Ralf Weigel für die Unterstützung im elektrotechnischen Bereich, an Anton Plech für die freundliche Leihgabe diverser Kleinigkeiten, an Pedro Fernandes Tavares für seinen Ideenreichtum sowohl im theoretischen als auch experimentellen Bereich, an Herrn Prof. Niklaus Kämpfer für die Tipps zur Quasioptik, an Peter Rieger für die SRW-Berechnungen, die hier vorgestellt wurden und an Martin Punke und Thomas Woggon für die bequeme Latex-Vorlage.

Ein sehr großes Dankeschön an Viktor Guschin und einen sehr netten Korrekturleser dieser Arbeit Paul Vincze für die Freundschaft und Unterstützung während meines Studiums, an meine Familie, die mich stets mit Wort und Tat unterstützte und an Nelli, die mir in schweren Zeiten zur Seite stand und den nicht immer einfachen Alltag mit mir trotz ihres eigenen anstrengenden Studiums gut gemeistert hat. Halleluja, das Kapitel „Studium“ ist nun abgeschlossen!
