



Zentrum für Synchrotronstrahlung

# Strahlwechselwirkung eines gepulsten, nichtlinearen in-Vakuum Injektionsmagneten

Helge Rast

Dissertation

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

25. Oktober 2013

**tu** technische universität  
dortmund

1. Gutachter: Prof. Dr. Thomas Weis
2. Gutachter: Prof. Dr. Carsten Westphal

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Grundlagen</b>	<b>5</b>
2.1	Transversale Strahldynamik . . . . .	5
2.1.1	Betatronoszillation . . . . .	5
2.1.2	Transversaler Phasenraum . . . . .	6
2.2	Frequenzspektrum des Elektronenstrahls . . . . .	7
2.2.1	Punktförmiger Elektronenbunch . . . . .	8
2.2.2	Punktförmiger, umlaufender Elektronenbunch . . . . .	9
2.2.3	Ausgedehnter, gaußförmiger, umlaufender Elektronenbunch . . . . .	9
2.2.4	Synchrotronoszillationen . . . . .	10
2.3	Longitudinale Wakefelder . . . . .	12
2.3.1	Wakefunktion . . . . .	13
2.3.2	Wakeimpedanz . . . . .	14
2.3.3	Longitudinaler Lossfaktor . . . . .	15
2.4	Grundlagen der Berechnung des Lossfaktors und der Wakeimpedanz . . . . .	15
2.4.1	Theorie der finiten Integration . . . . .	16
2.4.2	CST Particle Studio . . . . .	19
2.5	Messung des Lossfaktors und der Wakeimpedanz mit der Coaxial Wire Methode . . . . .	20
2.5.1	Bestimmung des Lossfaktors . . . . .	20
2.5.2	Bestimmung der Wakeimpedanz aus den S-Parametern . . . . .	20
2.6	Bestimmung des Lossfaktors aus der Stromabhängigkeit der synchronen Phase . . . . .	22
<b>3</b>	<b>Injektionsschemata</b>	<b>23</b>
3.1	Injektion auf der Strahlachse . . . . .	23
3.2	Injektion und Akkumulation mit einer gepulsten Orbitbeule . . . . .	24
3.2.1	Transferkanal und Septum . . . . .	24
3.2.2	Phasenraum am Injektionspunkt . . . . .	25
3.2.3	Auswirkungen auf die Stabilität des gespeicherten Strahls . . . . .	26
3.3	Injektion und Akkumulation mit einem einzelnen gepulsten Magneten . . . . .	28
3.3.1	Darstellung im normalisierten Phasenraum . . . . .	28

3.3.2	Konzeption für einen gepulsten Injektionsmagneten . . . . .	30
<b>4</b>	<b>Entwicklung eines nichtlinearen Kickermagneten für BESSY II</b>	<b>33</b>
4.1	Der BESSY II Speicherring . . . . .	33
4.2	Design eines gepulsten nichtlinearen Injektionsmagneten . . . . .	35
4.3	Aufbau des nichtlinearen Kickermagneten . . . . .	37
4.3.1	Nichtlinearer Kickermagnet Typ 1 . . . . .	38
4.3.2	Nichtlinearer Kickermagnet Typ 2 . . . . .	39
4.4	Inbetriebnahme der nichtlinearen Kickermagnete . . . . .	40
4.4.1	Nichtlinearer Kickermagnet Typ 1 . . . . .	41
4.4.2	Nichtlinearer Kickermagnet Typ 2 . . . . .	44
<b>5</b>	<b>Numerische Berechnung der Wakeimpedanz</b>	<b>45</b>
5.1	Modellierung, Simulationsparameter und Voruntersuchungen . . . . .	45
5.1.1	Modellierung des Kickermagneten . . . . .	45
5.1.2	Simulationsparameter . . . . .	46
5.1.3	Einfluss des Diskretisierungsgitters auf die Simulation . . . . .	48
5.2	Ergebnisse der numerischen Rechnungen . . . . .	49
5.2.1	Glattes Strahlrohr . . . . .	49
5.2.2	Nichtlinearer Kickermagnet Typ 1 . . . . .	50
5.2.3	Nichtlinearer Kickermagnet Typ 2 . . . . .	62
5.3	Zusammenfassung der Ergebnisse . . . . .	64
<b>6</b>	<b>Messung der Wakeimpedanz und des Lossfaktors</b>	<b>67</b>
6.1	Messung der Wakeimpedanz mit der Coaxial- Wire-Methode . . . . .	67
6.1.1	Aufbau und Durchführung . . . . .	67
6.2	Ergebnisse der Impedanzmessung . . . . .	71
6.2.1	Nichtlinearer Kickermagnet Typ 1 . . . . .	71
6.2.2	Nichtlinearer Kickermagnet Typ 2 . . . . .	74
6.3	Strahlbasierte Bestimmung des longitudinalen Lossfaktors . . . . .	75
6.3.1	Bunchlänge in BESSY II . . . . .	75
6.3.2	Messaufbau . . . . .	75
6.3.3	Auswertung und Ergebnisse . . . . .	77
6.4	Zusammenfassung der Ergebnisse und Vergleich mit den numerischen Rechnungen . . . . .	80
<b>7</b>	<b>Anpassung des Photon Factory Injektionsschemas auf den Delta Speicherring</b>	<b>81</b>
7.1	Der DELTA Speicherring . . . . .	82
7.1.1	Aufbau des Speicherrings . . . . .	82
7.1.2	Accelerator Toolbox Modell der Speicherringoptik . . . . .	83
7.1.3	Konventionelles Injektionsschema . . . . .	83



7.2	Photon Factory Injektionsschema am Delta Speicherring . . . . .	84
7.2.1	Phasenvorschub . . . . .	85
7.2.2	Mögliche Positionen für die Installation des Kickers . . . . .	86
7.3	Simulation des nichtlinearen Injektionsschemas . . . . .	90
7.3.1	Phasenraumanpassung am Injektionspunkt . . . . .	90
7.3.2	Statische Orbitbeule . . . . .	90
7.3.3	Verteilung des Ablenkwinkels . . . . .	91
7.3.4	Mehrfachablenkung durch den Kickermagneten . . . . .	92
7.3.5	Simulationsergebnisse . . . . .	92
7.4	Zusammenfassung der Simulationsergebnisse . . . . .	97
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>99</b>



# 1 Einleitung

Speicherringe stellen die Hauptquelle für Synchrotronstrahlung hoher Brillianz dar. Diese ist inzwischen ein Standardwerkzeug in vielen verschiedenen Bereichen der Wissenschaft. Obwohl Speicherringe nach über 50 Jahren Entwicklung bereits eine ausgereifte Technologie darstellen, existieren dennoch Möglichkeiten zur Steigerung ihrer Leistung. Als eine der wichtigsten Eigenschaften eines „Ultimativen Speicherrings“ beschreiben Robin et al.<sup>1</sup> die Strahlstabilität. Darunter fällt die Stabilität des Orbits, des Strahlstroms (Lebensdauer), der Energie und der Energiebreite [1]. Die Stabilität des Strahlstroms kann durch den sogenannten Top-Up Betrieb erreicht werden, d.h. die häufige Injektion von Elektronen in den Speicherring. Dadurch kann der Strahlstrom auf  $< 10^{-4}$  des Sollstroms stabilisiert werden [2].

An einigen Synchrotronstrahlungsquellen, wie der *Advanced Photon Source* (APS) [3], der *Swiss Light Source* (SLS) [4], *SPring-8* [5] und BESSY II [6] wird der Speicherring bereits im Top-Up Modus betrieben. An weiteren Synchrotronstrahlungsquellen ist ein solcher Modus geplant oder wird untersucht [2]. Zukünftige Synchrotronstrahlungsquellen, wie z.B. *MAX IV* [7], werden bereits in der Planung für einen Top-Up Betrieb ausgelegt. Da im Top-Up Betrieb die Injektion in sehr kurzen Zeitabständen durchgeführt wird, bedeutet dies, dass die Injektion bei laufenden Experimenten erfolgt. Bei dem Standardinjektionsschema wird während der Injektion der gespeicherte Strahl mit Hilfe von mehreren gepulsten Dipolmagneten, sogenannten Kickern, von seiner Bahn in Form einer geschlossenen Beule ausgelenkt. Dies macht einen perfekten Abgleich der Kicker notwendig, da es ansonsten zu Störungen des gespeicherten Strahls kommt, die laufende Experimente negativ beeinflussen. Kann die Stabilität des Orbits während der Injektion nicht gewährleistet werden, müssen die Messdaten der Experimente, von den während der Injektion aufgenommenen Daten, bereinigt werden.

Die Verwendung eines einzelnen gepulsten Multipolmagneten anstelle mehrerer Dipolmagnete ist eine Möglichkeit die Störung des gespeicherten Strahls während der Injektion zu reduzieren [1]. Ein solches Injektionsschema, das nur einen einzelnen gepulsten Multipolmagneten verwendet, konnte erstmals von Harada et al. am *Photon Factory Advanced Ring* erfolgreich demonstriert werden [8]. Die Verwendung eines gepulsten Quadrupolmagneten ermöglicht hierbei die Injektion neuer Teilchen in den Speicherring, ohne dass der gespeicherte Strahl, der durch das feldfreie Zentrum des Magneten geführt wird, gestört

---

<sup>1</sup>Arbeitsgruppe „Ultimate Storage Rings“ des „Department of Energy’s Basic Energy Sciences Workshop on Physics of Future Light Sources“ in Gaithersburg, Maryland am 15.-17. September 2009

wird. Durch den Feldgradienten kommt es aber immer noch zu einer Strahlprofilmodulation des gespeicherten Strahls aufgrund seiner endlichen transversalen Ausdehnung, die zwar durch Verwendung eines gepulsten Sextupolmagneten reduziert werden kann, vgl. Takaki et al. [9], aber nicht gänzlich verschwindet.

Als konsequente Weiterentwicklung haben Kuske et al. [6] die Verwendung eines nichtlinearen Magneten vorgeschlagen. Das Feld dieses Magneten besitzt die Eigenschaft, dass sowohl das Feld, als auch der Gradient im Zentrum des Magneten verschwindet. Es kann aber keinem reinen Multipolmoment zugeordnet werden. Für den Einsatz im BESSY II Speicherring, der vom Helmholtz-Zentrum Berlin betrieben wird, wurde ein Prototyp entworfen, der als in-Vakuum Drahtmagnet ausgelegt wurde um die nötigen Feldstärken zu erzeugen. Im Oktober 2010 konnte der Prototyp in BESSY II erfolgreich getestet werden, vgl. Kuske et al. [10]. Der Magnet ermöglichte eine Injektion mit einer Effizienz von  $\sim 80\%$  mit einer nur sehr geringen Störung des gespeicherten Strahls. Der Magnet erhitze sich während des Strahlbetriebes allerdings stark. Dies machte eine Deinstallation des Magneten notwendig. Es wurde vermutet, dass die Wechselwirkung mit dem Elektronenstrahl für die Erhitzung verantwortlich war.

Thema dieser Arbeit ist die Untersuchung der Wechselwirkung des für BESSY II entworfenen Injektionsmagneten mit dem Elektronenstrahl. Der Hauptschwerpunkt dieser Arbeit liegt in der numerischen und messtechnischen Untersuchung des Lossfaktors, des Wakepotentials und der Wakeimpedanz des nichtlinearen Kickermagneten mit dem Ziel einer Optimierung des Magnetdesigns, so dass ein stabiler Betrieb des Kickers im BESSY II Speicherring ermöglicht wird.

Ein weiterer Schwerpunkt dieser Arbeit ist eine Untersuchung zur Anpassung des Injektionsschemas mit einem einzelnen Kicker an die Gegebenheiten des DELTA Speicherrings, der von der TU Dortmund betrieben wird.

Diese Arbeit gliedert sich im wesentlichen in drei Teile. Im ersten Teil werden die theoretischen Grundlagen für das Verständnis der folgenden Kapitel geschaffen. Kapitel 2 befasst sich dabei mit den theoretischen Grundlagen der transversalen und longitudinalen Strahldynamik, sowie den Grundlagen der numerischen und messtechnischen Erfassung des Lossfaktors, des Wakepotentials und der Wakeimpedanz. In Kapitel 3 wird das Standardinjektionsschema und das alternative von Harada et al. vorgeschlagene Injektionsschema beschrieben, die Unterschiede dargelegt und diskutiert.

Der zweite Teil befasst sich mit der Entwicklung und Untersuchung des für BESSY II entworfenen nichtlinearen Injektionsmagneten. In Kapitel 4 wird zunächst das Design des Prototypen beschrieben und anschließend das Design des Magneten vorgestellt, das auf Basis der Ergebnisse dieser Arbeit optimiert wurde. In Kapitel 5 werden die mit CST Particle Studio [11] durchgeführten numerischen Rechnungen zur Untersuchung der Wechselwirkung des nichtlinearen Kickers mit dem Elektronenstrahl vorgestellt und diskutiert. Die messtechnische Überprüfung der numerischen Ergebnisse wird anschließend

---

in Kapitel 6 dargestellt. Die Messungen wurden dabei im Labor und am BESSY II Speicherring durchgeführt.

Im dritten Teil, der Kapitel 7 umfasst, wird die Möglichkeit untersucht das von Harada et al. vorgeschlagene Injektionsschema in Kombination mit dem BESSY II Kickermagneten im DELTA Speicherring einzusetzen. Dabei werden die optischen Anforderungen, an den DELTA Speicherring und die durchgeführten Simulationen der Injektion mit diesem Schema vorgestellt und diskutiert. Abschließend werden die Ergebnisse dieser Arbeit in Kapitel 8 zusammengefasst.



## 2 Grundlagen

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen für das Verständnis der folgenden Kapitel geschaffen. Es befasst sich dabei mit den theoretischen Grundlagen der transversalen und longitudinalen Strahldynamik, sowie den Grundlagen der numerischen und messtechnischen Erfassung des Lossfaktors, des Wakepotentials und der Wakeimpedanz.

### 2.1 Transversale Strahldynamik

Zunächst soll die transversale Strahldynamik diskutiert werden. Dieser Abschnitt folgt weitestgehend, sofern nicht anders angegeben, der Argumentation von Wille [12]. Die Bewegung der Elektronen in einem Speicherring wird typischerweise in einem Koordinatensystem beschrieben, das sich mit dem Sollteilchen mitbewegt. Das Sollteilchen bewegt sich auf einer Bahn, die genau durch die transversalen Zentren der Magnete führt und besitzt exakt die Energie für die der Speicherring entworfen wurde. In diesem Koordinatensystem wird die transversale Bewegung eines Teilchens ohne Energieabweichung durch die Magnetstruktur des Speicherrings durch

$$x''(s) + \left( \frac{1}{R^2(s)} - k(s) \right) x(s) = 0 \quad (2.1)$$

$$z''(s) + k(s)z(s) = 0 \quad (2.2)$$

beschrieben. Dabei ist  $R(s)$  der Ablenkradius der Dipolmagnete und  $k(s)$  der Gradient der Quadrupolmagnete.

#### 2.1.1 Betatronoszillation

Unter Vernachlässigung der schwach fokussierenden Wirkung der Dipole  $\frac{1}{R(s)} = 0$  erhält man eine Differentialgleichung vom Hill'schen Typ

$$x''(s) + k(s)x(s) = 0 \quad (2.3)$$

und eine analoge Differentialgleichung für die vertikale Ebene. Diese beschreibt die sogenannte Betatronschwingung mit ortsabhängiger Amplitude und Phase. Gleichung (2.3) lässt sich durch Einführung der *Betafunktion*  $\beta(s)$  mit folgendem Ansatz [12] lösen

$$x(s) = \sqrt{\varepsilon} \sqrt{\beta(s)} \cos(\varphi(s) + \varphi_0) \quad (2.4)$$

mit der ortsabhängigen Phase

$$\varphi(s) = \int_0^s \frac{d\sigma}{\beta(\sigma)} \quad (2.5)$$

und der *Emittanz*  $\varepsilon$ . Die Emittanz wird durch die Gleichgewichtsverteilung aller Teilchen des Elektronenstrahls definiert, vgl. z.B. Wille [12]. Befindet sich der Strahl noch nicht im Gleichgewichtszustand, wird die Oszillationsamplitude durch die Courant-Snyder-Invariante  $J$  beschrieben, welche dann in (2.4) die Emittanz  $\varepsilon$  ersetzt. Während ihres Umlaufes im Speicherring geben die Elektronen aufgrund der Kreisbeschleunigung Energie in Form von Synchrotronstrahlung ab. Dadurch ist die Betatronoszillation gedämpft. Die Dämpfung wird Synchrotronstrahlungsdämpfung genannt. Als Arbeitspunkt  $Q$  bezeichnet man die Anzahl an Betatronoszillationen während eines Umlaufes

$$Q = \frac{\varphi(s+L) - \varphi(s)}{2\pi}. \quad (2.6)$$

Bei bestimmten Werten des Arbeitspunktes kann es zu Resonanzerscheinungen kommen, vgl. z.B. Wille [12]. Betrachtet man den Elektronenstrahl als Ganzes, so sind in diesem alle Anfangsphasen  $\varphi_0$  vertreten, d.h. (2.4) wird für den ganzen Strahl unabhängig von der Phase und beschreibt mit

$$E(s) = \sqrt{\varepsilon\beta(s)} \quad (2.7)$$

die Einhüllende oder Enveloppe des Strahls.

### 2.1.2 Transversaler Phasenraum

Anschaulich kann die Trajektorie im Phasenraum dargestellt werden. Dazu wird zunächst noch die Ableitung  $x'(s)$  von (2.4) benötigt

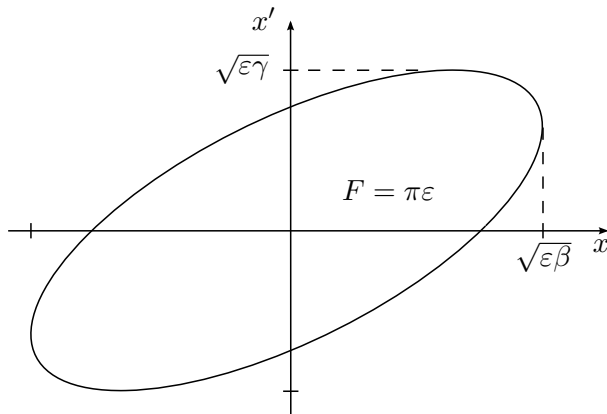
$$x'(s) = -\frac{\sqrt{\varepsilon}}{\beta(s)} (\alpha(s) \cos(\varphi(s) + \varphi_0) + \sin(\varphi(s) + \varphi_0)) \quad (2.8)$$

mit

$$\alpha(s) = -\frac{\beta'(s)}{2}. \quad (2.9)$$

Im transversalen Phasenraum, der von  $x(s)$  und  $x'(s)$  aufgespannt wird, stellt sich die Bahnkurve der Teilchen bei Vernachlässigung der Synchrotronstrahlungsdämpfung als Ellipse dar, siehe Abb. 2.1. Die durch die Ellipse eingeschlossene Fläche  $F$  ist über  $\varepsilon = \frac{F}{\pi}$  verknüpft mit der Emittanz. Durch die Synchrotronstrahlungsdämpfung wird die Oszillationsamplitude immer kleiner. D.h. im Phasenraum wird die Ellipse immer kleiner. Die Trajektorie der Teilchen stellt eine Spiralbahn dar.





**Abbildung 2.1:** Ellipse der Teilchenbewegung im  $x$ - $x'$ -Phasenraum mit  $\gamma(s) = \frac{1+\alpha^2(s)}{\beta(s)}$ .

### 2.1.2.1 Normalisierte Koordinaten

Die Betrachtung der Injektionsschemata in den folgenden Kapiteln vereinfacht sich durch die Einführung von normalisierten Koordinaten. Durch die Koordinatentransformation

$$X(s) = \frac{x(s)}{\sqrt{\beta(s)}} \quad (2.10)$$

$$P(s) = \frac{\alpha(s)x(s) + \beta(s)x'(s)}{\sqrt{\beta(s)}}, \quad (2.11)$$

lässt sich die Betatronschwingung auf den harmonischen Oszillator abbilden, vgl. z.B. Harada [8]. Die Trajektorie des Elektronenstrahls transformiert sich in diesem normalisierten Phasenraum zu einem Kreis, bzw. einer Spirale, wenn man die Synchrotronstrahlungsdämpfung betrachtet.

## 2.2 Frequenzspektrum des Elektronenstrahls

Der elektromagnetischen Anregung durch den frequenzabhängigen Strom  $I(\omega)$  des Elektronenstrahls antwortet die Vakuumkammer des Speicherrings mit der frequenzabhängigen Impedanz  $Z(\omega)$ . Haben beide Anteile im gleichen Frequenzbereich, kann es zu einer starken Kopplung kommen, die zu kollektiven Effekten des gesamten Strahls führen kann. Ein Effekt ist der Energietransfer aus dem Elektronenstrahl auf Teile der Vakuumkammer, der die entsprechenden Komponenten, wie z.B. einen Kickermagneten, stark erhitzen kann. In diesem Kapitel wird zunächst das Spektrum  $I(\omega)$  des Elektronenstrahls untersucht. Anschließend wird die Wechselwirkung des Elektronenstrahls mit seiner Umgebung über Wakefelder diskutiert und die wichtigsten Größen und Definitionen zur Beschreibung von Wakefeldern und Impedanzen eingeführt. Dieser Abschnitt folgt weitestgehend, sofern nicht anders angegeben, der Argumentation von Khan [13].

Bedingt durch das Hochfrequenzfeld der Beschleunigungskavitäten ist der Elektronenstrahl in einem Speicherring nicht kontinuierlich, sondern besteht aus einer Abfolge von Teilchenpaketen, sogenannten Bunchen<sup>1</sup>. Der zeitliche Abstand dieser Bunche entspricht

<sup>1</sup>Bunch *engl.* für Paket, Haufen

der Periodendauer  $t_{\text{rf}} = \frac{1}{f_{\text{rf}}}$  des Hochfrequenzsystems, während die Länge der Bunche nur wenigen Prozent davon entspricht. Die Teilchenverteilung innerhalb der Bunche wird meist in erster Näherung durch eine Gaußverteilung beschrieben. Da die Elektronen im Speicherring umlaufen, ist die Teilchenverteilung im Elektronenstrahl periodisch mit der Umlaufzeit  $T_0$ . Eine Pick-Up-Elektrode im Speicherring detektiert also ein periodisches, gebunchtes, zeitabhängiges Stromsignal  $I(t)$ . Das Strahlspektrum  $I(\omega)$  ist mit  $I(t)$  durch die Fouriertransformation

$$I(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} I(t) \exp(-i\omega t) dt \quad (2.12)$$

$$I(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} I(\omega) \exp(i\omega t) f\omega \quad (2.13)$$

verknüpft [13]. Zum Verständnis des Frequenzspektrums des Elektronenstrahls soll nun zunächst das Spektrum eines einzelnen punktförmigen Elektronenbunches und anschließend darauf aufbauend das Spektrum für realistischere Teilchenverteilungen berechnet werden.

### 2.2.1 Punktförmiger Elektronenbunch

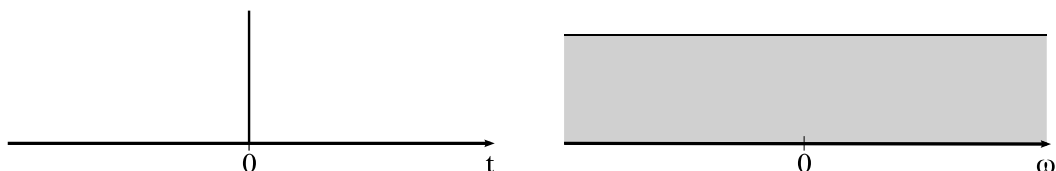
Ein einzelnes punktförmiges Elektron, das ein einziges Mal an einer Pick-Up-Elektrode vorbeifliegt erzeugt in dieser ein Stromsignal, dessen Zeitabhängigkeit durch einen Delta-Puls

$$I(t) = Q_b \delta(t) \quad (2.14)$$

beschrieben wird, wobei  $Q_b$  der Gesamtladung des Elektronenstrahls, also in diesem Fall der Ladung aller Elektronen im Bunch, entspricht. Durch eine Fouriertransformation erhält man das Spektrum

$$I(\omega) = Q_b \quad (2.15)$$

Aufgrund des Delta-Strompulses ist das, in Abb. 2.2 dargestellte, Spektrum einer einzelnen Punktladung konstant und unendlich ausgedehnt.



**Abbildung 2.2:** *links:* Zeitabhängigkeit  $I(t)$  des Stromsignals eines punktförmigen Elektronenbunches. *rechts:* Frequenzspektrum  $I(\omega)$  des Stromsignals.

### 2.2.2 Punktförmiger, umlaufender Elektronenbunch

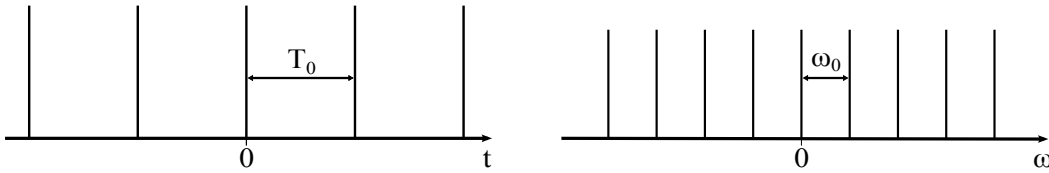
In einem Speicherring führt jedes Elektron allerdings sehr viele Umläufe durch bevor es verloren geht. Die Zeitabhängigkeit des Stromsignals eines Elektronenstrahls, der aus einem einzelnen umlaufenden punktförmigen Bunch besteht, ist durch eine Folge von äquidistanten Delta-Pulsen gegeben

$$I(t) = Q_b \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(t - nT_0) \quad (2.16)$$

wobei  $T_0$  die Umlaufzeit ist. Das Strahlspektrum folgt wieder aus der Fouriertransformation

$$I(\omega) = Q_b \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{-i\omega n T_0} = Q_b \omega_0 \sum_{p=-\infty}^{\infty} \delta(\omega - p\omega_0) \quad (2.17)$$

dabei ist  $\omega_0 = \frac{2\pi}{T_0}$  [13]. Das Strahlspektrum besteht also aus Linien gleicher Höhe im Abstand der Kreisfrequenz  $\omega_0$ , siehe Abb. 2.3. Das HF-Potential der Kavitäten stellt



**Abbildung 2.3:** *links:* Zeitabhängigkeit  $I(t)$  des Stromsignals eines umlaufenden punktförmigen Elektronenbunches. *rechts:* Frequenzspektrum  $I(\omega)$  des Stromsignals.

$h = \frac{T_0}{t_{\text{rf}}}$  Bereiche, sogenannte Buckets, zur Verfügung in denen sich Bunches befinden können. Sind alle Buckets mit Bunches gefüllt, so folgen die Delta-Pulse der Bunches in Gl. (2.16) im Abstand  $t_{\text{rf}}$ . Somit reduziert sich der Abstand der Linien im Spektrum auf  $\omega_{\text{rf}} = \frac{2\pi}{t_{\text{rf}}}$ . Da in einem realen Strahl nie alle Bunches eine exakt gleiche Ladung tragen, ist die Linie bei ganzzahligen Vielfachen von  $\omega_0$  deutlich stärker ausgeprägt, vgl. Abb. 2.4..

### 2.2.3 Ausgedehnter, gaußförmiger, umlaufender Elektronenbunch

In der Regel besteht ein Bunch nicht aus einem einzelnen Elektron, sondern aus sehr vielen. Die Verteilung der Elektronen innerhalb eines Bunches kann näherungsweise durch eine Gaußverteilung beschrieben werden. In diesem Fall sollen die Elektronen nur in einem einzigen Bunch angeordnet sein, der im Speicherring umläuft. Für die Zeitabhängigkeit des Strahlstroms folgt dann

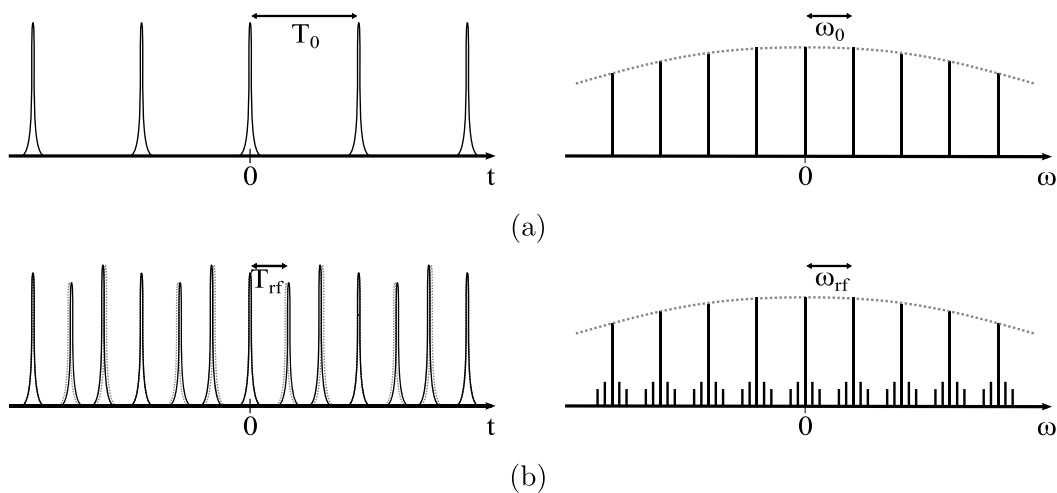
$$I(t) = Q_b \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_t} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \delta(t' - nT_0) \exp\left(-\frac{(t-t')^2}{2\sigma_t^2}\right) dt' \quad (2.18)$$

$$= Q_b \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_t} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{(t-nT_0)^2}{2\sigma_t^2}\right) \quad (2.19)$$

und

$$I(\omega) = Q_b \omega_0 \exp\left(-\frac{\omega^2 \sigma_t^2}{2}\right) \sum_{p=-\infty}^{\infty} \delta(\omega - p\omega_0) \quad (2.20)$$

vgl. [13]. Wie im Falle des punktförmigen umlaufen Elektrons besteht das Strahlspektrum wieder aus Linien im Abstand der Kreisfrequenz  $\omega_0$ , allerdings wird ihre Höhe durch eine einhüllende Gaußfunktion beschrieben, deren Breite von der Länge der Bunche abhängt, siehe Abb. 2.4. Analog verhält es sich, wenn mehrere Buckets mit Bunchen gefüllt sind.



**Abbildung 2.4:** (a) *links:* Zeitabhängigkeit  $I(t)$  des Stromsignals eines umlaufenden gaußförmigen Elektronenbunches. *rechts:* Frequenzspektrum  $I(\omega)$  des Stromsignals. (b) *links:* Zeitabhängigkeit  $I(t)$  des Stromsignals mehrerer gaußförmiger Elektronenbunches. *rechts:* Frequenzspektrum  $I(\omega)$  des Stromsignals.

## 2.2.4 Synchrotronoszillationen

Bis jetzt wurde der Abstand zwischen den Bunchen als äquidistant abgenommen. Durch das Emittieren von Synchrotronstrahlung verlieren die Teilchen der Energie  $E$  die Energie

$$W_s[\text{keV}] = 88,5 \frac{(E[\text{GeV}])^4}{r[\text{m}]} \quad (2.21)$$

während eines Umlaufes in einem Speicherring mit dem Biegeradius  $r$  der Dipole [14, 12]. Um stabil im Speicherring umlaufen zu können muss ihnen durch Durchlaufen der Spannung

$$V_{\text{rf}}(\varphi) = \hat{V} \sin \varphi \quad (2.22)$$

des Hochfrequenzsystems diese Energie wieder zugeführt werden, wobei  $\varphi$  die Phase des Teilchens in Bezug auf das HF-Feld ist. Für ein Teilchen mit der Sollenergie des Spei-

cherrings gleicht der Durchlauf des HF-Feldes grade den Energieverlust durch Synchrotronstrahlung aus

$$E = e\hat{V} \sin \varphi_s - W_s = 0 \quad (2.23)$$

dabei ist  $\varphi_s$  die Sollphase, die auch *synchrone Phase* genannt wird. Die Phase  $\varphi$  mit der das HF-Feld durchlaufen wird ist aufgrund des Momentum-Compaction-Faktors, vgl. [12, S. 87], abhängig von der Energie der Teilchen. Für Teilchen deren Energie von der Sollenergie abweicht, ist die Energiebilanz (2.23)

$$E + \Delta E = e\hat{V} \sin(\varphi_s + \Delta\varphi) - W_s \neq 0 \quad (2.24)$$

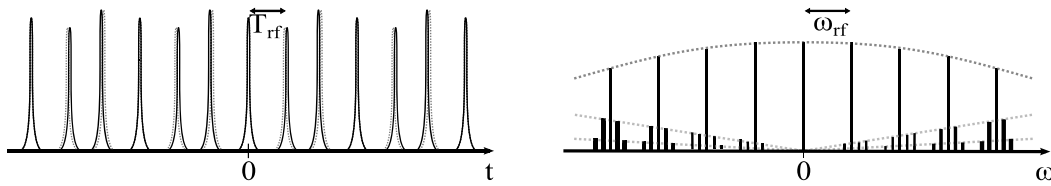
Sie führen dann sogenannte Synchrotronschwingungen

$$\Delta\ddot{E} + 2\alpha_s\Delta\dot{E} + \omega_s\Delta E = 0 \quad \text{mit:} \quad \alpha_s = \frac{1}{2T_0} \frac{dW_s}{dE} \quad (2.25)$$

um die Sollenergie aus [12]. Die Synchrotronfrequenz  $\omega_s$  ist gegeben durch [12]

$$\omega_s = \frac{2\pi}{T_0} \sqrt{-\frac{e\hat{V}h \cos \varphi_s}{2\pi\beta^2 E} \left( \alpha - \frac{1}{\gamma^2} \right)} \quad (2.26)$$

mit der Harmonischenzahl  $h$  und den relativistischen Parametern  $\beta = \frac{v}{c}$  und  $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ .



**Abbildung 2.5:** *links:* Zeitabhängigkeit  $I(t)$  des Stromsignals mehrerer gaußförmiger Elektronenbunche, die Synchrotronschwingungen durchführen. *rechts:* Frequenzspektrum  $I(\omega)$  des Stromsignals.

Für das Stromsignal eines einzelnen umlaufenden mit der Frequenz  $\omega_s$  oszillierenden Teilchens ergibt sich dann

$$I(t) = Q_b \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(t - nT_0 - \hat{\tau} \cos(n\omega_s T_0)). \quad (2.27)$$

wobei  $\hat{\tau}$  die Oszillationsamplitude ist [13]. Im Spektrum

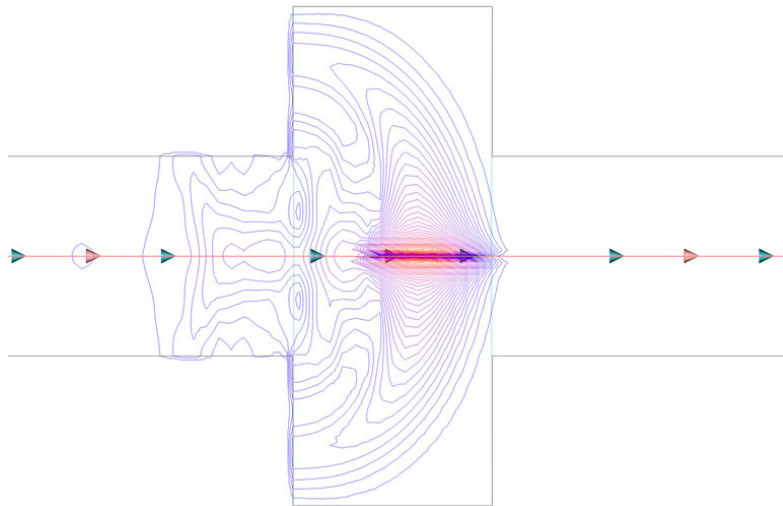
$$I(\omega) = Q_b \omega_0 \sum_{p=-\infty}^{\infty} \left( \delta(\omega - p\omega_0) - \frac{i\hat{\tau}}{2} (p\omega_0 - \omega_s) \delta(\omega - p\omega_0 + \omega_s) \right. \\ \left. - \frac{i\hat{\tau}}{2} (p\omega_0 + \omega_s) \delta(\omega - p\omega_0 - \omega_s) \right) \quad (2.28)$$

erzeugt diese Oszillation Seitenbänder neben den Linien der Harmonischen  $p\omega_0$  der Umlauffrequenz [13]. Befinden sich im Speicherring  $h$  äquidistante Bunche, so hat dieses System  $h$  Eigenmoden  $\mu = 0 \dots h-1$ , die im Frequenzspektrum durch entsprechende Seitenbänder bei den Frequenzen  $p\omega_{\text{rf}} \pm (\mu\omega_0 + \omega_s)$  vertreten sind [13].

## 2.3 Longitudinale Wakefelder

Das Frequenzspektrum des Elektronenstrahls ist also bei sehr vielen Frequenzen in der Lage elektromagnetische Felder in seiner Umgebung zu erzeugen. Diese Felder wiederum modifizieren das Strahlspektrum  $I(\omega)$ . Zunächst werden die vom Strahl hervorgerufenen Felder, sogenannte Wakefelder, in der Vakuumkammer im Zeitbereich betrachtet. Anschließend erfolgt der Übergang in den Frequenzbereich durch Einführung der Wake- oder Kopplungsimpedanz  $Z(\omega)$ . Dabei werden die wichtigsten Größen und Definitionen zur Beschreibung der Wechselwirkung des Elektronenstrahls mit seiner Umgebung eingeführt. Dieser Abschnitt folgt weitestgehend, sofern nicht anders angegeben, der Argumentation von Wiedemann [15].

Das isotrope Feld eines ruhenden Elektrons, ist aufgrund der Bewegung mit ultrarelativistischer Geschwindigkeit im Laborsystem des Speicherrings lorentzkontrahiert. Eine longitudinale Ausbreitung der Feldlinien findet nur noch in dem Winkelbereich  $\pm\frac{1}{\gamma}$  statt. Für die bei Speicherringen übliche Elektronenenergie im GeV-Bereich nimmt  $\gamma$  Werte in der Größenordnung  $10^3$  an. Die daher sehr schmale Feldverteilung bewegt sich mit dem Bunch mit und erregt auf der Innenseite der Vakuumkammer einen Spiegelstrom. Im Falle einer uniformen perfekt leitenden Vakuumkammer, bewegt sich dieser verlustfrei mit der Stromverteilung des Teilchenstrahls mit, ohne auf sie zurückzuwirken. Eine reale Vakuumkammer hat aber immer einen ohmschen Widerstand und ist nur abschnittsweise uniform. Der Spiegelstrom läuft dem Teilchenstrahl also hinterher. Somit können lokal Felder erzeugt werden, die das Teilchen selbst oder nachfolgenden Teilchen beschleunigen können, siehe Abb. 2.6. Diese Felder werden, in Analogie zum Kielwasser aus der



**Abbildung 2.6:** Darstellung der Äquipotentiallinien des Wakefeldes, das von einem Elektronenbunch in einer Struktur mit veränderlichem Querschnitt hinterlassen wurde.

Schiffahrt, *Wakefelder* genannt. Im Folgenden sollen nur longitudinale Wakefelder und

deren Auswirkung betrachtet werden. Wie im vorangegangenen Abschnitt dargestellt, verfügt der Elektronenstrahl und sein Spiegelstrom über ein Spektrum, das von wenigen kHz bis in den hohen GHz-Bereich reicht. Die Vakuumkammer stellt für den Strahl eine Impedanz  $Z(\omega)$  dar, die signifikante Anteile im Spektralbereich des Teilchenstrahls  $I(\omega)$  besitzen kann, so dass es zu einer starken Kopplung

$$U(\omega) = -Z(\omega)I(\omega) \quad (2.29)$$

beider Spektren kommen kann, die zu einem Energieverlust des Strahls und über die induzierte Spannung  $U(\omega)$  zu kollektiven Effekten im Strahl führt.

### 2.3.1 Wakefunktion

Zur Beschreibung der Wakefelder definiert man die Wakefunktion  $W_{\parallel}(s)$  einer Punktladung am Ort  $\tilde{z} = z - s$

$$W_{\parallel}(z - \tilde{z}) = \frac{1}{q} \int_L E_{\parallel}(z, t - \frac{z - \tilde{z}}{\beta c}) dz \quad (2.30)$$

als das Integral über das longitudinale elektrische Feld  $E_{\parallel}$  entlang der Wechselwirkungslänge  $L$  [15]. Die Wakefunktion der Ladungsverteilung  $\lambda(z)$  eines Bunches ist durch die Faltung der Wakefunktion eines Einzelteilchens mit der Ladungsverteilung gegeben. Ein punktförmiges Probeteilchen der Ladung  $q$ , das einer Ladungsverteilung in dessen Wakefeld im Abstand  $\tilde{z}$  folgt, durchläuft dann das Potential [15]

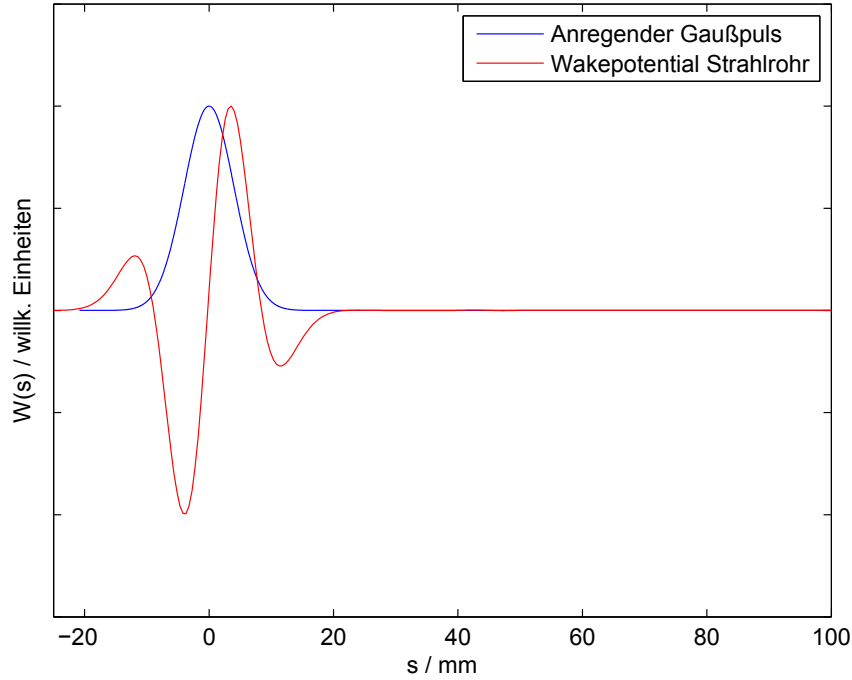
$$U(\tilde{z}) = -q \int_{\tilde{z}}^{\infty} \lambda(z) W_{\parallel}(z - \tilde{z}) dz \quad (2.31)$$

In Abb. 2.7 dargestellt ist das Wakepotential für ein glattes perfekt leitendes Strahlrohr ohne Querschnittänderung. Die Wakefelder sind nur im Bereich der gaußförmigen Ladungsverteilung lokalisiert, es bleiben also keine Felder zurück.

Ersetzt man das einzelne Probeteilchen durch einen Bunch mit der Ladungsverteilung, so verliert dieser die Energie

$$\Delta E = - \int_{-\infty}^{\infty} q\lambda(\tilde{z}) \int_{\tilde{z}}^{\infty} q\lambda(z) W_{\parallel}(z - \tilde{z}) dz d\tilde{z} \quad (2.32)$$

an die zurückbleibenden Wakefelder [15].



**Abbildung 2.7:** Wakepotential  $V_{\parallel}(s)$  einer gaußförmigen Ladungsverteilung in einem glatten Strahlrohr.

### 2.3.2 Wakeimpedanz

In (2.31) lässt sich die Ladungsverteilung  $\lambda(z)$  durch einen Strom  $I(t, \omega) = \hat{I}_0 e^{i(kz - \omega t)}$  ausdrücken, wobei ein realer Strahl über viele Moden  $k$  verfügt, vgl. z.B. Wiedemann [15, S.679 ff]. Durch eine Fouriertransformation erfolgt der Übergang in den Frequenzbereich,

$$U(\omega) = -I(\omega) \underbrace{\frac{1}{c\beta} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\frac{\omega\zeta}{c\beta}} W_{\parallel}(\zeta) d\zeta}_{Z(\omega)} \quad (2.33)$$

[15]. Daraus folgt sofort die Definition der longitudinalen Wakeimpedanz

$$Z_{\parallel}(\omega) = \frac{1}{c\beta} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\frac{\omega\zeta}{c\beta}} W_{\parallel}(\zeta) d\zeta \quad (2.34)$$

als Fouriertransformierte der Wakefunktion. Durch Rücktransformation erhält man demnach wieder die Wakefunktion aus der Wakeimpedanz

$$W_{\parallel}(z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} Z_{\parallel}(\omega) e^{i\frac{\omega z}{c\beta}} d\omega \quad (2.35)$$



Die Impedanz  $Z(\omega)$  kann dabei sowohl für den gesamten Speicherring oder einzelne Komponenten definiert werden.

### 2.3.3 Longitudinaler Lossfaktor

Passiert ein Bunch eine Speicherringkomponente mit der Impedanz  $Z(\omega)$ , so gibt er die Energie

$$\Delta E = \int_0^{\infty} \text{Re}[Z(\omega)] I^2(\omega) d\omega \quad (2.36)$$

ab. Durch eine Normierung erhält man den sogenannten Lossfaktor

$$k_{\parallel} = \frac{\Delta E}{q^2} = \frac{2}{q^2} \int_0^{\infty} \text{Re}[Z(\omega)] I^2(\omega) d\omega. \quad (2.37)$$

Alternativ lässt sich der Lossfaktor im Zeitbereich über die Wakefunktion ausdrücken

$$k_{\parallel} = \int_{-\infty}^{\infty} \lambda(\tilde{z}) d\tilde{z} \int_{\tilde{z}}^{\infty} \lambda(z) W_{\parallel}(z - \tilde{z}) dz \quad (2.38)$$

$$= - \int_{-\infty}^{\infty} \lambda(z) U(z) dz \quad (2.39)$$

Betrachtet man den Lossfaktor für einen bestimmten Speicherring, so zeigt dieser eine starke Abhängigkeit von der Bunchlänge [15], da diese das Strahlspektrum wesentlich beeinflusst.

Der Lossfaktor ist ein wichtiger Bewertungsfaktor für Speicherringkomponenten, da mit ihm die mittlere Verlustleistung des Elektronenstrahls im Speicherring

$$P = k_{\parallel} \frac{I_b^2}{f_0 n_b} \quad (2.40)$$

berechnet werden kann. Dabei beschreibt  $I_b$  den mittleren Strahlstrom,  $f_0$  die Umlauffrequenz und  $n_b$  die Zahl der umlaufenden Bunche.

## 2.4 Grundlagen der Berechnung des Lossfaktors und der Wakeimpedanz

Zur Untersuchung der Wechselwirkung des Elektronenstrahls mit dem Kickermagneten müssen die Maxwell-Gleichungen mit den Randbedingungen des Kickermagneten gelöst werden. Eine analytische Lösung ist in der Regel nur für sehr einfache Strukturen, z.B. für einen rotationssymmetrischen Zylinder, möglich. Daher werden numerische Methoden, die auf der Theorie der finiten Integration basieren, verwendet.

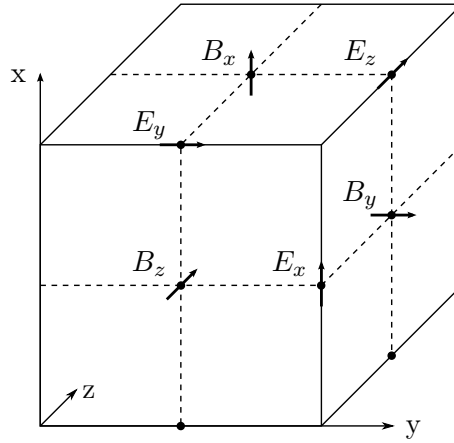
### 2.4.1 Theorie der finiten Integration

Die Theorie der finiten Integration FIT<sup>2</sup> betrachtet die Maxwell-Gleichungen auf einem rechtwinkligen Gitter  $\mathbf{G}$

$$\mathbf{G} = (\Delta x_i, \Delta y_j, \Delta z_k) \quad \in V \subseteq \mathbb{R}^3 \quad (2.41)$$

mit

$$\begin{aligned} \Delta x_i &= \frac{1}{2}(x_{i+1} - x_i) & i &= 1, \dots, I - 1 \\ \Delta y_j &= \frac{1}{2}(y_{j+1} - y_j) & j &= 1, \dots, J - 1 \\ \Delta z_k &= \frac{1}{2}(z_{k+1} - z_k) & k &= 1, \dots, K - 1 \end{aligned}$$



**Abbildung 2.8:** Zuordnung der Komponenten von  $\vec{E}$  und  $\vec{B}$  auf dem diskreten dualen Gitter zur numerischen Berechnung nach Weiland [16].

und dem zugeordneten Gitter  $\tilde{\mathbf{G}}$ , das in allen Raumrichtungen um eine halbe Gitterzelle gegen  $\mathbf{G}$  versetzt ist, vgl. Abb. 2.8. Die Maxwellgleichungen werden auf diesem Gitter durch die im Folgenden aufgeführten Matrixgleichungen

$$-\int \int_A \frac{\partial}{\partial t} \vec{B} \cdot d\vec{A} = \oint_{\partial A} \vec{E} \cdot d\vec{r} \quad -\mathbf{D}_A \dot{\mathbf{b}} = \mathbf{C} \mathbf{D}_S \mathbf{e} \quad (2.42)$$

$$\int \int_{\partial V} \vec{B} \cdot d\vec{A} = 0 \quad \mathbf{S} \mathbf{D}_A \mathbf{b} = 0 \quad (2.43)$$

$$\int \int_{\tilde{A}} \left( \vec{J} + \frac{\partial}{\partial t} \vec{D} \right) \cdot d\vec{A} = \oint_{\partial \tilde{A}} \vec{H} \cdot d\vec{r} \quad \tilde{\mathbf{D}}_A (\mathbf{i} + \mathbf{D}_\epsilon \dot{\mathbf{e}}) = \tilde{\mathbf{C}} \tilde{\mathbf{D}}_S \mathbf{D}_\mu^{-1} \mathbf{b} \quad (2.44)$$

$$\int \int_{\partial \tilde{V}} \vec{D} \cdot d\vec{A} = \int \int \int_{\tilde{V}} \rho d\tilde{V} \quad \tilde{\mathbf{S}} \tilde{\mathbf{D}}_A \mathbf{D}_\epsilon \mathbf{e} = \mathbf{q} \quad (2.45)$$

<sup>2</sup>Die Abkürzung FIT steht für Finite Integration Theory

repräsentiert [16, 17, 18]. Die Diagonalmatrix

$$\mathbf{D}_A = \mathbf{diag} [\Delta x_1, \dots, \Delta x_N, \Delta y_1, \dots, \Delta y_N, \Delta z_1, \dots, \Delta z_N] \quad (2.46)$$

enthält dabei die Längen der Ränder der Gitterzellen und

$$\mathbf{D}_S = \mathbf{diag} [(\Delta y \Delta z)_1, \dots, (\Delta y \Delta z)_N, (\Delta x \Delta z)_1, \dots, (\Delta x \Delta z)_N, (\Delta x \Delta y)_1, \dots, (\Delta x \Delta y)_N] \quad (2.47)$$

die Flächeninhalte der Randflächen der Gitterzellen.  $\mathbf{D}_\epsilon$  und  $\mathbf{D}_\mu$  sind der Permittivitätstensor

$$\mathbf{D}_\epsilon = \mathbf{diag} [\epsilon_{x,ijk}, \epsilon_{y,ijk}, \epsilon_{z,ijk}] \quad (2.48)$$

bzw. der Permeabilitätstensor

$$\mathbf{D}_\mu = \mathbf{diag} [\mu_{x,ijk}, \mu_{y,ijk}, \mu_{z,ijk}] \quad (2.49)$$

Die Matrizen  $\mathbf{C}$  und  $\mathbf{S}$  enthalten die Vorzeicheninformationen für die Flächen-, bzw. Linienintegrale. Für tangential elektrische  $\vec{E}_t = 0$  oder tangential magnetische  $\vec{B}_t = 0$  Randbedingungen müssen die am Rand liegenden Komponenten von  $\mathbf{G}$  bzw.  $\tilde{\mathbf{G}}$  entsprechend gewählt werden [16].

#### 2.4.1.1 Lösung im Frequenzbereich

Resonante Moden lassen sich im Frequenzbereich durch den Ansatz

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{e}} &= i\omega \mathbf{e} \\ \dot{\mathbf{b}} &= i\omega \mathbf{b} \end{aligned} \quad (2.50)$$

finden, wobei  $\mathbf{e}$  und  $\mathbf{b}$  das elektrische bzw. magnetische Feld beschreiben, vgl. [13, 19]. So wird aus den Maxwell-Gleichungen (2.42)-(2.45) ein Eigenwertproblem.

#### 2.4.1.2 Lösung im Zeitbereich

Zur Lösung der Maxwell-Gleichungen auf einem Gitter muss auch die Zeitachse diskretisiert werden. Hier kann z.B. das sogenannte *leap-frog* Schema verwendet werden [18]. Die Felder  $\mathbf{e}$  und  $\mathbf{b}$  werden dabei durch äquidistante Zeitschritte  $\Delta t$  abgetastet. Die Abtastung erfolgt für  $\mathbf{e}$  und  $\mathbf{b}$  jeweils versetzt um einen halben Zeitschritt  $\frac{\Delta t}{2}$ . Aus den Maxwellgleichungen auf dem Gitter  $\mathbf{G}$  werden dann

$$\mathbf{b}^{i+1} = \mathbf{b}^i - \Delta t \mathbf{D}_A \mathbf{C} \mathbf{D}_S \mathbf{e}^{i+1/2} \quad (2.51)$$

$$\mathbf{e}^{i+3/2} = \mathbf{e}^{i+1/2} + \Delta t \mathbf{D}_\epsilon^{-1} (\mathbf{D}_A^{-1} \tilde{\mathbf{C}} \mathbf{D}_S \mathbf{D}_\mu^{-1} \mathbf{b}^{i+1} - \mathbf{i}^{i+1}) \quad (2.52)$$

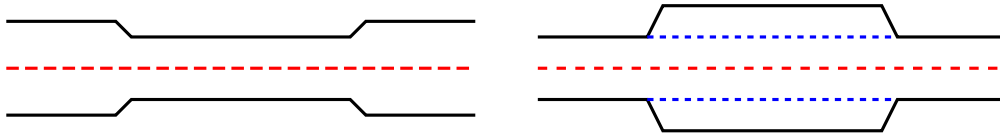
mit

$$f^{i+1/2} := f(t = (i + \frac{1}{2})\Delta t)$$

woraus sich eine Rekursionsformel für  $\mathbf{e}$  und  $\mathbf{b}$  ergibt, die nur Matrixmultiplikationen enthält [18].

### 2.4.1.3 Berechnung des Wakepotentials und der Wakeimpedanz

In der Regel interessieren bei Wakefeldbetrachtung von Teilchenbeschleunigerkomponenten nicht die lokalen Feldstärken, sondern die integrierte Wirkung der Wakefelder auf den Strahl, welche durch das Wakepotential beschrieben wird. Es existieren mehrere Methoden zur Integration der Felder.



**Abbildung 2.9:** Mögliche Integrationswege zur Bestimmung des Wakepotentials. *Links:* Direkte Integrationsmethode entlang der Bahn der vorauslaufenden Ladungsverteilung (rot gestrichelte Linie). *Rechts:* Indirekte Integrationsmethode parallel zur Teilchenbahn beginnend bei der Änderung des Strahlrohrquerschnitts (blau gestrichelte Linie).

**Direkte Methode:** Bei der direkten Integrationsmethode wird das Feld entlang der Bahn der vorauslaufenden Ladungsverteilung, bzw. parallel zu ihr, integriert [20]. Für das Wakepotential gilt dann

$$W_{\parallel}(s) = \frac{1}{q} \int_{-\infty}^{\infty} E_z \left( \frac{s+z}{c} \right) dz \quad (2.53)$$

dabei ist  $q$  die Ladung des vorauslaufenden Bunches. Die Methode hat aber unter anderem den Nachteil, dass sie sensibel für numerisches Rauschen ist, vergleiche Chao et al. [21, S. 227].

**Indirekte Methode:** Bei der indirekten Integrationsmethode wird das Feld entlang einer Parallelen zu der Bahn der vorauslaufenden Ladungsverteilung integriert. Der Abstand der Parallelen von der Teilchenbahn ist gleich dem Radius  $a$  des Strahlrohres. D.h. die Integration muss nur für den Bereich durchgeführt werden, in dem sich der Querschnitt der Struktur vom Querschnitt des Strahlrohres unterscheidet, da  $E_z$  an allen anderen Stellen verschwindet. Für das Wakepotential gilt dann

$$W_{\parallel}(a,a,s) = \frac{1}{q} \int_{-\infty}^{\infty} E_z \left( a, a, \frac{s+z}{c} \right) dz. \quad (2.54)$$

Voraussetzung für die Methode ist, dass der Querschnitt des Strahlrohres am Anfang und am Ende der Struktur gleich ist und dass entlang des Integrationspfades nichts in diesen

Querschnitt hineinreicht [20]. Obwohl diese Methode der Integration typischerweise verwendet wird, vgl. Khan [13], kann sie aufgrund dieser Bedingung nicht für den in dieser Arbeit untersuchten Kickermagneten verwendet werden, siehe Kap. 5.1.2.

### 2.4.2 CST Particle Studio

Ein Standardprogrammpaket zu Berechnung von Eigenmoden und Wakefeldern ist die CST Studio Suite [11], die aus dem Programmpaket MAFIA<sup>3</sup> [22] entstanden ist. CST Studio bietet dabei Lösungsalgorithmen im Zeit- und Frequenzbereich an, basierend auf der Theorie der finiten Integration. Diese werden im Folgenden, der englischsprachigen und internen Bezeichnung der CST Studio Suite folgend, Solver genannt. Zur Berechnung der Wakeimpedanz wurde der Programmteil CST Particle Studio und der Wakefieldsolver im Zeitbereich verwendet. Dieser diskretisiert den dreidimensionalen Raum in ein hexagonales Gitter mit variabler Gitterzellengröße. Feine Strukturen werden dabei automatisch durch kleinere Gitterzellen genauer aufgelöst [23].

**Perfect Boundary Approximation:** Bei der Diskretisierung von nicht-orthogonalen Strukturen tritt das Problem auf, dass Gitterzellen nicht vollständig mit leitendem Material gefüllt sind. Um diese möglichst genau auf dem Gitter wiederzugeben muss die Dichte der Gitterzellen erhöht werden, was bei komplizierten Strukturen zu einer sehr großen Zahl von Gitterzellen führen kann. Aber auch bei einem sehr feinen Gitter existieren bei nicht-orthogonalen Strukturen Zellen, die nur zum Teil mit einem Material gefüllt sind und der Rest mit einem anderen. Die CST Studio Suite verwendet die *Perfect Boundary Approximation* (PBA) Technik zur Erstellung eines orthogonalen Gitters für nicht-orthogonale Strukturen, siehe Krietenstein et al. [24]. Bei Zellen mit gemischtem Inhalt werden Informationen aus dem Inneren bei der Berechnung hinzugezogen [24]. Dies führt dazu, dass nicht-orthogonale Strukturen dennoch durch ein orthogonales Gitter diskretisiert werden können ohne ein extrem hoch aufgelöstes Gitter verwenden zu müssen. Die PBA-Technik funktioniert sehr gut, wenn die Abmessungen der zu diskretisierende Struktur größer als die Abmessungen der Gitterzelle sind, vgl. CST Studio Handbuch [23].

Diese Technik kommt auch bei dem in dieser Arbeit untersuchten Kicker zum Einsatz, da dieser zum Teil gekrümmte Oberflächen besitzt, die durch ein orthogonales Gitter diskretisiert werden müssen.

---

<sup>3</sup>MAFIA steht Synonym für MAxwell's Finite Integration Algorithm.

## 2.5 Messung des Lossfaktors und der Wakeimpedanz mit der Coaxial Wire Methode

Eine übliche Methode zur Messung des Lossfaktors und der Wakeimpedanz ist die Coaxial-Wire-Methode, vgl. Hahn & Pedersen [25]. Dabei wird der Elektronenstrahl durch einen dünnen Draht simuliert, welcher an der Position des Elektronenstrahls durch die zu vermessende Struktur gespannt wird. Das normalerweise leere Strahlrohr wird durch das Einfügen des Drahtes zu einem Koaxialleiter. Durch den leitenden Draht werden allerdings die Randbedingungen verändert, was bei der Interpretation der Ergebnisse beachtet werden muss [26].

### 2.5.1 Bestimmung des Lossfaktors

Zur Messung des Lossfaktors wird ein gaussförmiger Strompuls über den Draht geschickt [27]. Mit einem Speicheroszilloskop kann die Pulsform  $I_0(t)$  vor und  $I_1(t)$  nach dem Durchlaufen der Struktur aufgezeichnet werden. Aus der Veränderung der Pulsform  $I_s(t) = I_0(t) - I_1(t)$  kann über

$$k(\sigma) = \frac{2Z_0}{q_{\text{ges}}^2} \int I_0(t)I_s(t)dt \quad (2.55)$$

der Lossfaktor der Struktur bestimmt werden [26]. Dabei ist  $q_{\text{ges}}$  die Gesamtladung im Puls,  $Z_0$  die charakteristische Impedanz der koaxialen Struktur, die aus der Vakuumkammer und dem Draht gebildet wird und  $\sigma$  die Pulslänge.

### 2.5.2 Bestimmung der Wakeimpedanz aus den S-Parametern

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Coaxial-Wire-Methode nur im Frequenzraum im Bereich 100 MHz bis 1 GHz angewendet um die Wakeimpedanz zu bestimmen und sie mit den numerischen Ergebnissen aus dem vorangegangenen Kapitel zu vergleichen. Die durch das Einfügen des Drahtes zum Koaxialleiter gewordene Struktur wird dazu an einen Vektornetzwerkanalysator angeschlossen. Mit diesem können die sogenannten S-Parameter, siehe unten, bestimmt werden, aus denen dann die Impedanz berechnet werden kann.

Eine koaxiale Struktur, wie sie aus einer Vakuumkomponente eines Speicherrings durch das Einspannen eines Drahtes entsteht, kann als Zweitor aufgefasst werden, dessen Leitungseigenschaften durch die Streumatrix

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \quad (2.56)$$

beschrieben werden [28]. Die Streumatrix transformiert die einlaufenden Wellen  $a_{1,2}$  zu den auslaufenden Wellen  $b_{1,2}$ , vgl. Abb. 2.10, durch die Matrixgleichung

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} \quad (2.57)$$

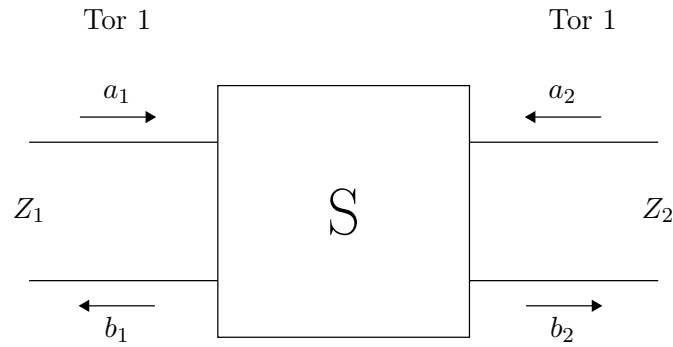


Abbildung 2.10: S-Parameterdarstellung eines Zweitors nach Heuermann [28].

### 2.5.2.1 Hahn und Pedersen Formel für diskrete Impedanzen

Für eine einzelne diskrete Impedanz folgt aus der Definition der S-Parameter, siehe z.B. Heuermann [28],

$$S_{21} = 1 - \frac{Z}{Z + Z_L} \quad (2.58)$$

durch Umformen nach  $Z$

$$Z_{\text{HP}} = \frac{2Z_L(1 - S_{21})}{S_{21}} \quad (2.59)$$

wobei  $Z_L$  der Wellenwiderstand des glatten Strahlrohres mit dem eingespannten Draht ist. Die Impedanz der koaxialen Struktur kann also durch eine Messung des Transmissionsparameters  $S_{21}$  bestimmt werden. Eine Bestimmung von  $Z$  aus dem Reflexionsparameter  $S_{11}$  ist ebenfalls möglich, hat allerdings mehrere Nachteile, siehe z.B. [25, 26] und wird daher nicht angewendet. Die oben genannte Gleichung gilt unterhalb der Cutoff-Frequenz der koaxialen Struktur und für elektrische Längen

$$\Theta = k \cdot l \leq 1 \quad (2.60)$$

wobei  $k$  die Wellenzahl und  $l$  die physikalische Länge der Impedanz ist. Für verteilte Impedanzen, deren elektrische Länge  $\Theta > 1$  ist, ist die Hahn und Pedersen Formel (2.59) nur eine erste Näherung [29].

### 2.5.2.2 Log-Formel für verteilte Impedanzen

Für verteilte Impedanzen, deren elektrische Länge  $\Theta > 1$  ist, ist die von Walling et al. [30] vorgeschlagene sogenannte Log-Formel

$$Z_{\text{log}} = -2Z_c \ln S_{21} \quad (2.61)$$

die bessere Näherung [29]. Die Gleichungen (2.59) und (2.61) beschreiben die Änderung der Impedanz in Bezug auf die Impedanz eines glatten Strahlrohres. Daher muss bei einer Messung des  $S_{21}$ -Parameters zunächst eine Referenzmessung mit einem glatten Strahlrohr gleicher Länge durchgeführt werden.

## 2.6 Bestimmung des Lossfaktors aus der Stromabhängigkeit der synchronen Phase

In einem Speicherring wird die Verlustleistung des Teilchenstrahls in Wakefelder durch

$$P = k_{\parallel} \frac{I^2}{f_0 \cdot n_b} \quad (2.62)$$

beschrieben, dabei ist  $f_0$  die Umlauffrequenz,  $n_b$  Zahl der Bunche im Strahl und  $I$  der durchschnittliche Strahlstrom [15]. Diese Verlustleistung wird in Wärme umgewandelt und erhitzt die Vakuumkomponenten des Speicherrings.

Um diesen Energieverlust auszugleichen, durchlaufen die Bunche das Hochfrequenz-Feld der Kavitäten bei der Phase  $\Phi_s$ , so dass die Spannung

$$U_{\text{HF}} = eN_b V_{\text{rf}} \sin \Phi_s \quad (2.63)$$

genau die Energieverluste kompensiert. Dabei ist  $N_b$  die Zahl der Teilchen im Bunch und  $V_{\text{rf}}$  die Amplitude der Beschleunigungsspannung. Die Phase  $\Phi_s$  wird auch synchrone Phase genannt. Die Interaktion des Strahls mit der Vakuumkammer führt zu einem zusätzlichen Energieverlust, die durch eine Verschiebung der synchronen Phase um  $\Delta\Phi_s$  kompensiert werden muss. Die zusätzliche Spannung die ein Bunch mit der Ladung  $eN_b$  dann durchläuft ist gegeben durch

$$\Delta U = eN_b V_{\text{rf}} |\sin \Phi_s - \sin(\Phi_s + \Delta\Phi_s)| \approx eN_b V_{\text{rf}} |\Delta\Phi_s| \quad (2.64)$$

da  $\Phi_s$  klein ist. Mit

$$k_{\parallel} = \frac{\Delta U}{e^2 N_b^2} \quad (2.65)$$

folgt für einen Single-Bunch-Strahl ( $I_{\text{bunch}} = I_{\text{ges.}} = I$ )

$$|\Delta\Phi_s(I)| = \frac{1}{V_{\text{rf}} f_0} I k_{\parallel}. \quad (2.66)$$

Der Lossfaktor  $k_0$  eines Speicherrings kann so, durch eine Messung der Änderung der synchronen Phase in Abhängigkeit des Strahlstroms, ermittelt werden, vgl. Wiedemann [15, S. 682]. Der Absolutwert der synchronen Phase muss bei dieser Methode nicht bestimmt werden.

Diese Messmethode wurde im Rahmen dieser Arbeit zur Bestimmung des Lossfaktors des nichtlinearen Kicker angewendet. Die an BESSY II durchgeführte Messung wird in Kap. 6.3 beschrieben.

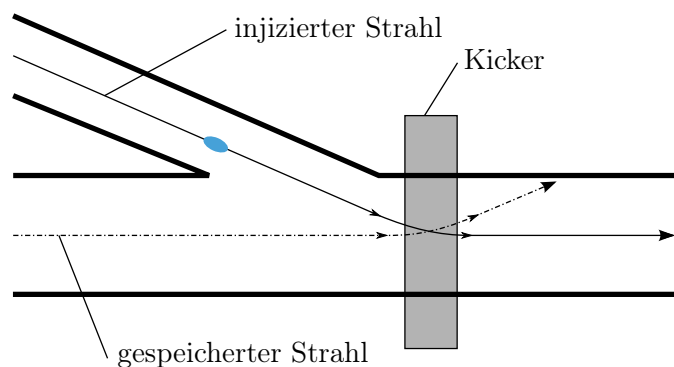


## 3 Injektionsschemata

In Synchrotronstrahlungsquellen wird der Elektronenstrahl in der Regel in einem de-zitierten Synchrotron auf die Endenergie beschleunigt und dann in den Speicherring transferiert. Der Transfer von Elektronen aus dem Synchrotron in den Speicherring wird *Injektion* genannt. Im Synchrotron befindet sich zu diesem Zweck ein gepulster Dipolmagnet, der aktiviert wird, sobald die Elektronen ihre Endenergie erreicht haben. Er lenkt diese dann von ihrer Bahn in Richtung des Speicherrings ab und extrahiert sie somit aus dem Synchrotron. Durch einen Transferkanal<sup>1</sup> werden die Elektronen nun zum Speicherring geföhrt. Hier müssen die Elektronen dann auf den Orbit des Speicherrings gelenkt werden. Dafür gibt es verschiedene Methoden, die im Folgenden erläutert werden.

### 3.1 Injektion auf der Strahlachse

Die einfachste Möglichkeit ist es einen gepulsten Dipolmagneten, dieser wird in der Regel Kicker genannt, an der Stelle im Speicherring zu installieren, an der die Bahn der Elektronen den Orbit des Speicherrings kreuzt. Das Dipolfeld lenkt die Elektronen ab,



**Abbildung 3.1:** Injektion in einen Speicherring mit einem einzelnen Kicker. Befinden sich bereits Elektronen in dem zu füllenden Bucket, so werden diese von dem Kicker abgelenkt und gehen verloren.

so dass sie sich fortan parallel zum Speicherringorbit bewegen. Dieses Schema ist in Abb. 3.1 graphisch dargestellt. Da das Dipolfeld den Strahl nach einem Umlauf wieder vom Orbit ablenken würden, muss die Pulslänge des Kickers kürzer als die Umlaufszeit sein damit die Elektronen auf einer geschlossenen Bahn im Speicherring umlaufen können.

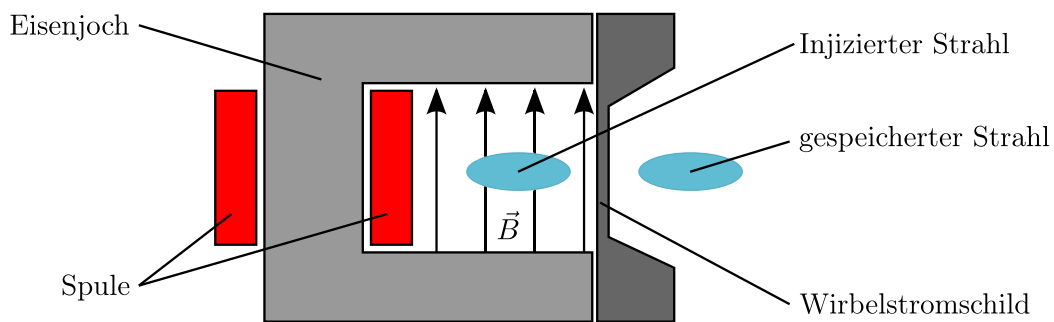
Sollen allerdings weitere Elektronen in den Speicherring injiziert werden, würde der Kicker die bereits gespeicherten Elektronen vom Speicherringorbit in Richtung Kammerwand ablenken, siehe Abb. 3.1. Ist die Kickerpulsdauer kürzer als der zeitliche Abstand

<sup>1</sup>Ein Transferkanal besteht in der Regel aus einigen Dipolen und Quadrupolen und föhrt mit diesen den Elektronenstrahl von einem Beschleuniger zum nächsten bzw. zum Speicherring.

benachbarter Buckets, so kann durch die Injektion auf der Strahlachse zumindest jedes Bucket einmal gefüllt werden. In einmal gefüllte Buckets können keine weiteren Teilchen injiziert werden ohne die bereits vorhandenen zu verlieren<sup>2</sup>. Die bei modernen Synchrotronstrahlungsquellen geforderten hohen Strahlströme können mit diesem Schema nicht erzeugt werden. In den folgenden Abschnitten wird gezeigt, wie in bereits gefüllte Buckets weitere Elektronen injiziert werden können, ohne die bereits Gespeicherten zu verlieren um so einen hohen Strahlstrom zu akkumulieren.

### 3.2 Injektion und Akkumulation mit einer gepulsten Orbitbeule

Das Standardinjektionsschema nutzt eine sogenannte gepulste Orbitbeule und die bei Elektronen auftretende Synchrotronstrahlungsdämpfung, vgl. Kap. 2.1.1, um mehrfach in ein Bucket zu injizieren<sup>3</sup>.



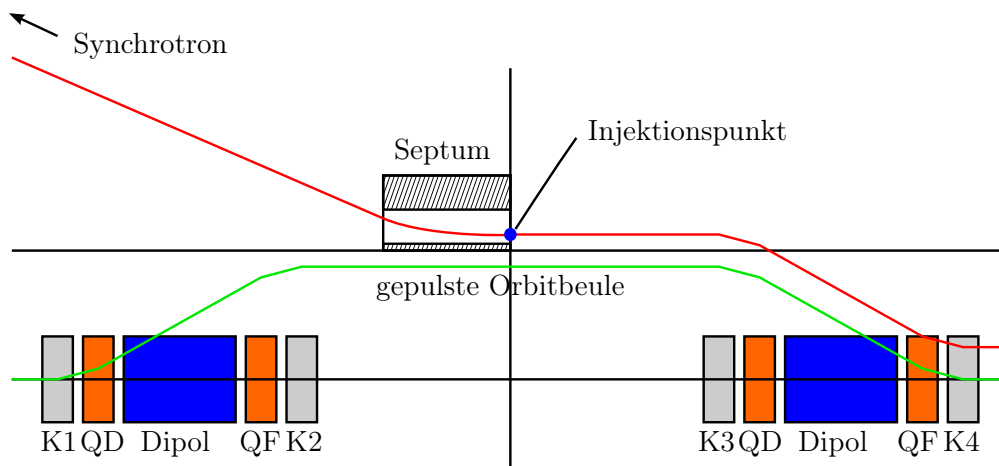
**Abbildung 3.2:** Schematischer Aufbau eines Septummagneten. Das Wirbelstromschild schirmt das vom Septummagneten erzeugte  $\vec{B}$ -Feld gegenüber dem gespeicherten Strahl ab.

#### 3.2.1 Transferkanal und Septum

Für dieses Schema müssen die Elektronen sehr nah an den gespeicherten Strahl herangeführt und bis auf wenige mrad parallel zum Speicherringorbit ausgerichtet werden. Dazu befindet sich am Ende des Transferkanals ein spezieller gepulster Dipolmagnet, das sogenannte Septum. Da dieser Dipolmagnet den injizierten Strahl sehr nah an den bereits gespeicherten Strahl bringt, würde das erzeugte Dipolfeld auch auf den gespeicherten Strahl wirken und diesen von seiner Bahn ablenken. Daher verfügt das Septum über ein Wirbelstromschild, der das gepulste Feld gegenüber dem gespeicherten Elektronenstrahl abschirmt, siehe Abb. 3.2. Das Ende des Wirbelstromschild, also der Punkt

<sup>2</sup>Dies ist eine direkte Folge des Satzes von Liouville.

<sup>3</sup>Aufgrund von Synchrotronstrahlungsverlusten ist die Energie nicht erhalten. Daher gilt der Satz von Liouville nicht für Elektronenbeschleuniger und das Phasenraumvolumen ist nicht konstant.



**Abbildung 3.3:** Mit den 4 Kickern K1-K4 wird eine geschlossene Orbitbeule für den gespeicherten Strahl (grün) erzeugt, die den gespeicherten Strahl möglichst nah an das Septum heranführt. Dadurch wird die Akzeptanzellipse des Speicherrings über den zu injizierenden Strahl (rot) geschoben. Der zu injizierende Strahl wird vom Septum auf eine Bahn parallel zum gespeicherten Strahl abgelenkt und ab dem Injektionspunkt innerhalb der Akzeptanzellipse mit dem gespeicherten Strahl mitgeführt.

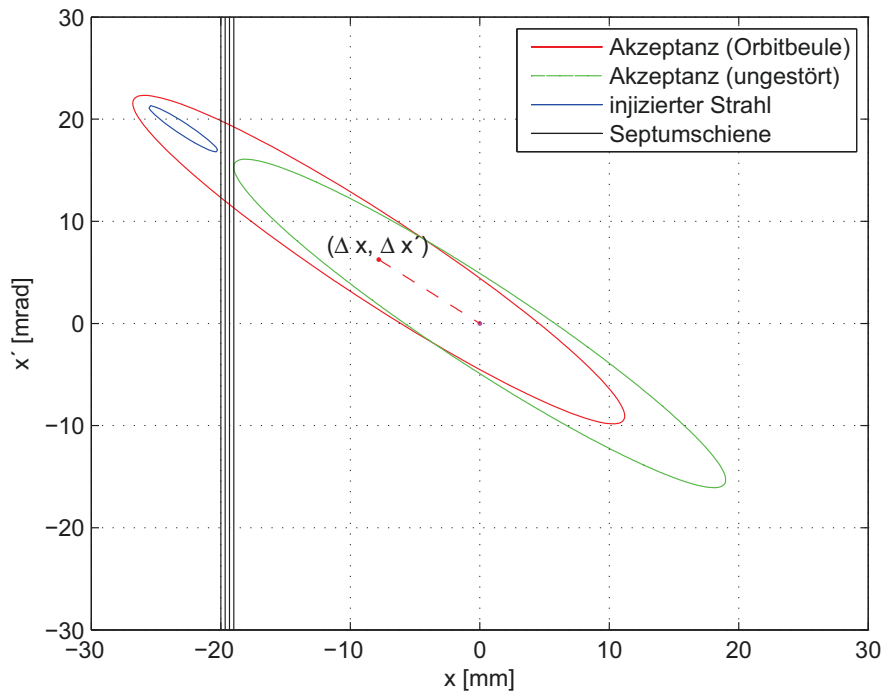
an dem die Vakuumkammer des Transferkanals in die des Speicherrings übergeht, wird Injektionspunkt genannt. Ab diesem Punkt unterliegt der injizierte Strahl der Wirkung der Magnetstruktur des Speicherrings.

### 3.2.2 Phasenraum am Injektionspunkt

Der vom Beschleuniger kommende Strahl befindet sich am Injektionspunkt auf der Außenseite der Septumschiene und somit außerhalb der Speicherring-Akzeptanz. Mit gepulsten Dipolmagneten wird am Septum eine Beule im Speicherringorbit erzeugt, die den gespeicherten Strahl näher an die Septumschiene führt. Schematisch ist dies in Abb. 3.3 dargestellt. Da diese Orbitbeule die dem Strahl effektiv zur Verfügung stehende Apertur einschränkt, wird aufgrund größerer Teilchenverluste die Lebensdauer des Strahls stark reduziert. Daher wird die Orbitbeule in der Regel nur für eine oder sehr wenige Umlaufzeiten des Strahls erzeugt. Mit der Orbitbeule wird das Zentrum der Akzeptanzellipse, wie in Abb. 3.4 skizziert, um  $(\Delta x, \Delta x')$  verschoben [12].

Durch diese Verschiebung befindet sich der injizierte Strahl innerhalb der Akzeptanzellipse und kann nun stabile Betatronoszillationen um den gespeicherten Strahl herum durchführen, wenn während einer Umlaufzeit die Orbitbeule abgeklungen ist.

Da die Betatronsoschwingung aufgrund der Synchrotronstrahlungsverluste gedämpft ist, bewegt sich der injizierte Strahl immer weiter in das Zentrum der Akzeptanzellipse hinein und vereint sich mit dem gespeicherten Strahl. Das von ihm ursprünglich eingenomme-



**Abbildung 3.4:** Phasenraumdarstellung der Injektion mit Orbitbeule. Durch das Verschieben des gespeicherten Strahls wird die Akzeptanz des Speicherrings kurzfristig nach um  $(\Delta x, \Delta x')$  verschoben. Dadurch befindet sich der zu injizierende Strahl plötzlich innerhalb der Akzeptanz.

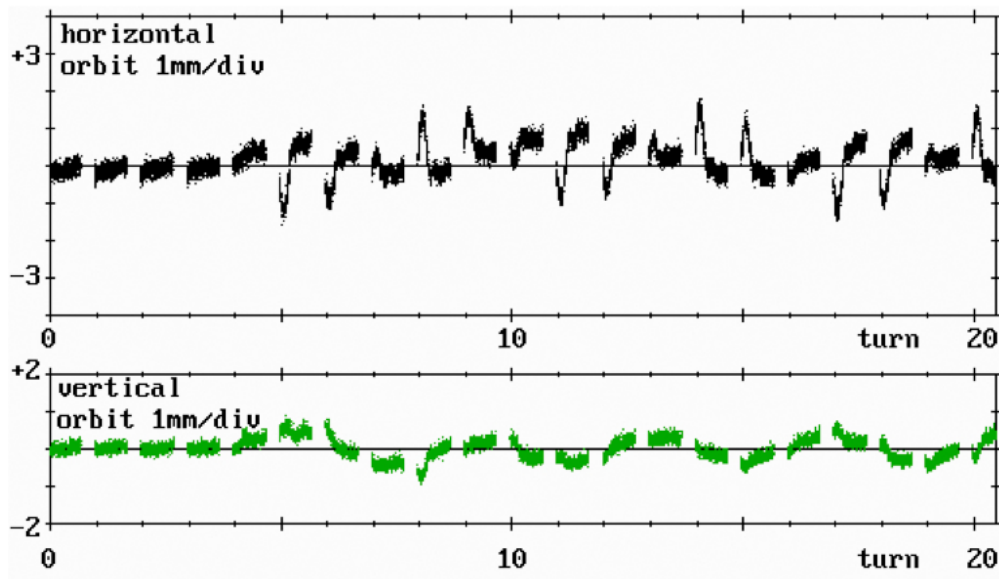
ne Phasenraumvolumen ist nun wieder frei und der Injektionsvorgang kann wiederholt werden.

### 3.2.3 Auswirkungen auf die Stabilität des gespeicherten Strahls

Während des Injektionsprozesses sollte der gespeicherte Strahl idealerweise nicht angeregt werden. Insbesondere für Injektionen, die bei laufenden Experimenten durchgeführt werden ist dies von großer Bedeutung. Bei BESSY II betrug die Amplitude der durch den Injektionsprozess hervorgerufenen Orbitstörung ca. 1 mm, siehe Abb. 3.5.

#### 3.2.3.1 Septum

Durch Streufelder wirkt das Magnetfeld des Septums nicht nur auf den zu injizierenden Strahl, sondern auch auf den gespeicherten Strahl und regt diesen so zu Betatronschwingungen an. Im Fall von BESSY II ist dies die dominierende Ursache für Strahlstörungen [6, 31].



**Abbildung 3.5:** Strahloszillationen in Folge des Pulsens des Septums und der Orbitbeule. Dargestellt ist eine Bunch-by-Bunch Messung der transversalen Strahlposition über 20 Umläufe. Zu erkennen ist die Füllstruktur mit der Austastlücke nach jedem Umlauf. Das Septum und die Beule wurde während des 6. Umlaufs gepulst und führt einer deutlichen Oszillation der Bunchschwerpunkte. Abbildung von Kuske et al. [10].

### 3.2.3.2 Probleme der konventionellen Injektion mit 4 Kicker

Zur Erzeugung der für die Injektion notwendigen Orbitbeule sind in der Regel 4 Kicker-magnete notwendig. Damit der Orbit am Ende der Beule, beim letzten Kicker, wieder zurück auf den Sollorbit geführt wird, ist eine exakte Einstellung der Kickstärken  $\kappa$  der einzelnen Kicker notwendig. Passiert dies nicht, bleibt ein unkompenzierter Restkick übrig, der den gespeicherten Strahl zu Oszillationen anregt.

Die Pulsformen der 4 Kickerpulse weichen in der Regel minimal voneinander ab, bedingt durch Fertigungstoleranzen der Bauteile. Durch Anpassen der Timings der einzelnen Kickerpulse können diese Unterschiede teilweise kompensiert werden. Da die einzelnen Pulse aber jeweils zusätzlichem Jitter in Timing, und Amplitude unterliegen, ist der Abgleich zeitlich nicht stabil. So bleibt ein Restkick der 4 Kicker übrig, der einige Prozent der Gesamtkickstärke betragen kann [32].

Idealweise sollten die Dipolkicker, den gespeicherten Strahl nur horizontal ablenken. Eine Fehljustage, die den Kicker aus der horizontalen Lage leicht herausdreht, führt allerdings dazu, dass der Kickerpulse den Strahl auch vertikal ablenkt. Eine Kompensation dieser Orbitstörung ist nicht möglich. Daher ist eine sorgfältig Justage die einzige Möglichkeit diese Störung zu minimieren.

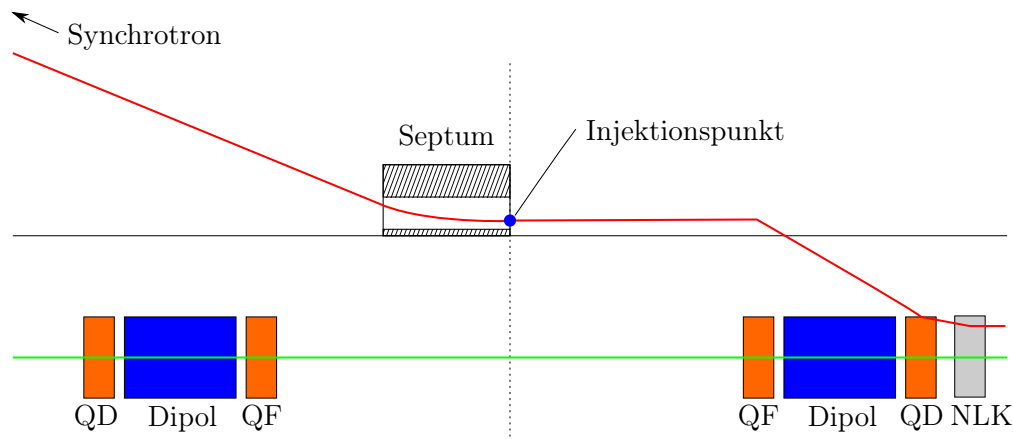
### 3.3 Injektion und Akkumulation mit einem einzelnen gepulsten Magneten

Ein alternatives Injektionsschema wurde am *Photon Factory Advanced Ring (PF-AR)*, *KEK* erstmalig von Harada et al. [8] demonstriert. Im Folgenden wird dieses Schema daher Photon Factory Injektionsschema genannt. Dabei wird ein einzelner gepulster Magnet verwendet um den injizierten Strahl in die Akzeptanz des Speicherrings zu bewegen, siehe Abb. 3.6.

Am Injektionspunkt befindet sich der injizierte Strahl ausserhalb der Speicherringakzeptanz. Dennoch unterliegt er der Optik des Speicherrings. Der injizierte Strahl wird nun auf dem Weg zum nichtlinearen Kicker mit großer Amplitude gemäß

$$x(s) = \sqrt{J\beta_x(s)} \cos(\varphi(s) + \varphi_0) \quad (3.1)$$

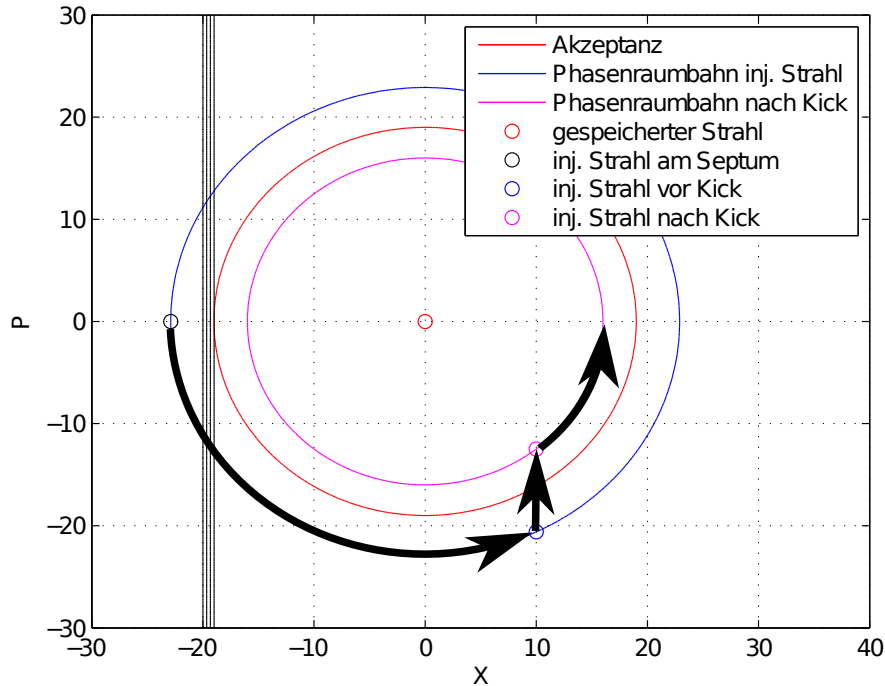
mit der Courant-Snyder-Invariante  $J$  um den gespeicherten Strahl schwingen, vgl. Kap. 2.1.1. Damit der Strahl gespeichert werden kann, muss seine Courant-Snyder-Invariante  $J_{\text{Inj}}$  auf einen Wert reduziert werden, der kleiner als die Courant-Snyder-Invariante  $J_A$  der Akzeptanz ist.



**Abbildung 3.6:** Schematische Darstellung der Injektion mit einem nichtlinearen Magneten. Ab dem Injektionspunkt unterliegt der injizierte Strahl der Optik des Speicherrings und oszilliert um den gespeicherten Strahl. An einer geeigneten Stelle, an der die Ablage des Strahls reduziert ist, wird der nichtlineare Magnet installiert, der den transversalen Impuls reduziert und den Strahl so in die Akzeptanz des Speicherrings bewegt.

#### 3.3.1 Darstellung im normalisierten Phasenraum

Zur Verdeutlichung erfolgt nun der Übergang in den normalisierten Phasenraum  $(X, P)$ , siehe Abb. 3.7 und vgl. Kap. 2.1.2.1. Dabei soll zunächst angenommen werden, dass die Betafunktion genau am Injektionspunkt ihr globales Maximum hat und das Septum



**Abbildung 3.7:** Darstellung des Injektionsschemas mit einem einzelnen Kickermagneten im normalisierten Phasenraum. Durch die Normalisierung werden die Betatronoszillationen auf den harmonischen Oszillator abgebildet. Im Bereich von  $x = -19$  bis  $x = -20$  befindet sich die Septumschiene. Auf den injizierten Strahl wird bei geeignetem Phasenverschiebung ein Winkelkick  $\Delta P$  ausgeführt. Dadurch bewegt er sich im Phasenraum senkrecht nach oben und befindet sich dann innerhalb der Akzeptanz, so dass er fortan stabil um den gespeicherten Strahl oszilliert.

somit die optisch engste Stelle darstellt<sup>4</sup>. Der injizierte Strahl befindet sich dann am normalisierten Ort  $X_{\text{Inj},0} = \sqrt{J_{\text{Inj},0}}$  mit  $P_{\text{Inj},0} = 0$ . Der Radius der Kreistrajektorie ist somit  $X_{\text{Inj},0}$ . Auf dem Weg zum Kickermagneten nimmt die Phase um den Wert  $\varphi$  zu, die normalisierten Koordinaten sind dann gegeben durch

$$X_{\text{Inj},1} = \sqrt{J_{\text{Inj},0}} \cos \varphi \quad (3.2)$$

$$P_{\text{Inj},1} = -\sqrt{J_{\text{Inj},0}} \sin \varphi \quad (3.3)$$

Der Kicker erzeugt nun ein Feld, das in seinem Zentrum verschwindet und am normalisierten Ort  $X_{\text{Inj},1}$  den Ablenkwinkel  $\Delta P$  erzeugt. Der gespeicherte Strahl im Zentrum des nichtlinearen Kickers wird somit nicht beeinflusst, während der injizierte Strahl um

<sup>4</sup>Die muss nicht immer der Fall sein. Bei der Speicherringanlage DELTA z.B. befindet sich das Maximum der Betafunktion kurz vor einem Undulator und nicht am Septum

den normalisierten Winkel  $\Delta P$  abgelenkt wird. Für den injizierten Strahl ergeben sich nach dem Kick die Koordinaten

$$X_{\text{Inj},2} = \sqrt{J_{\text{Inj},0}} \cos \varphi \quad (3.4)$$

$$P_{\text{Inj},2} = -\sqrt{J_{\text{Inj},0}} \sin \varphi + \Delta P \quad (3.5)$$

und für den Radius, bzw. die Courant-Snyder-Invariante,

$$J_{\text{Inj},2}^2 = X_{\text{Inj},2}^2 + P_{\text{Inj},2}^2 = J_{\text{inj},0}^2 - 2\Delta P \sqrt{J_{\text{inj},0}} \sin \varphi + \Delta P^2 \quad (3.6)$$

vgl. [8]. Damit folgt

$$\Delta P = J_{\text{inj},0} \sin \varphi \pm \sqrt{J_{\text{inj},2}^2 - J_{\text{inj},0}^2 \cos^2 \varphi}. \quad (3.7)$$

Ist  $J_{\text{inj},2} \leq J_A$ , so befindet sich der injizierte Strahl nach dem Kick innerhalb der Akzeptanz und ist somit stabil gespeichert. Durch die Synchrotronstrahlungsdämpfung bewegt sich der injizierte Strahl dann ins Zentrum der Akzeptanz. Das von ihm ursprünglich eingenommene Phasenraumvolumen wird frei und der Injektionsprozess kann wiederholt werden.

Der Phasenvorschub vom Injektionspunkt bis zum nichtlinearen Kicker ist der kritische Parameter für dieses Injektionsschema. Für

$$\phi \rightarrow n\pi \quad \text{mit } n = 1, 2, \dots \quad (3.8)$$

gibt es keine reelle Lösung von Gl. (3.7). Für

$$\phi \rightarrow (2n - 1) \frac{\pi}{2} \quad \text{mit } n = 1, 2, \dots \quad (3.9)$$

sind der gespeicherte und der injizierte Strahl räumlich gar nicht oder nicht mehr ausreichend voneinander getrennt und der nichtlineare Kicker würde beide Strahlen ablenken. Selbst wenn die beiden obigen Bedingungen erfüllt sind, kann bei ungünstiger Wahl von  $\phi$  der notwendige Ablenkwinkel  $\Delta P$  sehr groß werden.

### 3.3.2 Konzeption für einen gepulsten Injektionsmagneten

Dieses Injektionsschema stellt zunächst die einfache Bedingung, dass das Magnetfeld des Kickermagneten transversal in seiner Mitte verschwindet

$$B(x = 0) = 0, \quad (3.10)$$

da sich dort der gespeicherte Strahl befindet, der nicht gestört werden soll. An der Position des injizierten Strahl muss das Magnetfeld mit

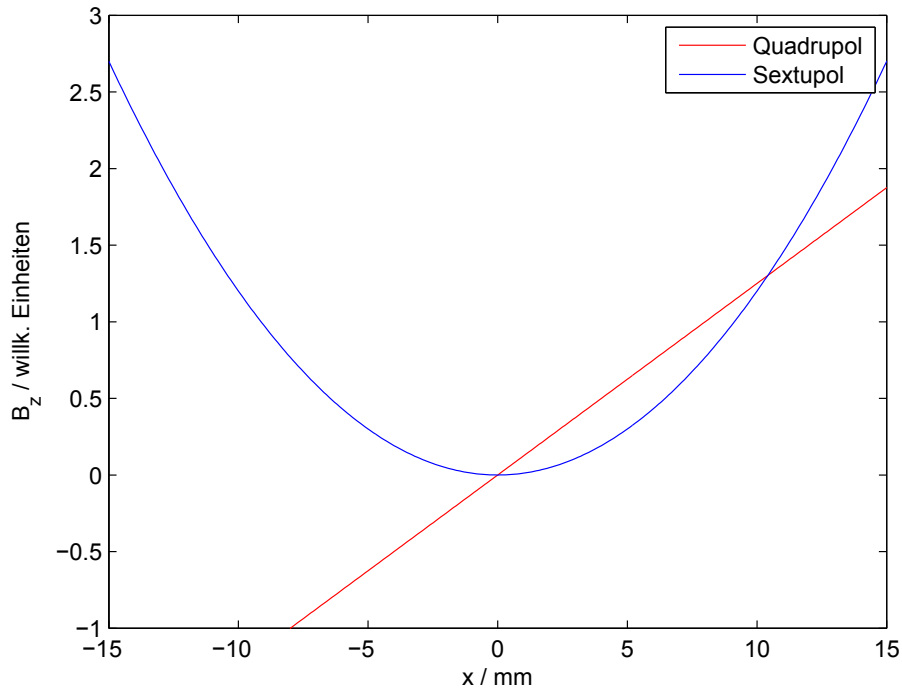
$$B(x = x_{\text{injizierter Strahl}}) = B(\Delta P) \quad (3.11)$$

ausreichend stark sein um den injizierten Strahl gemäß Gl. (3.7) um  $\Delta P$  abzulenken und ihn in die Akzeptanz des Speicherrings zu bewegen. Verschiedene Magnetfeldkonfigurationen erfüllen diese Bedingungen.



### 3.3.2.1 Gepulster Quadrupol

Aufgrund der häufigen Verwendung in Speicherringen liegt es nahe einen gepulsten Quadrupol für dieses Injektionsschema zu verwenden, da dieser eine relativ einfache Bauform hat und die beiden genannten Bedingungen für das Magnetfeld erfüllt, siehe Abb. 3.8. Mit einem solchen Magneten wurde am *Photon Factory Advanced Ring* das Injektionsschema erstmals demonstriert [8].



**Abbildung 3.8:** Injektion mit einem gepulsten Quadrupol und mit einem gepulsten Sextupol

Nachteilig wirkt sich bei Verwendung eines gepulsten Quadrupolmagneten die endliche transversale Ausdehnung des gespeicherten Strahls aus, da dieser beim Pulsen die fokussierende Wirkung des Quadrupolfeldes

$$B_z(x) = kx \quad \text{mit } k = \text{const.}, \quad (3.12)$$

spürt, was zu einer Modulation des transversalen Strahlprofils während des Injektionsprozesses führt. Auch der injizierte Strahl hat eine endliche transversale Ausdehnung, die in der Regel noch größer als die des gespeicherten Strahls ist. Der Ablenkwinkel  $\Delta P$  nimmt daher für die äusseren Teile des injizierten Strahls zu.

### 3.3.2.2 Gepulster Sextupol

Eine Reduktion der Wirkung auf den gespeicherten Strahl kann durch Verwendung eines gepulsten Magneten nächsthöherer Ordnung erzielt werden. Da das Feld eines Sextupolmagneten

$$B_z(x) = mx^2 \quad \text{mit } m = \text{const.}, \quad (3.13)$$

quadratisch mit dem Abstand vom Zentrum ansteigt, ist die Wirkung auf den gespeicherten Strahl deutlich reduziert. Dafür nimmt die Aufweitung des Ablenkwinkels  $\Delta P$  zu.

Das Photon Factory Injektionsschema wurde zunächst von Harada et al. mit einem gepulsten Quadrupol [8] und später von Takaki et al. mit einem gepulsten Sextupol erfolgreich demonstriert [9]. Dabei konnte gezeigt werden, dass die Anregung des gespeicherten Strahls mit dem gepulsten Sextupol deutlich kleiner als die des gepulsten Quadrupols ist [9].

## 4 Entwicklung eines nichtlinearen Kickermagneten für BESSY II

BESSY II ist eine Synchrotronstrahlungsquelle der 3. Generation, die vom Helmholtz-Zentrum Berlin betrieben wird. Sie besteht aus einem 50 MeV Linac [33], einem 1,9 GeV *full energy injector*<sup>1</sup> Synchrotron und dem Speicherring, der bei einer Strahlenergie von 1,7 GeV betrieben wird und an dem mehr als 50 Strahllinien zur Verfügung stehen, an denen Experimente durchgeführt werden können [34].

### 4.1 Der BESSY II Speicherring

Der Speicherring BESSY II wurde als „Double Bend Achromat“ aus 16 gleichartigen Zellen aufgebaut. Dieser Aufbau bietet 16 gerade Strecken, von denen in 14 Insertion Devices<sup>2</sup> eingebaut werden können. Das Septum und die 4 Dipolkickermagneten für die Injektion mit einer gepulsten Orbitbeule sowie die 4 Cavities benötigen die beiden restlichen geraden Strecken. In Abb. 4.1 ist der Verlauf der horizontalen und vertikalen Betafunktionen [35, 36, 37] über 4 Zellen dargestellt. Der Verlauf der Betafunktionen wurde mit Hilfe des Optikmodells „*bessyIIatdeck\_17\_multibunch\_symplectic.m*“ [38, 39] und der Accelerator Toolbox für Matlab [40] berechnet. Der Arbeitspunkt liegt bei  $Q_x = 17,15$  und  $Q_y = 6,26$ .

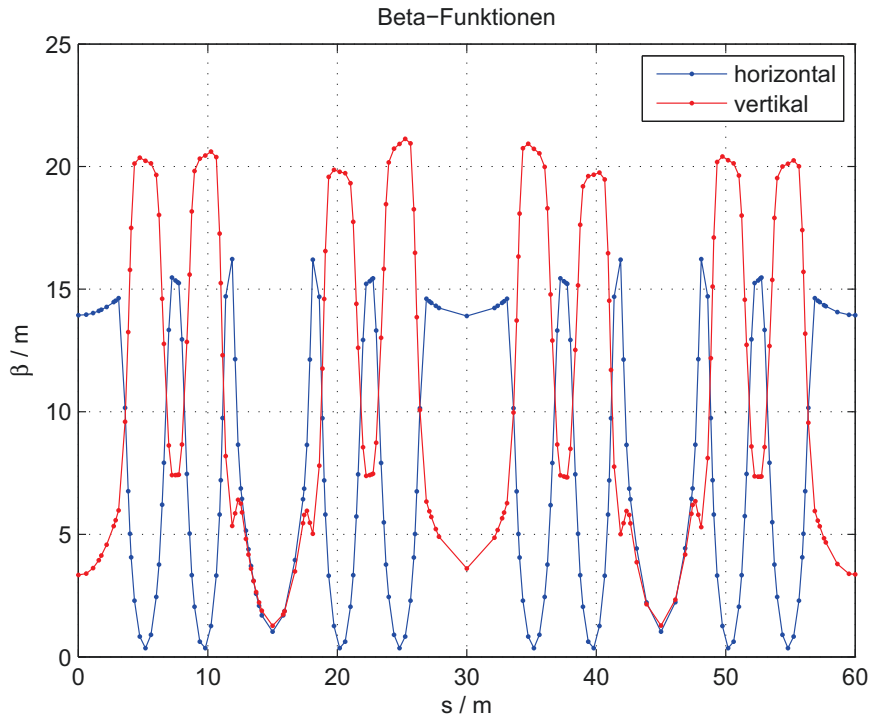
### Top-Up Vorbereitungen bei BESSY II

Wie an vielen Synchrotronstrahlungsquellen wurde auch für BESSY II ein Top-Up Modus eingeführt [6]. Für die Bereitstellung eines solchen Betriebsmodus in Nutzerschichten gibt es zwei Bedingungen. Die erste ist strahlenschutztechnischer Natur und verlangt, dass die Injektionseffizienz oberhalb von 90 % liegt, um die Sicherheit der Experimentatoren an den Beamlines zu gewährleisten [41]. Die zweite Bedingung betrifft die Strahlstabilität. Da viele Experimente sensitiv auf Strahlbewegungen sind, muss die Anregung dieser durch die Injektion minimal sein.

---

<sup>1</sup>Der *full energy injector* ist in der Lage die niederenergetischen Elektronen, die der Linac liefert, in einem Schritt auf die Energie, mit dem der Speicherring betrieben wird, zu beschleunigen.

<sup>2</sup>Eine *Insertion Device* ist eine spezielle Magnetstruktur zur Erzeugung sehr intensiver Synchrotronstrahlung.



**Abbildung 4.1:** Verlauf der Betafunktionen in einem Viertel des BESSY II Speicherrings berechnet mit Hilfe des Optikmodells „*bessyIIatdeck\_17\_multibunch\_symplectic.m*“ [38, 39] und der Accelerator Toolbox für Matlab [40].

Zur Erfüllung dieser beiden Bedingungen wurden einige Maßnahmen ergriffen. Zur Erhöhung der Injektionseffizienz wurde das Mikrotron durch den Linearbeschleuniger ersetzt, was die Injektion von einzelnen Bunchen in spezifische Buckets ermöglichen soll. Zudem wurde die horizontale Emittanz des Synchrotrons um  $\sim 40\%$  reduziert, indem der horizontale Arbeitspunkt von  $Q_x = 4,55$  auf  $Q_x = 5,9$  erhöht wurde [6]. Zur Reduktion der Strahlanregung durch den Injektionsprozess wurde das Septum 7 – 8 mm näher an den gespeicherten Strahl bewegt, das Schild verbessert und die Pulsform optimiert [6, 42]. Außerdem wurde die Aufstellung der 4 Injektionskicker optimiert um die vertikale Strahlanregung zu reduzieren und jeweils 2 benachbarte Kicker von einem Netzgerät versorgt, so dass die Auswirkungen von Amplituden- und Timing-Jitter kleiner ausfallen [6].

Da der Amplituden-, und Timing-Abgleich der 4 Kickermagnete aber nach wie vor schwierig und zeitlich nicht stabil ist wurde parallel der Ansatz der Photon Factory für die Injektion verfolgt, siehe Kap. 3.3. Die Entwicklung des für diesen Ansatz speziell für BESSY II entworfenen nichtlinearen Kickermagneten wird in diesem Kapitel beschrieben.

## 4.2 Design eines gepulsten nichtlinearen Injektionsmagneten

Für die Installation eines Kickermagneten für das Photon Factory Injektionsschema steht ein kurzes Stück in der  $D2$ -Geraden von BESSY II vor dem Undulator U125 zur Verfügung. Diese Position befindet sich ca. 27,5 m strahlabwärts vom Septum. Der Phasenverschiebung hierhin beträgt  $\Delta\varphi = 2,14$  rad und die horizontale Betafunktion hat an dieser Position mit  $\beta_x \approx 14,4$  m in etwa den gleichen Wert wie am Septum. Der Injektionspunkt liegt bei  $x \approx 16$  mm und  $x' = 0$  mrad. Am BESSY II Septum verschwindet die Ableitung der Betafunktion, somit ist die Anfangsphase des injizierten Strahls  $\varphi = 0$ . Somit gilt entsprechend (2.4)

$$x(s_{\text{Septum}}) = \sqrt{J_{\text{inj}}\beta_x(s_{\text{Septum}})} \quad (4.1)$$

Für die Ablage des injizierten Strahls entlang des Weges bis zum Injektionskickers gilt dann

$$x(s) = x(s_{\text{Septum}}) \sqrt{\frac{\beta_x(s)}{\beta_x(s_{\text{Septum}})}} \cos \varphi \quad (4.2)$$

Der Strahl hat somit an der vorgesehenen Position des Kickers die Ablage  $x = 10,2$  mm. Um den Strahl in die Akzeptanz zu bewegen, ist ein Ablenkwinkel von  $\vartheta = 1$  mrad notwendig. Für den Ablenkwinkel  $\Delta x'$  eines Elektronenstrahls mit Impuls  $p$  in einem Magnetfeldes der Stärke  $B_0$  gilt

$$\Delta x' = \frac{e}{p} B \cdot l \quad (4.3)$$

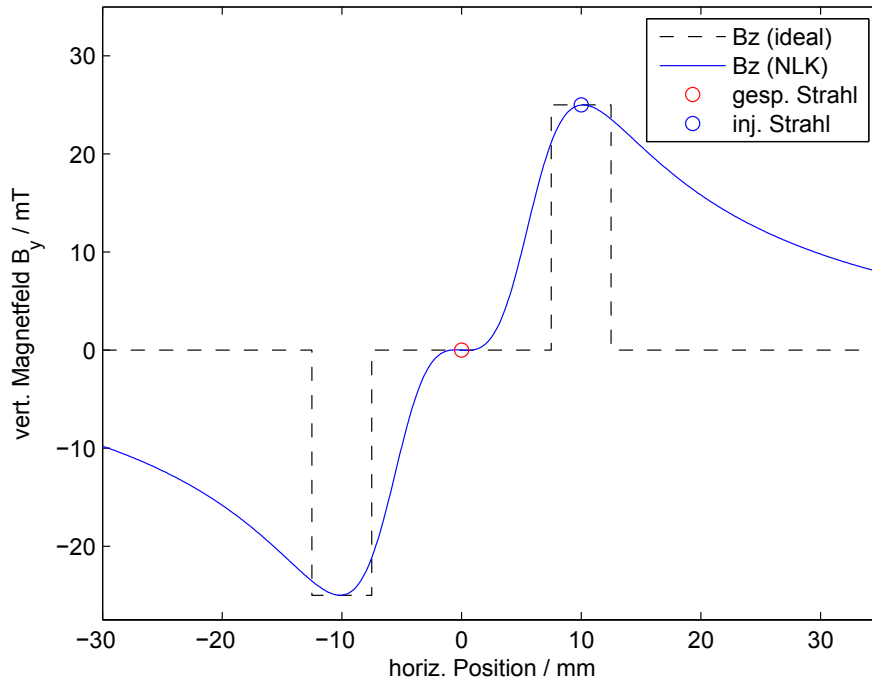
wobei  $l$  die Weglänge ist, auf der das Magnetfeld auf den Strahl wirkt. Für den Kickermagneten steht eine maximale Länge von  $l = 0,28$  m zur Verfügung. Daraus ergibt sich mit  $p_{\text{BESSY}} = 1,72 \frac{\text{GeV}}{c}$  als Minimum für die notwendige Magnetfeldstärke an der Position des injizierten Strahls  $B_{\text{NLK}}(x_{\text{inj. Strahl}}) = 20,5$  mT. Zuzüglich einer Sicherheitsmarge erhält man eine geforderte maximale Magnetfeldstärke von  $B_{\text{NLK}}(x_{\text{inj. Strahl}}) = 25$  mT

### Optimierung der Magnetfeldgeometrie

In Kapitel 3.3.2 wurden bereits mögliche Multipolfelder für die Injektion mit einem einzelnen Kickermagneten diskutiert. Die an der Photon Factory eingesetzten Quadrupol- und Sextupolmagnetfelder, erfüllen die Bedingung, dass das Feld im Magnetzentrum verschwindet, der injizierte Strahl dennoch ausreichend stark abgelenkt wird. Beide Multipolfelder haben jedoch den Nachteil, dass  $\partial_x B_z$  sowohl für den gespeicherten, als auch den injizierten Strahl nicht verschwindet.

Dies führte bei den an der Photon Factory verwendeten Injektionskickern zu unerwünschten Strahlprofilmodulationen des gespeicherten Strahls [9]. Zudem ist der Ablenkwinkel des injizierten Strahls abhängig von der Position der Teilchen. Teilchenstrahlen mit großer Emittanz erfahren somit eine inhomogene Ablenkung. Teile des Strahls können in diesem Fall unter Umständen nicht in die Akzeptanz gebracht werden (vgl. Kap. 7.3.5). Die Folge ist ein erhöhter Teilchenverlust bei der Injektion.

Die Verwendung eines gepulsten Sextupolfeldes reduziert die Strahlprofilmodulation des gespeicherten Strahls aufgrund des quadratischen Verlaufs des Sextupolfeldes deutlich [9]. Allerdings erhöht sich der Feldgradient für den injizierten Strahl, wodurch die Problematik bei Strahlen mit großer Emittanz noch weiter verstärkt wird.



**Abbildung 4.2:** Verlauf des idealen und genäherten Feldverlaufs der  $B_z$ -Komponente für die Injektion mit einem einzelnen Injektionskicker. An der horizontalen Position des gespeicherten Strahls verschwindet das Feld und die ersten beiden Ableitungen. An der horizontalen Position des injizierten Strahls erreichen die beiden Felder ihr Maximum und der Feldgradient verschwindet.

Das Feld des Injektionskickers sollte daher die im Folgenden aufgeführten Bedingungen erfüllen um zum einen eine optimierte Injektion zu ermöglichen und gleichzeitig die Wirkung auf den gespeicherten Strahl zu minimieren.

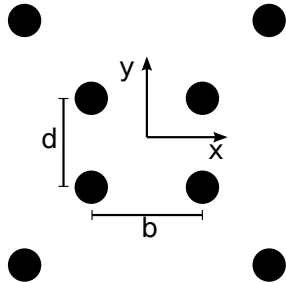
$$B_z(0) = 0 \quad (4.4)$$

$$\partial_x B_z(0) = \partial_x B_z(x_{\text{inj. Strahl}}) = 0 \quad (4.5)$$

$$B_z(x_{\text{inj. Strahl}}) = B_{\text{max}} \quad (4.6)$$

Daraus folgt der in Abb. 4.2 dargestellte ideale Feldverlauf, der aber aufgrund der sprunghaften Änderungen der Feldstärke unphysikalisch ist. Mit der in Abb. 4.3 dar-

gestellte Konfiguration aus 8 parallelen Stromleitern kann eine Feldgeometrie erzeugt werden, die die Bedingungen (4.4)-(4.6) erfüllt und näherungsweise eine dem idealen Feld ähnliche Geometrie besitzt. Die 4 inneren Leiter dieser Konfiguration müssen den Strom dazu in die gleiche Richtung führen und die 4 äußeren in die Gegenrichtung.



**Abbildung 4.3:** Stromleiterkonfiguration, die den in Abb. 4.2 dargestellten stark nichtlinearen Verlauf von  $B_z$  erzeugt. Die 4 inneren Leiter führen den Strom in die gleiche Richtung und die 4 äußeren in die Gegenrichtung.

Jeweils ein innerer und äußerer Leiter bilden zusammen eine Luftspule mit einer einzelnen Windung. Aufgrund der geringen Impedanz dieser Spule kann der Kicker mit einer Pulslänge von  $\tau = 1,5 \mu\text{s}$  gepulst werden. Nachteil des fehlenden Eisenkerns ist allerdings die auch bei starker Bestromung geringe Maximalfeldstärke. Um dennoch eine ausreichende Maximalfeldstärke zu erzeugen, müssen die stromführenden Leiter sehr nah an den Strahl herangeführt werden. Für die geforderte Feldstärke von  $B_{\text{max}} = 25 \text{ mT}$  darf der vertikale Abstand  $d$  der inneren Leiter bei einer Bestromung mit  $I = 600 \text{ A}$  nur etwa 11 mm betragen.

### 4.3 Aufbau des nichtlinearen Kickermagneten

Aus den Überlegungen der vorangegangenen Abschnitte ergeben sich die in Tab. 4.1 aufgeführten Parameter für das Design des nichtlinearen Injektionskickermagneten (NLK).

Parameter	Wert
Ablenkwinkel $\vartheta$	1 mrad
vertikale Apertur	11 mm
Magnetlänge	280 mm
max. Feldstärke $B_{\text{max}}(x = 12 \text{ mm})$	25 mT
max. Stromstärke pro Leiterschleife	600 A

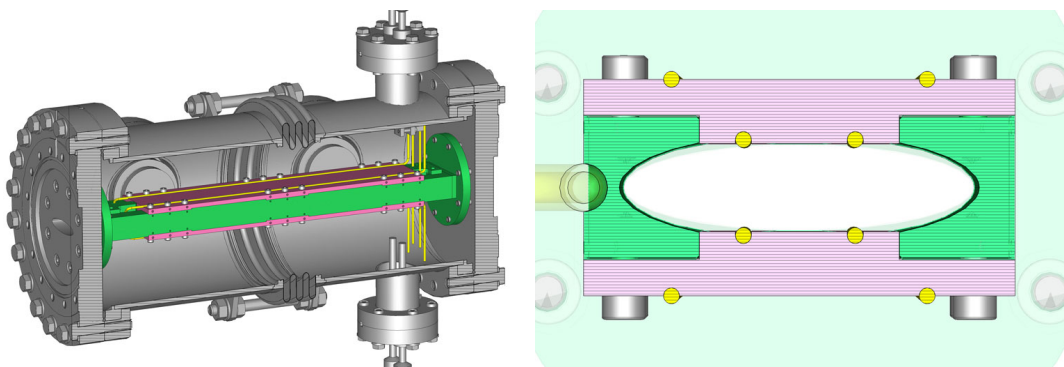
**Tabelle 4.1:** Design Parameter für den nichtlinearen Injektionskicker [43, 44, 45].

Basis für den nichtlinearen Kickermagneten für BESSY II ist die elliptische Vakuumkammer der BESSY II Insertion Devices. Die kurze Halbachse des elliptischen Querschnitts hat eine Länge von 5,5 mm, die lange Halbachse eine von 22,5 mm. Durch Einfügen eines 2,5 cm breiten Schlitzes in der Ober- und Unterseite der Kammer ergibt sich der nötige Platz für die Installation der Leiterkonfiguration aus Abb. 4.3. Diese wird von einer Keramik mit T-förmigen Querschnitt gehalten. Für die Art der Halterung der

Leiter auf der Keramik wurden zwei Möglichkeiten betrachtet. Für beide Möglichkeiten wurde jeweils vom Helmholtz-Zentrum Berlin [34] ein Design entwickelt, konstruiert und im Betrieb bei BESSY II getestet [43, 44, 45]. Im Folgenden werden diese beiden Designs Typ 1 und Typ 2 genannt.

#### 4.3.1 Nichtlinearer Kickermagnet Typ 1

Die erste Möglichkeit der Halterung der Leiter auf der Keramik ist in Abb. 4.4 dargestellt. Die vier oberen und unteren Leiter werden in Kanäle auf der Ober- bzw. Unterseite der Keramik eingelötet. Die Keramik dient als Isolator und Ober-, bzw. Unterseite des Strahlrohres. Aus Sicht der Strahlwechselwirkung, vgl. Kap. 2.3, ist dies problematisch, da die Spiegelströme des Elektronenstrahls nicht mehr unterbrechungsfrei entlang der Ober- bzw. Unterseite der Vakuumkammer fließen können und so unerwünschte Wakefelder im Kickermagneten hervorrufen. Um diesen Effekt zu reduzieren wird zwischen den inneren Leitern eine  $5\ \mu\text{m}$ -dicke Schicht aus Titan aufgetragen um die Spiegelströme des Elektronenstrahl führen zu können.

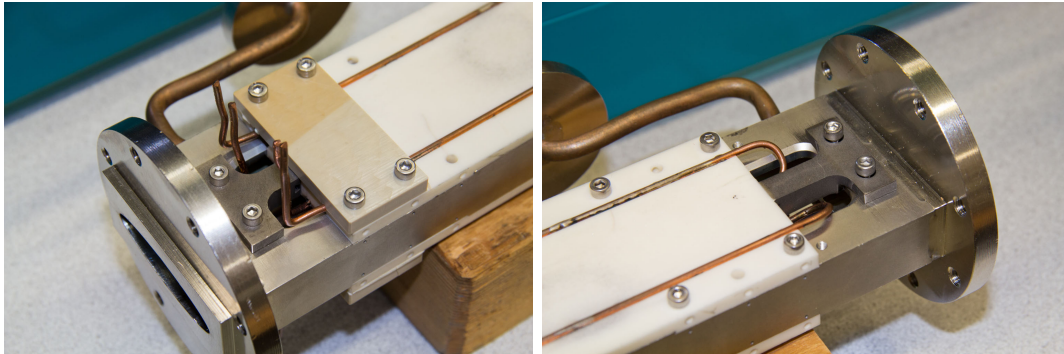


**Abbildung 4.4:** *links:* 3D-CAD-Modell des nichtlinearen Kickermagneten des Typs 1. *Abbildung nach Dirsat [43]. rechts:* Querschnitt durch den T-förmigen Keramikhalter für die Leiterschleifen des Magneten.

Die benachbarten Leiter auf der Innen- und Außenseite bilden zusammen eine Spule mit genau einer Windung, indem sie an einem Ende der Keramik von der Innenseite auf die Außenseite geführt werden. Am anderen Ende der Keramik werden beide Leiter nach oben, bzw. unten aus dem Vakuumtank herausgeführt. Der horizontale Abstand der inneren Leiter beträgt 12 mm. Die beiden Keramiken mit den Leitern sind in das Strahlrohr aus Edelstahl eingelassen. In longitudinaler Richtung wird die Titanbeschichtung der Keramik durch leitende Verbindungsstücke kontaktiert. An der Außenseite des Strahlrohres befindet sich ein Kühlkörper, der von Wasser durchflossen wird, um den Energieeintrag durch Synchrotronstrahlung abführen zu können. Da der Kickermagnet selbst nicht vakuumdicht ist, befindet er sich in einem äußeren Vakuumtank. Der nach den in Tab. 4.1



aufgeführten Parametern konstruierte nichtlineare Kickermagnet des Typs 1 ist in Abb. 4.5 dargestellt.



**Abbildung 4.5:** Fotografien des fertigen nichtlinearen Kickermagneten des Typs 1. *links:* Eingangsseite mit nach Außen geführten Leitern. *rechts:* Ausgangsseite, an der die Leiter von der Innen- auf die Außenseite geführt werden.

Dieses Design hat den Vorteil, dass die Leiter sehr nah an den Strahl herangeführt werden. Somit kann der zur Erzeugung der benötigten Maximalfeldstärke benötigte Maximalstrom durch die Leiter reduziert werden. Dennoch wird hier eine Maximalstromstärke von 600 A benötigt.

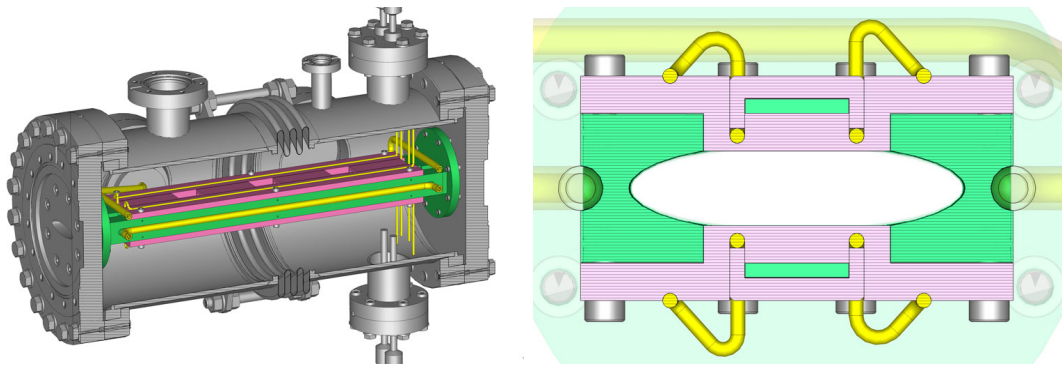
#### 4.3.2 Nichtlinearer Kickermagnet Typ 2

Das auf maximale Effizienz bezüglich der benötigten Stromstärke hin optimierte Design des Typs 1, kann trotz der Titanbeschichtung aus Sicht der Strahlwechselwirkung problematisch sein, vgl. Kap. 4.4.1, da die Titanschicht zum einen die Oberfläche der Vakuumkammer nicht vollständig bedeckt und zum anderen die Wakefelder des Elektronenstrahl unerwünschte Ströme in den nicht abgeschirmten inneren Leitern hervorrufen können. Zudem können die niederfrequenten Anteile der Wakefelder die Titanschicht, entsprechend der Skintiefe durchdringen. Das zweite Magnetdesign, siehe Abb. 4.6, wurde daher auf Basis der Untersuchungen, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden, bezüglich der Strahlwechselwirkung optimiert.

Dabei wurden die drei folgenden Optimierungen bezüglich der Strahlwechselwirkung durchgeführt:

- Erhöhung des Abstandes der Leiter vom Strahl
- Vollständige Abdeckung der dem Strahl zugewandten Keramikoberfläche mit Titan
- Erhöhung der Schichtdicke des Titans von  $5\ \mu\text{m}$  auf  $10\ \mu\text{m}$

Durch die Erhöhung des Abstandes der inneren Leiter vom Elektronenstrahl konnte die gesamte, für den Elektronenstrahl sichtbare Oberfläche der Keramik mit Titan beschichtet



**Abbildung 4.6:** *links:* 3D-CAD-Modell des nichtlinearen Kickermagneten des Typs 2. Abbildung nach Dirsat [43]. *rechts:* Querschnitt durch die geänderte Keramikhalterung des Typs 2.

werden, ohne dass die vertikale Apertur des Kickers eingeschränkt wurde. Die Wakefelder können daher keine Ströme in den Leitern induzieren.

Aus der Erhöhung des Abstandes der Leiter von der Magnetachse folgt bei gleicher Bestromung allerdings eine geringere maximale Feldstärke als beim Typ 1 Design. Da das Feld im Design des Typs 2 zusätzlich noch die  $10\ \mu\text{m}$  starke Titanschicht durchdringen muss, wurde eine Erhöhung der Maximalstromstärke notwendig, um die für die Injektion notwendige Feldstärke von 25 mT zu erreichen. Insgesamt ergeben sich dann für das Typ 2 Design die in Tab. 4.2 aufgeführten Parameter.

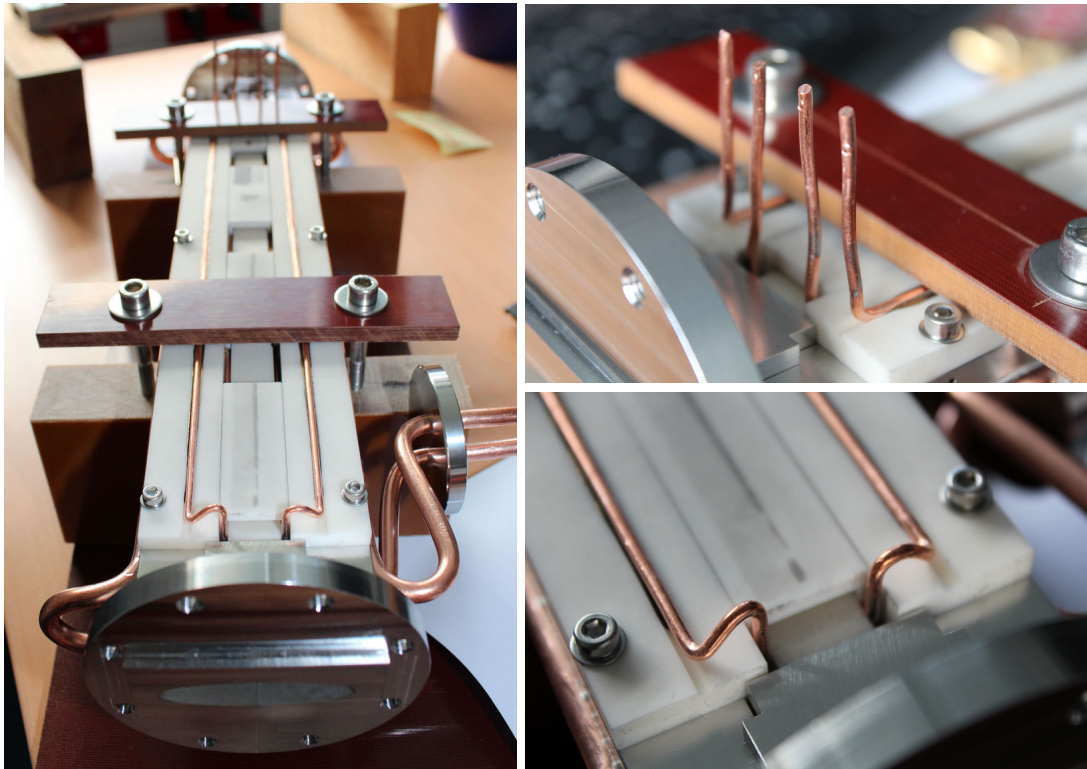
Parameter	Wert
Ablenkwinkel $\vartheta$	1 mrad
vertikale Apertur	11 mm
Magnetlänge	280 mm
max. Feldstärke $B_{\text{max}}(x = 12\ \text{mm})$	25 mT
Peak Stromstärke pro Leiterschleife	700 A

**Tabelle 4.2:** Design Parameter des nichtlinearen Injektionskickers des Typs 2.

Der nach diesen Parametern konstruierte nichtlineare Kickermagnet des Typs 2 ist in Abb. 4.7 dargestellt [43, 44, 45].

#### 4.4 Inbetriebnahme der nichtlinearen Kickermagnete

Die vorgestellten Magnetdesigns wurden in den Jahren 2010 (Typ 1) und 2011 (Typ 2) in den BESSY II Speicherring installiert und in Betrieb genommen.

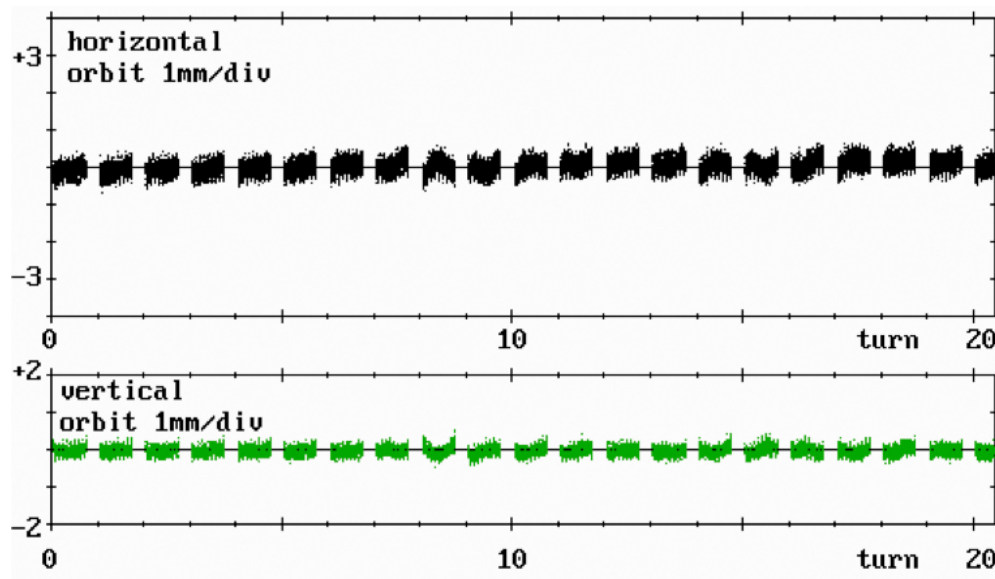


**Abbildung 4.7:** Fotografien des fertigen nichtlinearen Kickermagneten des Typs 2. *links:* Gesamtansicht. *rechts oben:* Eingangsseite, mit nach außen geführten Leitern *rechts unten:* Ausgangsseite, an der die Leiter von der Innen- auf die Außenseite geführt werden.

#### 4.4.1 Nichtlinearer Kickermagnet Typ 1

Während der Inbetriebnahme des Kickermagneten des Typs 1 wurde zunächst das klassische Injektionsschema auf eine hohe Effizienz hin optimiert und anschließend auf das neue Injektionsschema umgeschaltet. Dabei konnte mit dem nichtlinearen Kickermagneten sofort Strahlstrom bei unveränderter Effizienz bis zur Sollstromstärke von 300 mA akkumuliert werden.

Die Injektion mit dem nichtlinearen Kickermagneten funktionierte wie erwartet, so dass nach einer Optimierung eine Injektionseffizienz von 80% erreicht wurde. Dieser Wert ist vergleichbar mit der Effizienz der 4-Kicker-Beuleninjektion. Eine Untersuchung der Anregung des gespeicherten Elektronenstrahls durch den nichtlinearen Kickermagneten ergab, dass die RMS-Amplitude der transversalen Strahloszillation in Folge des Kickerpulsens horizontal  $< 60 \mu\text{m}$  und vertikal  $< 15 \mu\text{m}$  ist, siehe auch Abb. 4.8 [10, 31]. Die Ursache für die Strahlanregung durch den nichtlinearen Kicker ist vermutlich der asymmetrische Aufbau des direkten Umfeldes des Kickers, durch den beim Pulsen des Kickers Streufelder der Zuleitungen und Reflexionen an der asymmetrischen, leitenden Umgebung des Kickers den Strahl unerwünscht ablenken [31, 44]. Die oben angegebenen Amplituden sind bereits das Ergebnis einer ersten Iteration der Symmetrisierung der Kickerumgebung. Bei der



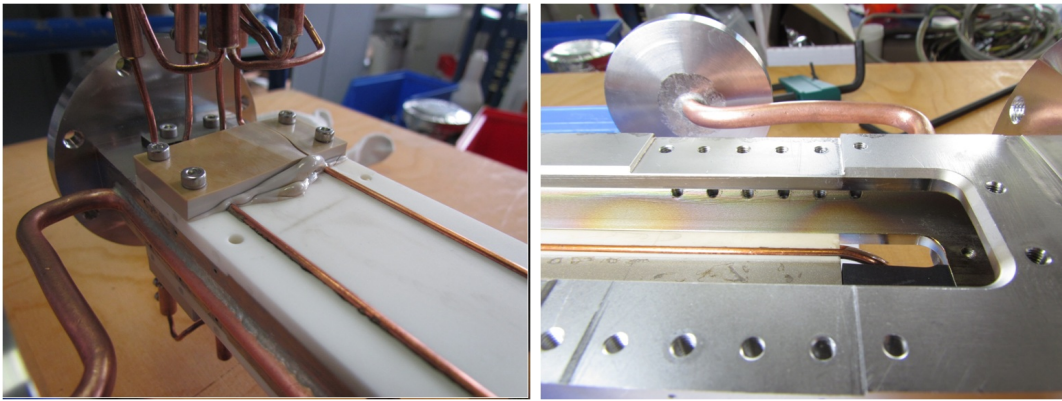
**Abbildung 4.8:** Strahloszillationen in Folge des Pulsens des nichtlinearen Kickermagneten. Dargestellt ist eine Bunch-by-Bunch Messung der transversalen Strahlposition über 20 Umläufe. Zu erkennen ist die Füllstruktur mit der Austastlücke nach jedem Umlauf. Der Kicker wurde bei Turn 6 gepulst und führt einer minimalen Oszillation der Bunchschwerpunkte. Abbildung von Kuske et al. [10].

klassischen Injektion mit vier Dipolkickern erreicht die RMS-Amplitude der transversalen Strahloszillation in Folge des Kickerpulsens horizontal  $< 25 \mu\text{m}$  und vertikal  $< 130 \mu\text{m}$  [31]. Ursache für die starke vertikale Strahlanregung bei der klassischen Injektion ist eine Fehlaufstellung der Kickermagnete, so dass die eigentlich horizontal ablenkenden Magnete den Strahl auch vertikal ablenken, was nicht kompensiert werden kann [31]. Der Vergleich zeigt, dass der nichtlineare Injektionskicker vertikal um eine Größenordnung besser ist als die klassische Injektion, allerdings ist die Anregung horizontal etwa doppelt so stark.

Ab einem Strahlstrom von 200 mA im Multibunch-Modus, bzw. 15 mA im Singlebunch-Modus stieg die Temperatur der Außenseite des Kickertanks innerhalb von 20-30 Minuten auf  $60^\circ\text{C}$ . Gleichzeitig nahm der Vakuumdruck im Bereich des nichtlinearen Kickers deutlich zu. Dies führte dazu, dass die Strahllebensdauer auf wenige Minuten sank. Die genannten Effekte waren dabei unabhängig davon, ob der Kicker gepulst wurde oder nicht. Daher muss die Wechselwirkung des Kickermagneten mit dem Elektronenstrahl die Ursache sein. Eine Bestimmung des longitudinalen Lossfaktors, siehe Kap. 6.3, bestätigt dies.

Nach der Durchführung der Untersuchungen musste der Kickermagnet aufgrund der oben genannten Temperatur- und Vakuumprobleme wieder entfernt werden. Eine Messung der Temperatur der Komponenten innerhalb des Vakuumtanks während des Be-





**Abbildung 4.9:** Fotografien der geschmolzenen bzw. angelaufenen Stellen im nichtlinearen Kickermagneten nach der Inbetriebnahme. Abbildungen von Kuske [31].

triebs war mangels Temperatursensoren nicht möglich, aber eine spätere optische Begutachtung des Kicker zeigte geschmolzene Komponenten aus PEEK<sup>3</sup>-Kunststoff und punktuell verfärbte Stellen in der Stahlkammer, vgl. Abb. 4.9. Beides lässt auf Temperaturen zwischen 300 °C und 500 °C schließen.

#### Abschätzung der Schichtdicke der Titanbeschichtung des Prototyps

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Impedanzrechnungen und Messungen, vgl. Kap. 5 - 6, deuten darauf hin, dass die Dicke der Titanbeschichtung des Typ 1 Prototyps nicht den geforderten 5  $\mu\text{m}$  entspricht, sondern deutlich dünner ist. Eine Abschätzung der Schichtdicke ist z.B. durch eine Messung des Längswiderstandes der Beschichtung möglich. Wird ein Leiter wie Titan in Längsrichtung von einem Strom durchflossen, so gilt für seinen Widerstand

$$R = \rho \frac{l}{A} \quad (4.7)$$

wobei  $\rho$  der spezifische Widerstand des Leiter,  $l$  seine Länge und  $A$  die Querschnittsfläche des Leiters ist. Im Falle der Titanbeschichtung ist die Querschnittsfläche  $A = b \cdot h$  des Leiters durch die Breite  $b = 1 \text{ cm}$  der Beschichtung und deren Höhe  $h$  gegeben. Da der spezifische Widerstand von Titan bekannt ist, kann mittels einer Messung des Widerstands der Titanbeschichtung deren Dicke abgeschätzt werden. Bei der Messung konnte der Längswiderstand auf einer Länge von  $l = 10 \text{ cm}$  zu  $R = 80 \Omega$  bestimmt werden. Daraus ergibt sich für die Dicke der Titanbeschichtung ein Wert von  $h = 100 \text{ nm}$ . Entlang der Titanbeschichtung treten zudem Widerstandssprünge auf, so dass der Gesamtwiderstand entlang der Beschichtung einige tausend Ohm beträgt. Ein Ziel der in den folgenden Kapiteln dargestellten numerischen Rechnungen und Messungen ist die Beantwortung der Frage, ob die unzureichende Dicke der Titanbeschichtung oder das offene Design der Lei-

<sup>3</sup>PEEK, Abkürzung für Polyetheretherketon

ter des Typs 1 für die starke Wechselwirkung des nichtlinearen Kickermagneten mit dem Elektronenstrahl verantwortlich ist.

#### 4.4.2 Nichtlinearer Kickermagnet Typ 2

Die Inbetriebnahme des Kickermagneten des Typs 2 erfolgt im Dezember 2011. Auch dabei wurde zunächst eine Optimierung des klassischen Injektionsschemas vorgenommen und anschließend auf den nichtlinearen Kickermagneten umgeschaltet. Dabei konnte der Strahlstrom ebenfalls bis zu Sollstromstärke von 300 mA erhöht werden. Durch die im Design vorgenommenen Optimierungen bezüglich der Strahlwechselwirkung konnte keine ungewöhnliche Erhitzung des Kickermagneten während des Strahlbetriebs festgestellt werden. Temperatursensoren, die zwischen Stahlkammer und Keramik angebracht wurden zeigten während des Betriebs von BESSY II bei installiertem Kicker keine Temperaturen  $> 60^\circ\text{C}$ . Nach einer Optimierung der Strahlage im Kickermagneten ist sowohl die Injektionseffizienz mit etwa 80%, als auch die Strahlanregung mit horizontal  $50\ \mu\text{m}$  und vertikal  $20\ \mu\text{m}$ , vergleichbar mit den Werten des Kickermagneten des Typs 1. Dennoch ist die horizontale Strahlanregung um einen Faktor zwei schlechter als bei der klassischen Injektion mit vier Dipolkickermagneten. Auch in diesem Fall ist wahrscheinlich der asymmetrische Aufbau der Umgebung des nichtlinearen Kickermagneten für die Anregung des Elektronenstrahls verantwortlich. Aufgrund der stabilen Temperatur- und Vakuumsituation im Kicker, konnte diese Version im BESSY II Speicherring installiert bleiben.

# 5 Numerische Berechnung der Wakeimpedanz

Mit numerischen Methoden kann die Wechselwirkung von Speicherringkomponenten mit dem Elektronenstrahl untersucht werden, vgl. Kap. 2.4. In diesem Kapitel werden die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen an verschiedenen Konfigurationen des nichtlinearen Kickermagneten vorgestellt. Im ersten Teil wird zunächst die Modellierung der Kickermagneten beschrieben, sowie die Wahl der Simulationsparameter erklärt und anschließend der Einfluss des Diskretisierungsgitters auf die Simulation untersucht und diskutiert. Im zweiten Teil werden dann die Ergebnisse der Simulationsrechnungen für die verschiedenen Konfigurationen vorgestellt und diskutiert. Das Kapitel schließt mit der Zusammenfassung und dem Vergleich der Ergebnisse.

## 5.1 Modellierung, Simulationsparameter und Voruntersuchungen

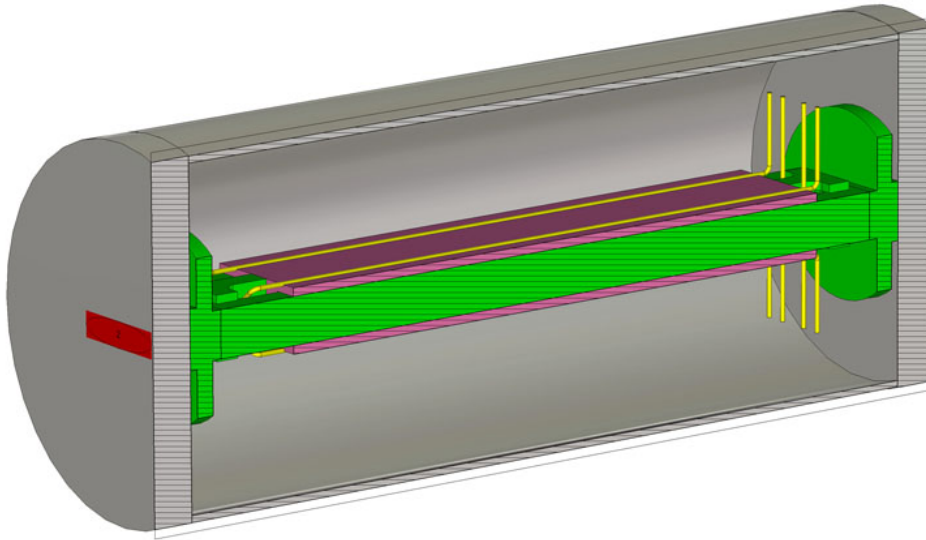
Basierend auf der in Kap. 2.4 beschriebenen Theorie kann mit Hilfe von CST Particle Studio das Wakefeld der verschiedenen Konfigurationen des nichtlinearen Kickermagneten berechnet werden. Aus diesem wird anschließend die Wakeimpedanz berechnet und analysiert.

### 5.1.1 Modellierung des Kickermagneten

Für die numerische Berechnung des Wakepotentials musste zunächst ein Modell des Magneten erstellt werden. Das komplexe Design des Magneten, vgl. Abb. 4.4, weist viele kleine Details auf, deren Einfluss auf das Wakepotential vernachlässigt werden kann.

Die korrekte Modellierung aller Details des realen Modells führte aber zu einer extrem großen Zahl an notwendigen Gitterzellen, die eine genaue Berechnung auf der zur Verfügung stehenden Hardware unmöglich macht. Wesentlich für die Wechselwirkung mit dem Elektronenstrahl sind alle Komponenten in der unmittelbaren Umgebung des Strahls, d.h. insbesondere die Komponenten, die nicht durch die Kickerkammer oder die Titanbeschichtung abgeschirmt werden.

Daher wurden die folgenden Vereinfachungen an dem Modell vorgenommen:



**Abbildung 5.1:** Vereinfachtes Modell des Typ 1 Designs des nichtlinearen Kickermagneten, welches für die numerischen Wakefeldrechnungen mit CST Particle Studio verwendet wurde.

- Der Vakuumtank wurde durch einen einfachen Zylinder angenähert, d.h. der Balg und die Dichtungen wurden entfernt.
- Die Schraubverbindungen wurden entfernt und durch das umgebende Material aufgefüllt.
- Die Wasserkühlung auf der Außenseite des Kickers und die Durchführungen durch den Vakuumtank wurden entfernt.

Die oben aufgeführten Komponenten befinden sich ausschließlich außerhalb der Kickerkammer, bzw. hinter der Abschirmung durch die Titanbeschichtung. Daher ist ihr Einfluss auf die Strahlwechselwirkung gering und kann vernachlässigt werden. Der Anschluss an den Pulser über Transformerspulen ist bei hohen Frequenzen hochohmig und wurde im Modell entsprechend durch hochohmige diskrete Ports angenähert. Ergebnis der Vereinfachungen ist das in Abb. 5.1 dargestellte Modell.

### 5.1.2 Simulationsparameter

Bevor die Simulation gestartet werden kann, müssen einige Parameter, wie die Anregungsquelle, der Frequenzbereich und die zu berechnende „Wakelänge“ definiert werden.



### 5.1.2.1 Teilchenstrahl

Der Wakefield-Solver verwendet einen Teilchenstrahl als Anregungsquelle. Dieser hat eine gaussförmige Ladungsverteilung

$$q(s) = q_{\text{ges}} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{s^2}{2\sigma^2}\right) \quad (5.1)$$

mit der Bunchlänge  $\sigma$ . Die nominale Bunchlänge von BESSY II liegt bei  $\sigma_t \approx 13,5$  ps bzw.  $\sigma_s \approx 4,04$  mm [46]. Bei zunehmender Bunchladung wird diese allerdings größer, so dass die Bunchlänge bei 350 von 400 gefüllten Bunchen bei 300 mA auf  $\sigma_s \approx 4,4$  mm anwächst [47]. Die folgenden Rechnungen wurden für einen ultrarelativistischen Strahl  $v = c$  für eine Bunchlänge von  $\sigma = 4$  mm durchgeführt. Bei dieser Bunchlänge werden Frequenzen bis zu 44 GHz angeregt. Die cut-off-Frequenz der BESSY II ID-Kammer liegt bei ca. 14 GHz. Es werden also alle relevanten Frequenzen angeregt.

### 5.1.2.2 Länge des Wakepotentials

Die Berechnung des Lossfaktors  $k_{\parallel}$  aus dem Wakepotential erfolgt durch eine Faltung des Wakepotentials  $W_{\parallel}(s)$  mit der Ladungsverteilung  $\lambda(s)$  des anregenden Strahls.

$$k_{\parallel} = - \int_{-\infty}^{\infty} \lambda(s) W_{\parallel}(s) ds \quad (5.2)$$

CST Particle Studio verwendet eine gaußförmige Ladungsverteilung  $\lambda(s)$  um das Wakepotential zu berechnen. Daher muss das Wakepotential nur auf einer Länge  $l = c \cdot T$  berechnet werden, auf der die Ladungsverteilung des Strahls nicht verschwindet. Bei der verwendeten Bunchlänge von  $\sigma = 4$  mm wurden 50 mm Wakepotential berechnet um den Lossfaktor zu bestimmen. Die Wakeimpedanz wird anschließend durch eine einseitige Fouriertransformation

$$S(\omega_n) = \frac{\Delta t}{\sqrt{\pi}} \sum_{k=0}^N \exp(-ik\Delta t\omega_n) \quad (5.3)$$

aus dem Wakepotential berechnet, dabei ist  $\Delta t$  der Zeitschritt zwischen den einzelnen Samples des Wakepotentials, mit

$$\omega_n = 2\pi \frac{n}{NT} \quad \text{mit:} \quad n = 1, \dots, N \quad (5.4)$$

Die Frequenzauflösung wird größer, je länger das berechnete Wakepotential ist. Für schmalbandige Impedanzen wird eine Länge  $l = c \cdot T$  des Wakepotentials von einigen 10000 mm benötigt um diese ausreichend auflösen zu können.

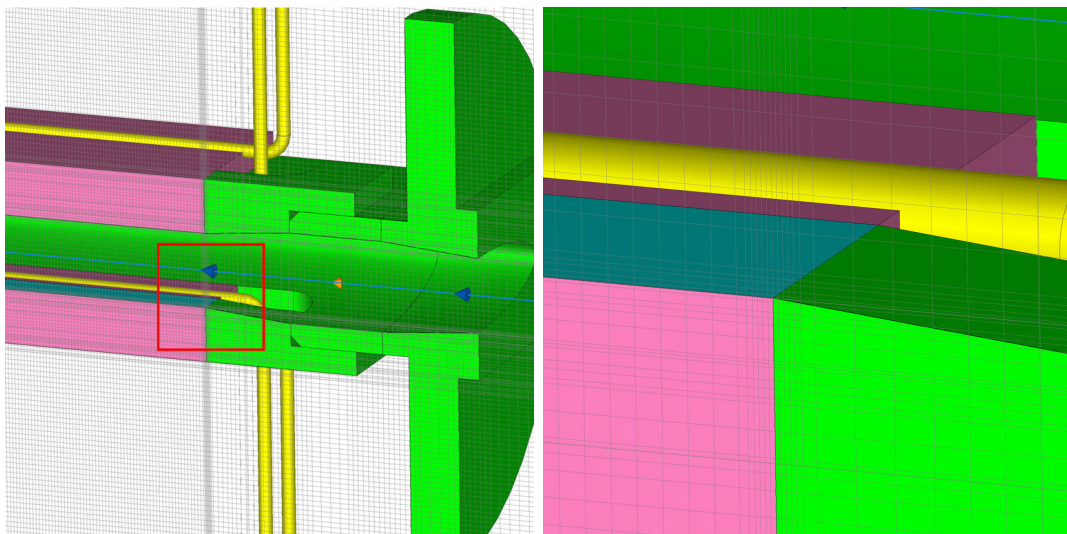
### 5.1.2.3 Berechnungsmethode

Bei den durchgeführten Simulationsrechnungen wurde trotz der damit verbundenen Nachteile die direkte Berechnungsmethode gewählt. Die Strukturen erfüllen zwar die Bedingung, dass der Strahlrohrquerschnitt am Anfang und am Ende der Struktur gleich ist,

aber die oberen und unteren Keramikhalter mit der Titanbeschichtung ragen im Inneren der Struktur in den Strahlrohrquerschnitt hinein, so dass die indirekte Methode nicht angewendet werden konnte.

### 5.1.3 Einfluss des Diskretisierungsgitters auf die Simulation

Durch die zuvor beschriebenen Vereinfachungen konnte die Zahl der Gitterzellen auf etwa 10 Millionen Zellen reduziert werden. Problematisch für die numerische Stabilität der Si-

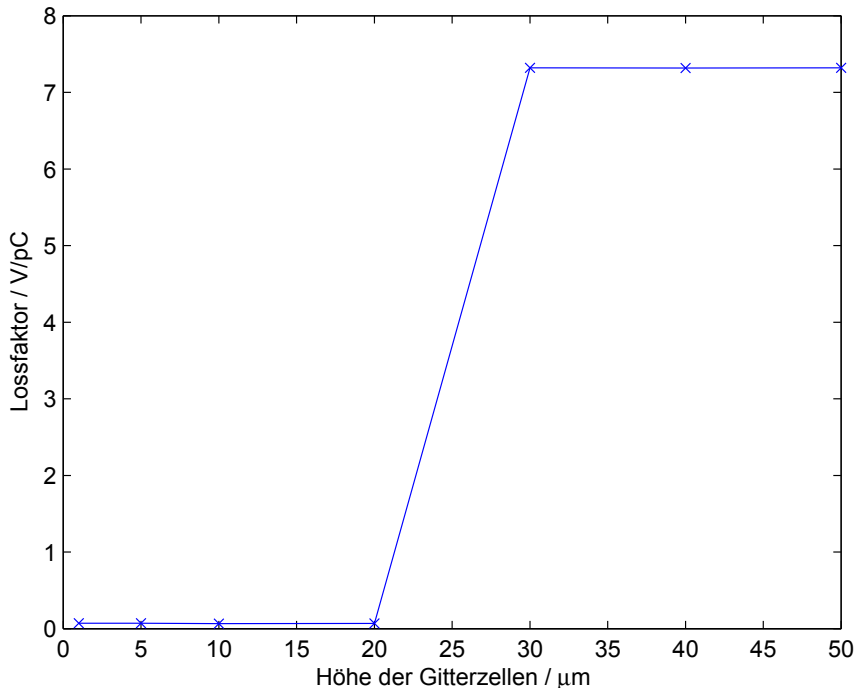


**Abbildung 5.2:** *links:* Darstellung des Diskretisierungsgitters in der longitudinalen Schnittebene des nichtlinearen Kickermagneten. *rechts:* Vergrößerter Ausschnitt in der Umgebung der Titanbeschichtung.

mulation ist allerdings die Titanbeschichtung der Keramikhalter. Diese ist lediglich  $5\ \mu\text{m}$  dick, während sich alle anderen Abmessungen der Struktur im Bereich 1 mm-300 mm bewegen. Die PBA-Technik, siehe Kap. 2.4.2, kann an dieser Stelle nicht angewendet werden, da die Abmessung der Titanschicht kleiner als die der Gitterzelle ist. Das Gitter muss an dieser Stelle daher manuell verfeinert werden, damit die Titanbeschichtung der Keramikhalter in die Berechnung einbezogen wird. Dadurch entstehen sehr große Unterschiede der Zellengröße des Gitters, da dieses in der restlichen Struktur deutlich gröber sein muss, um die Rechenzeit nicht zu stark zu erhöhen, siehe Abb. 5.2.

Zur Untersuchung der notwendigen Gitterzellengröße in der Umgebung der Titanbeschichtung wurde ein Parametersweep des Lossfaktors  $k_{\parallel}$  gegen die Gitterzellenhöhe  $h$  durchgeführt. Dazu wurde die Höhe der Gitterzellen in der Umgebung der Titanschicht schrittweise reduziert, das Wakefeld auf einer Länge von  $s = 50\ \text{mm}$  berechnet und der Lossfaktor  $k_{\parallel}$  bestimmt. Für die Höhe der Gitterzellen wurden Werte im Bereich  $h = 1, \dots, 50\ \mu\text{m}$  gewählt, bei einer Titanschichtdicke von  $5\ \mu\text{m}$ . Die Ergebnisse sind

in Abb. 5.3 aufgetragen. Es ist deutlich zu erkennen, dass der Lossfaktor der Struktur sprunghaft ansteigt, sobald die Titanschicht durch ein zu grobes Gitter aufgelöst wird. Ab einer Gitterzellenhöhe von  $30\ \mu\text{m}$  füllt das Titan nur  $\frac{1}{6}$  der Gitterzellen aus, so dass



**Abbildung 5.3:** Ergebnis eines Parametersweeps bei dem der Lossfaktor für eine Bunchlänge von  $\sigma = 5\ \text{mm}$  in Abhängigkeit von der Höhe der Gitterzellen in der Umgebung der Titanschicht, vgl. Abb. 5.2, berechnet wurde.

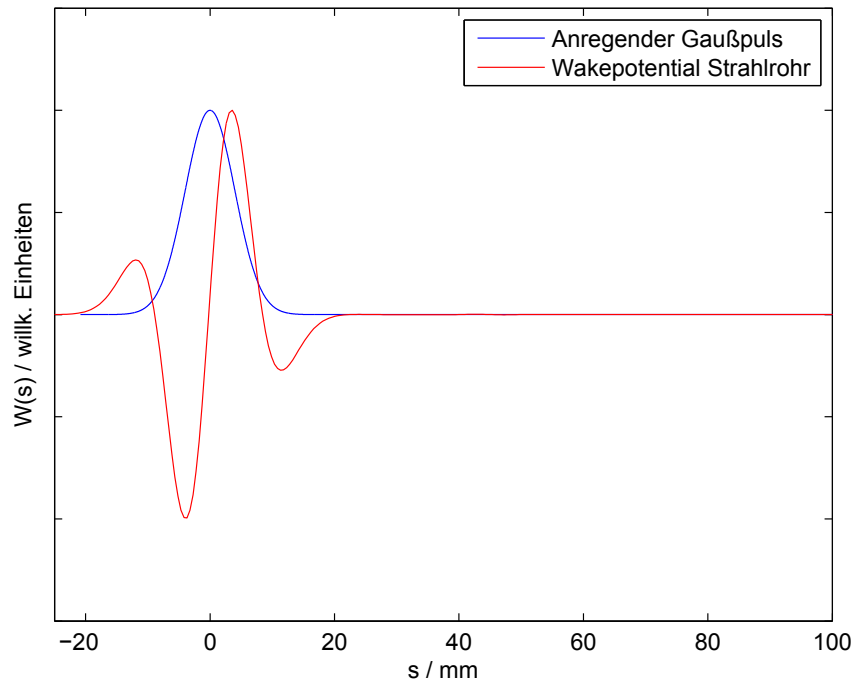
die Simulation den Einfluss der Titanbeschichtung nicht mehr in die Rechnung einbezieht. Ab einer Gitterhöhe, die dem 4-fachen der Schichtdicke des Titans entspricht, wird die abschirmende Wirkung der Titanbeschichtung in die Rechnung einbezogen und der Lossfaktor fällt sprunghaft auf einen deutlich kleineren Wert. Durch eine weitere Reduktion der Gitterhöhe  $h$  ändert sich der Lossfaktor nur noch minimal, was auf Änderungen am Gitter insgesamt zurückzuführen ist, allerdings steigt die Gesamtzahl der Zellen und der Größenunterschied zwischen größter und kleinster Zelle immer weiter. Dies wirkt sich negativ auf die Stabilität und Rechenzeit der Simulation aus.

## 5.2 Ergebnisse der numerischen Rechnungen

### 5.2.1 Glattes Strahlrohr

Die Basis des Strahlrohres innerhalb des nichtlinearen Injektionskickers ist die elliptische Insertion-Device-Kammer von BESSY II. Das Wakepotential eines Strahlrohres mit

diesem Querschnitt und der Länge des nichtlinearen Kickermagneten ist in Abb. 5.4 für den Bereich von  $s = -25$  mm bis  $s = 100$  mm dargestellt. Es hat nur in der Um-



**Abbildung 5.4:** Wakepotential und anregender Strompuls in einem glatten Strahlrohr.

gebung der anregenden Stromverteilung einen nichtverschwindenden Wert. Dies ist das erwartete Verhalten für ein glattes Strahlrohr, da keine Wakefelder zurückbleiben und das Wakepotential nur die mit dem Bunch mitgeführten Felder beschreibt. Aus dem Impedanzspektrum, bzw. dem Wakepotential ergibt sich für den Lossfaktor des glatten Strahlrohres mit

$$k_{\parallel} = 0,0182 \frac{\text{V}}{\text{pC}} \quad (5.5)$$

ein Wert der erwartungsgemäß sehr klein ist und die ohmschen Verluste auf der Kammerwand wiedergibt.

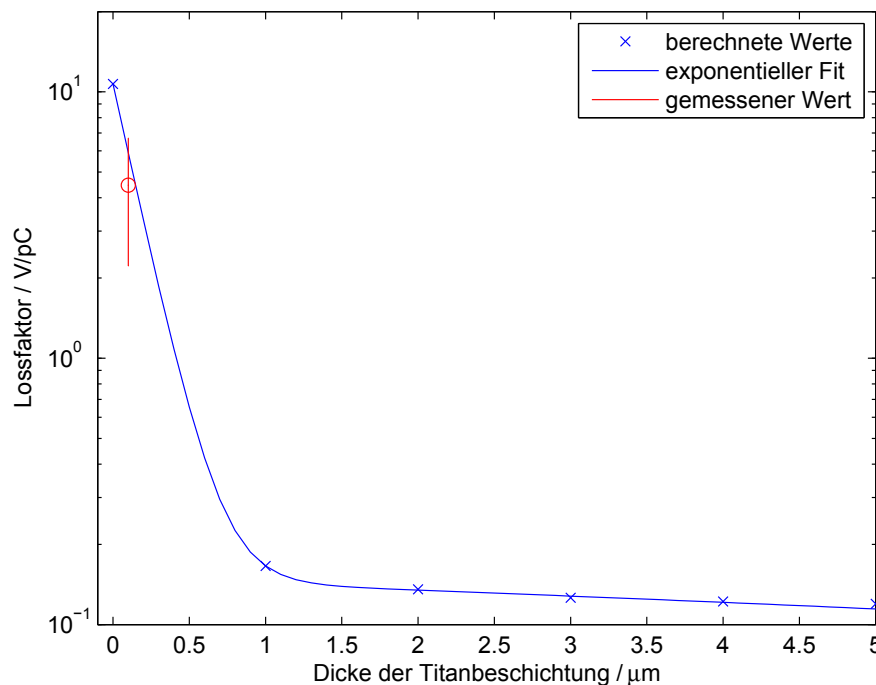
Im BESSY II-Multibunch-Modus bei einem Strahlstrom von  $I_{\text{beam}} = 300$  mA ergibt sich eine Verlustleistung von  $P = 4,1$  W für eine elliptische Kammer der Länge  $l = 351,4$  mm.

## 5.2.2 Nichtlinearer Kickermagnet Typ 1

### 5.2.2.1 Abhängigkeit des Lossfaktors von der Dicke der Titanbeschichtung

Zunächst soll der Einfluss der Schichtdicke der Titanbeschichtung auf den Lossfaktor untersucht werden. Dazu wurde ein Parametersweep durchgeführt bei dem die Dicke

der Titanbeschichtung sukzessive reduziert wurde und jeweils der Lossfaktor aus einer Wakepotential-Rechnung bestimmt wurde, siehe Abb. 5.5. Da der Lossfaktor durch eine Faltung des Wakepotentials mit dem Strompuls des Elektronenbunches im Zeitbereich bestimmt wird, genügt es in diesem Fall das Wakepotential jeweils auf einer Länge von  $s = 50 \text{ mm}$  zu berechnen, vgl. Kap. 5.1.2. Für sehr kleine Schichtdicken  $h < 1 \text{ }\mu\text{m}$  steigt der Rechenaufwand stark an, da die Gitterzellen in der Umgebung der Titanschicht entsprechend klein gewählt werden müssen, vgl. Kap. 5.1.3. Daher wurde für den Parametersweep der Bereich  $1 \text{ }\mu\text{m} < h < 10 \text{ }\mu\text{m}$  gewählt und zusätzlich eine Rechnung ohne Titanbeschichtung durchgeführt. Wie erwartet, wird bei sinkender Schichtdicke die Titanschicht immer durchlässiger für hohe Frequenzen, was sich durch einen anwachsenden Lossfaktor äußert. Durch die Widerstandsmessung, vgl. Kap. 4.4.1, wurde die Schichtdi-



**Abbildung 5.5:** Lossfaktor in Abhängigkeit von der Dicke der Titanbeschichtung

cke des Prototyps mit  $h = 100 \text{ nm}$  abgeschätzt. Der Verlauf der berechneten Werte für den Lossfaktor lässt sich empirisch durch eine Funktion der Art

$$y(x) = a \cdot \exp(-b \cdot x) + c \cdot x + d \quad (5.6)$$

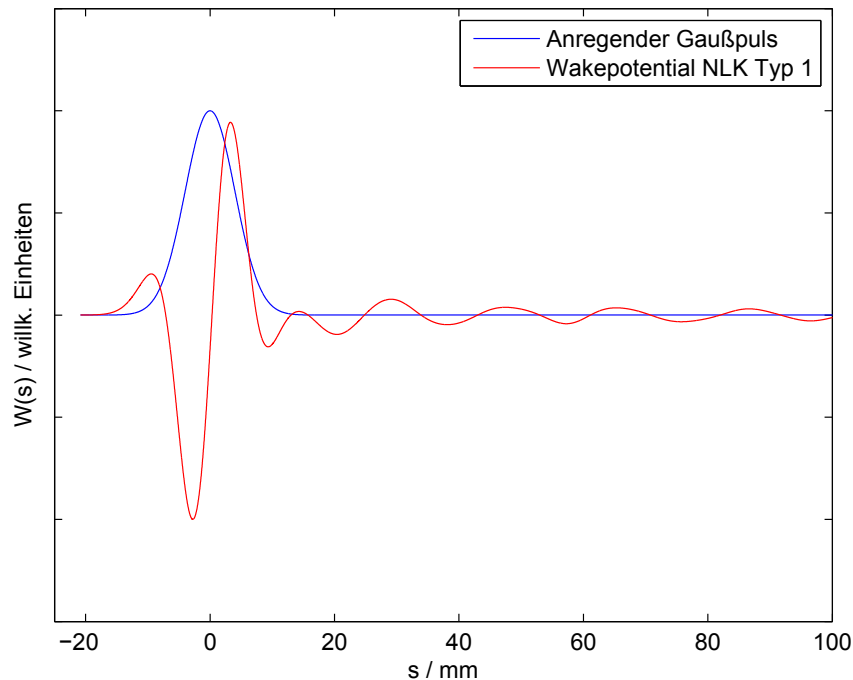
mit den in Tab. 5.1 aufgeführten Parametern, beschreiben. Damit erhält man für eine Schichtdicke von  $h = 100 \text{ nm}$  einen Lossfaktor von  $k_{\parallel} = 5,91 \frac{\text{V}}{\text{pC}}$ . Eine Messung des Lossfaktors, siehe Kap. 6.3, ergab einen Wert von  $k_{\parallel} = (4,46 \pm 2,24) \frac{\text{V}}{\text{pC}}$ . Der numerisch extrapolierte Wert liegt somit innerhalb des Fehlerintervalls der Messung.

Parameter	Wert	
a	$(10,55 \pm 0,016)$	$\frac{V}{pC}$
b	$(6,056 \pm 2,019)$	$\frac{MV}{pCm}$
c	$(-6,713 \pm 19,357)$	$\frac{GV}{pCm}$
d	$(0,148 \pm 0,06)$	$\frac{V}{pC}$

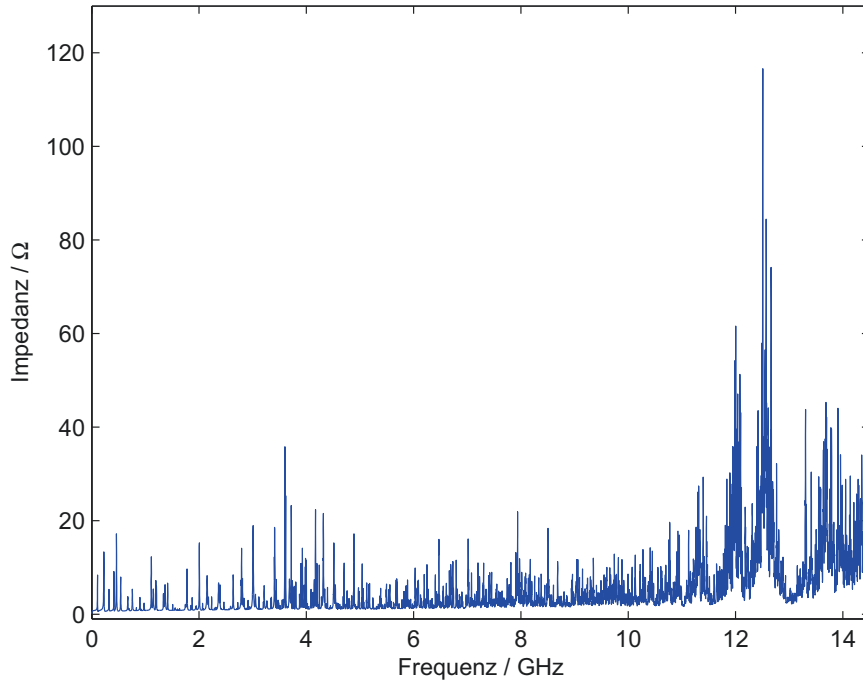
**Tabelle 5.1:** Fitparameter nach (5.6) zur Beschreibung des Verlaufs der Lossfaktorkurve

### 5.2.2.2 Lossfaktor und Impedanzspektrum für verschiedene Beschichtungen

**NLK Typ 1 mit  $5 \mu\text{m}$  Titanbeschichtung:** Für die Berechnung des Impedanzspektrums wurde die Simulationsparameter entsprechend Kap. 5.1.2 gewählt und das Wakepotential auf der Länge  $l = 100 \text{ m}$  berechnet [10]. Der Bereich von  $-25 \text{ mm}$  bis  $100 \text{ mm}$  ist in Abb. 5.6 dargestellt. Im Gegensatz zum Wakepotential des glatten Strahlrohres weist das Wakepotential des nichtlinearen Kickermagneten ein langreichweitiges schwaches Nachschwingen auf. Das aus dem Wakepotential nach (2.34) berechnete Impedanzspektrum  $Z(\omega)$ , siehe Abb. 5.7, zeigt entsprechend sehr viele schmalbandige Frequenzkomponenten mit Werten von einigen  $10 \Omega$ . Für den Lossfaktor des nichtlinearen Kickermagneten



**Abbildung 5.6:** Wakepotential und anregender Strompuls im nichtlinearen Injektionskicker mit einer Schichtdicke des Titans von  $5 \mu\text{m}$ .



**Abbildung 5.7:** Aus dem Wakepotential berechnetes Impedanzspektrum.

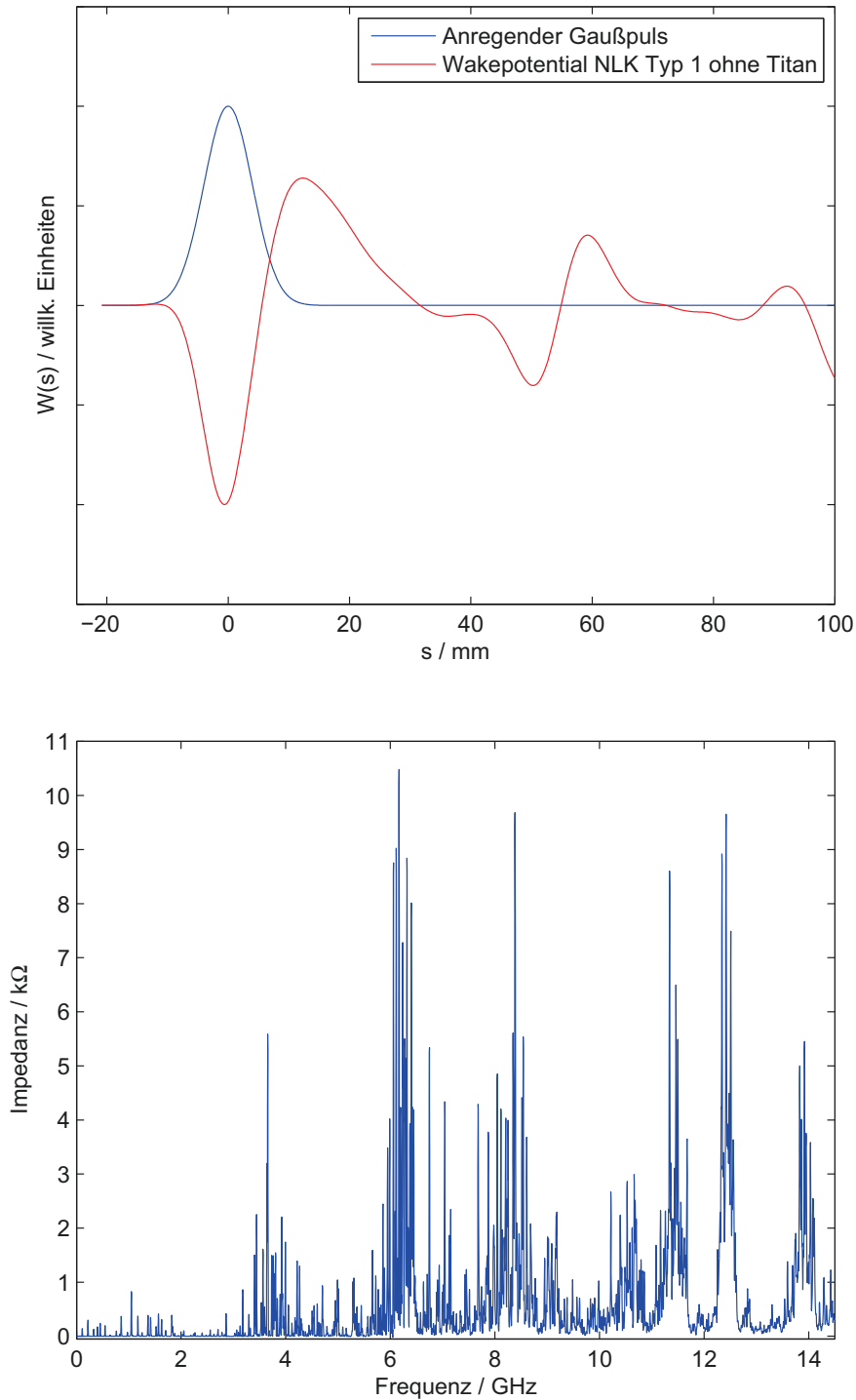
ergibt sich ein Wert von

$$k_{\parallel} = 0,119 \frac{\text{V}}{\text{pC}}. \quad (5.7)$$

Dieser ist vergleichbar mit Lossfaktoren weiterer in BESSY II installierter Kickermagneten, vgl. [48]. Im BESSY II-Multibunch-Modus bei einem Strahlstrom von  $I_{\text{beam}} = 300 \text{ mA}$  ergibt sich eine Verlustleistung von  $P = 26,77 \text{ W}$ .

**NLK Typ 1 ohne Titanbeschichtung:** Als Nächstes soll der Grenzfall einer verschwindenden Beschichtung untersucht werden. Eine Wakefeldrechnung einer Schicht, deren Dicke nur einige hundert Nanometer beträgt, konnte mit der zur Verfügung stehenden Hardware nicht durchgeführt werden. Da eine Schicht dieser Stärke nur noch extrem hohe Frequenz des Strahlspektrums abschirmt, wurde sie im Modell stattdessen vollständig entfernt. Das berechnete Wakefeld für diese Konfiguration, siehe Abb. 5.8, zeigt deutliche Abweichungen vom Wakepotential des glatten Strahlrohres. Es ist ein sehr starkes Nachschwingen mit einer sehr langen Abklingzeit zu sehen. Entsprechend sind die Spektralkomponenten im Impedanzspektrum von einigen  $10 \Omega$  auf bis zu  $10 \text{ k}\Omega$  angewachsen. Für den Lossfaktor des nichtlinearen Kickermagneten ohne die Titanbeschichtung ergibt sich ein Wert von

$$k_{\parallel} = 10,7 \frac{\text{V}}{\text{pC}} \quad (5.8)$$

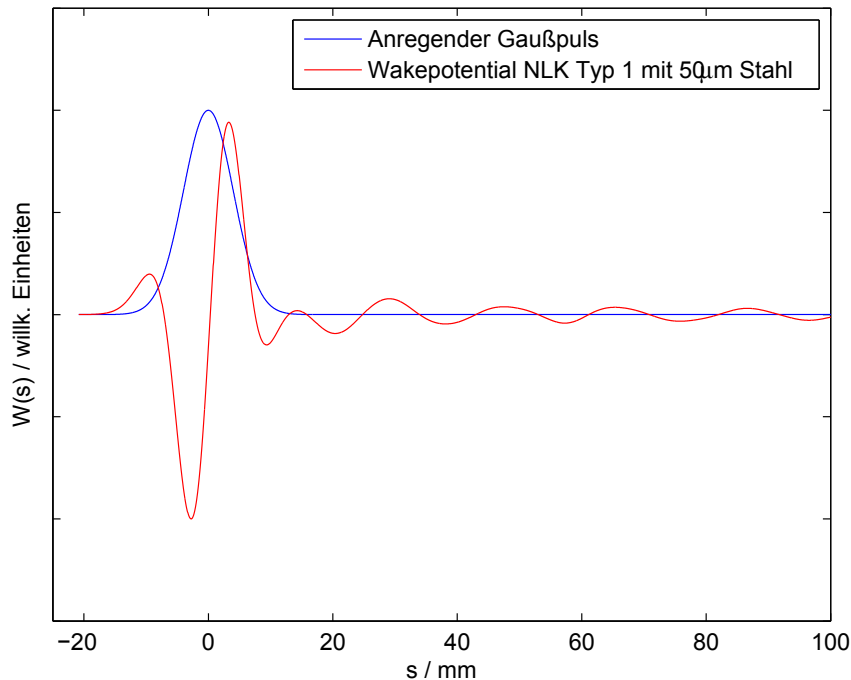


**Abbildung 5.8:** *oben:* Wakepotential und anregender Strompuls im nichtlinearen Injektionskicker Typ 1 ohne Titanbeschichtung der Keramik. *unten:* Impedanzspektrum des nichtlinearen Injektionskicker Typ 1 ohne Titanbeschichtung der Keramik. Es ist zu beachten, dass die Ordinatenachse anstelle von  $\Omega$  in  $k\Omega$  skaliert ist.



was einer Verlustleistung von  $P = 2,4 \text{ kW}$  bei  $I_{\text{beam}} = 300 \text{ mA}$  entspricht. Eine so hohe Verlustleistung kann in einer so kleinen Struktur nicht gekühlt werden und führt zur Überhitzung der Struktur beim Betrieb des Speicherrings.

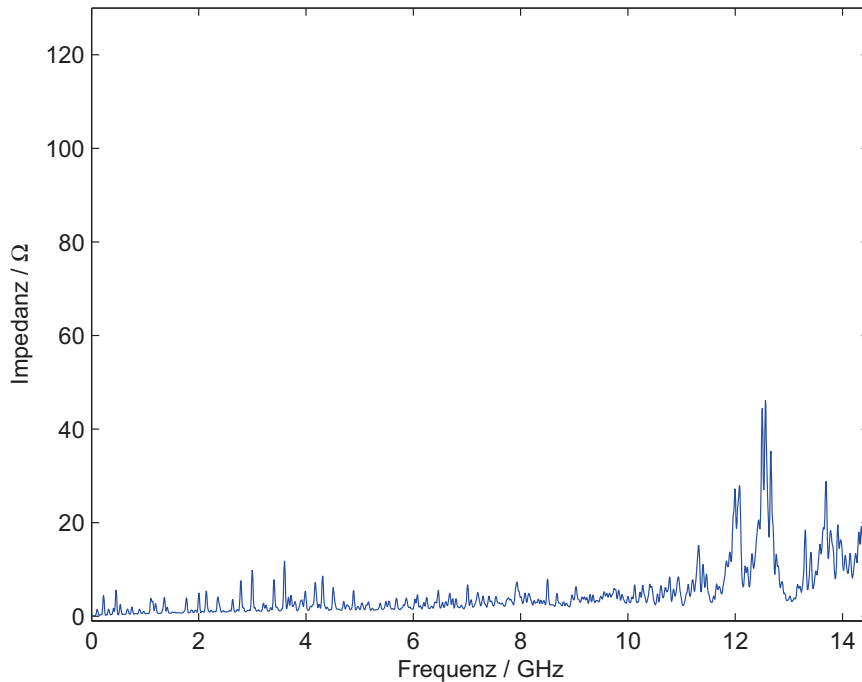
**NLK Typ 1 mit zusätzlich  $50 \mu\text{m}$  Stahlbeschichtung:** Bei der Messung des Impedanzspektrum des Kickermagneten mit der Coaxial-Wire-Methode, siehe Kap. 6, wurde die dünne Titanschicht mit einer  $50 \mu\text{m}$  Stahlschicht verstärkt. Daher soll hier noch der Grenzfall einer Beschichtung, deren Dicke einem Vielfachen der Skintiefe entspricht, untersucht werden.



**Abbildung 5.9:** Wakepotential und anregender Strompuls im nichtlinearen Injektionskicker Typ 1 mit einer  $50 \mu\text{m}$  dicken Stahlbeschichtung der Keramik.

Bei der Berechnung des Wakepotentials dieser Konfiguration wurde wie zuvor auf die Titanschicht vollständig verzichtet und nur die Stahlschicht im Modell eingefügt. Das berechnete Wakepotential und das zugehörige Impedanzspektrum ist in Abb. 5.9 dargestellt. Das Wakepotential zeigt erwartungsgemäß ein stark gedämpftes Nachschwingen. Die Impedanzkomponenten im Spektrum sind entsprechend schwach ausgeprägt mit Werten bis zu  $\approx 40 \Omega$ . Für den Lossfaktor dieser Konfiguration ergibt sich ein Wert von

$$k_{\parallel} = 0,121 \frac{\text{V}}{\text{pC}}. \quad (5.9)$$

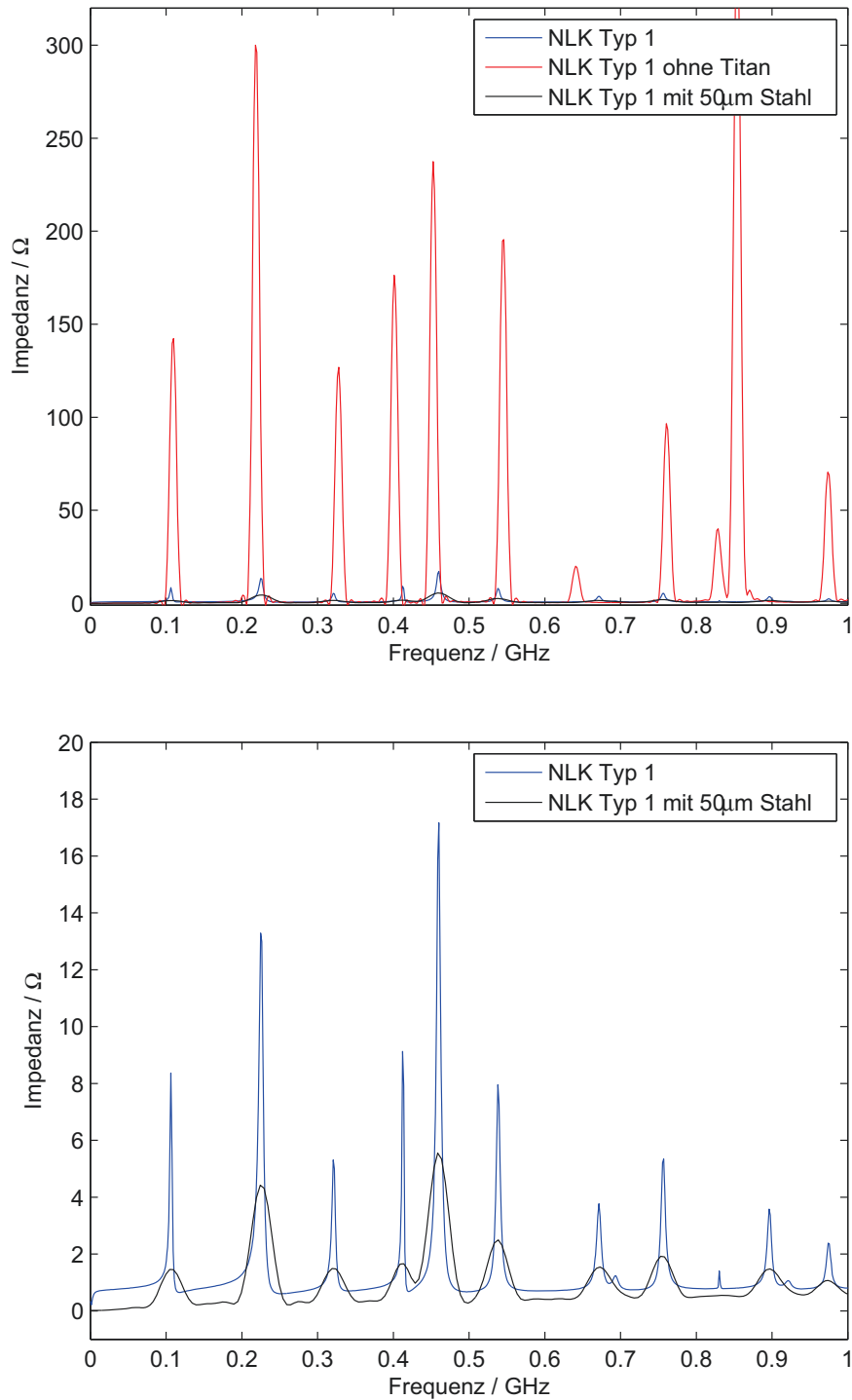


**Abbildung 5.10:** Impedanzspektrum des nichtlinearen Injektionskicker Typ 1 mit einer  $50\ \mu\text{m}$  dicken Stahlbeschichtung der Keramik.

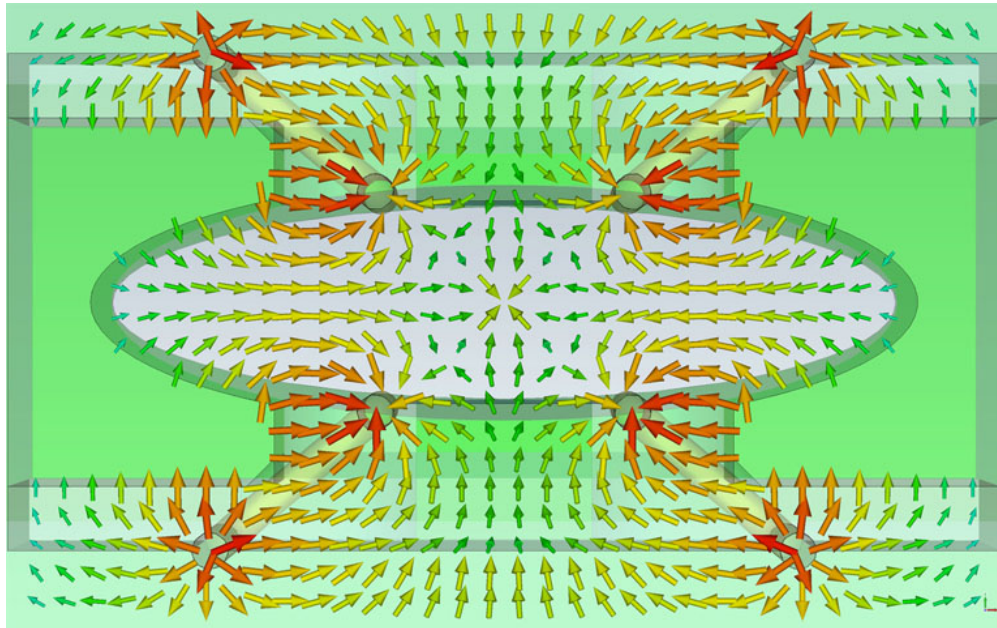
Dieser ist vergleichbar mit dem Lossfaktor der Struktur mit einer  $5\ \mu\text{m}$  Titanbeschichtung. Im BESSY II-Multibunch-Modus bei einem Strahlstrom von  $I_{\text{beam}} = 300\ \text{mA}$  ergibt sich eine Verlustleistung von  $P = 27,22\ \text{W}$ .

### 5.2.2.3 Klassifizierung der Moden im Impedanzspektrum

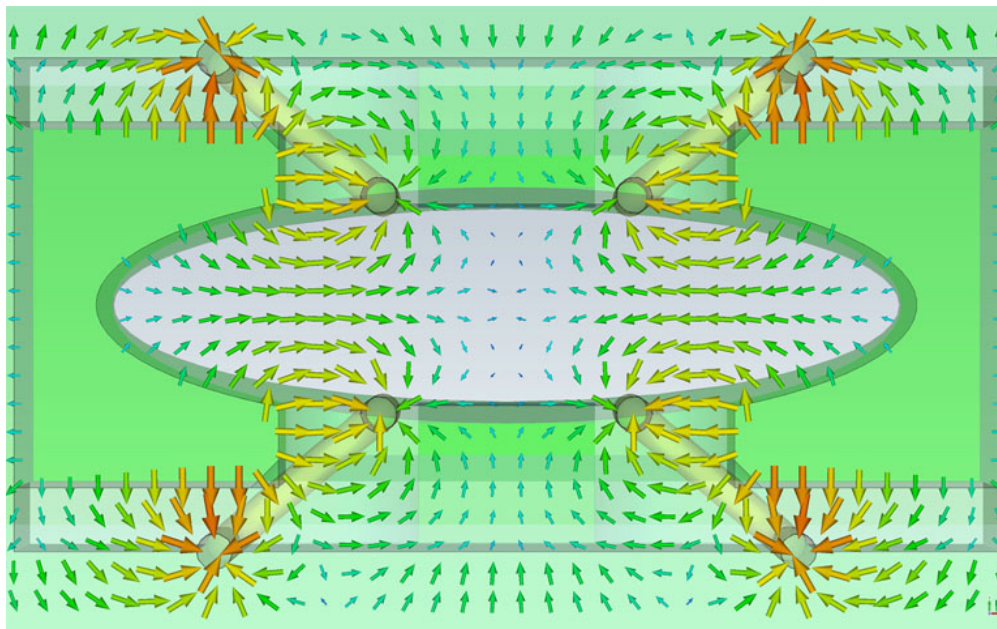
In den Impedanzspektren der drei untersuchten Kickerkonfigurationen findet sich eine große Zahl von Resonanzlinien. Unabhängig davon, ob die Beschichtung der Keramik vorhanden ist, oder auf welche Art die Keramik beschichtet ist, finden sich diese Resonanzlinien immer bei den gleichen Frequenzen, siehe Abb. 5.11. Die Höhe der Resonanzlinien unterscheidet sich zwischen den berechneten Impedanzspektren sehr stark. Mit Hilfe von Feldmonitoren innerhalb von CST Particle Studio kann die Verteilung der Feldstärke der Wakefelder innerhalb des Kickers frequenzabhängig bestimmt werden. Dadurch kann untersucht werden welche Bereiche der Kickerstruktur für die Beiträge im Impedanzspektrum verantwortlich sind. Da die Resonanzlinien im Spektrum der Kickerkonfiguration ohne Beschichtung der Keramik am stärksten ausgeprägt sind, wurde die Feldverteilung der Resonanzlinien im Bereich  $f \in [0,1]\ \text{GHz}$  für diese Kickerkonfiguration berechnet.



**Abbildung 5.11:** Vergleich der berechneten Wakeimpedanzen im Bereich  $f \in [0,1]$  GHz für die drei Konfigurationen des nichtlinearen Kickermagneten.



**Abbildung 5.12:** Darstellung der elektrischen Felder auf der transversalen Schnittebene für eine Leitungsresonanz mit zwei offenen Enden am Beispiel der Resonanzlinie bei  $f = 109,69$  MHz.

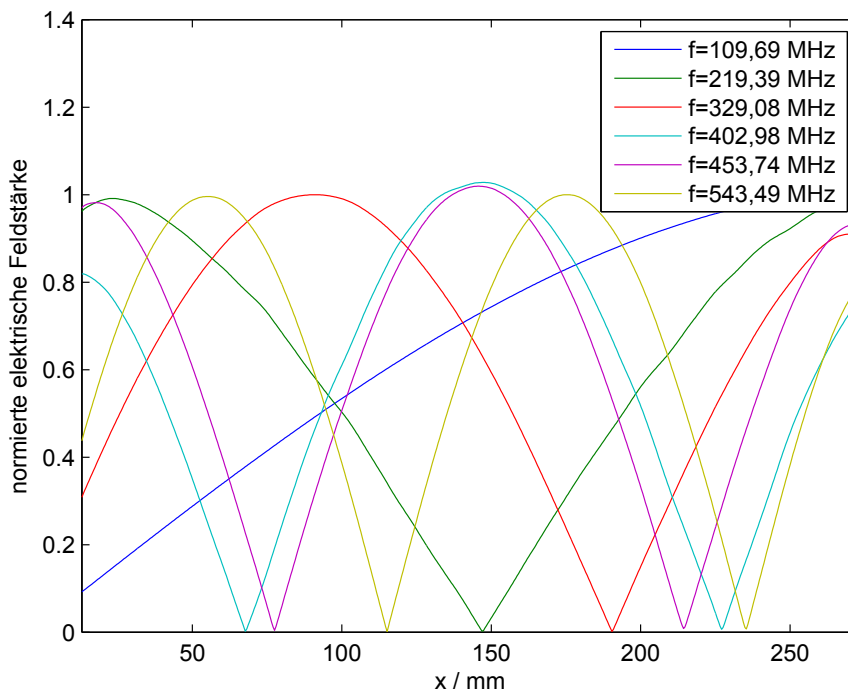


**Abbildung 5.13:** Darstellung der elektrischen Felder auf der transversalen Schnittebene für eine Leitungsresonanz mit einem offenen und einem geschlossenen Ende bei  $f = 219,39$  MHz.

Die Verteilung der Stärke des elektrischen Feldes auf der transversalen Schnittebene durch den Kickermagneten sind für die Frequenzen  $f = 109,69$  MHz und  $f = 219,39$  MHz in Abbildung 5.12 und 5.13 dargestellt. Diese beiden Moden stehen exemplarisch für die meisten untersuchten Moden und lassen sich in zwei Typen unterteilen:

- **Typ A:** Hin- und Rückleitung einer Leiterschleife schwingen gegenphasig gegeneinander.
- **Typ B:** Hin- und Rückleitung einer Leiterschleife schwingen gleichphasig gegen die Kammer.

Es ist deutlich zu erkennen, dass sich die größten Feldstärken, je nach Mode, zwischen der Hin- und Rückleitung der Kickerspule, bzw. zwischen Kickerspule und Kickerkammer ausbilden. Der longitudinale Verlauf der maximalen Feldstärke zwischen den beiden Leitern, bzw. zwischen Leiter und Kammer für die 6 Moden mit den niedrigsten Frequenzen sind in Abb. 5.14 abgebildet. Hier sieht man, dass die Moden bei  $x = 0$  mm entweder

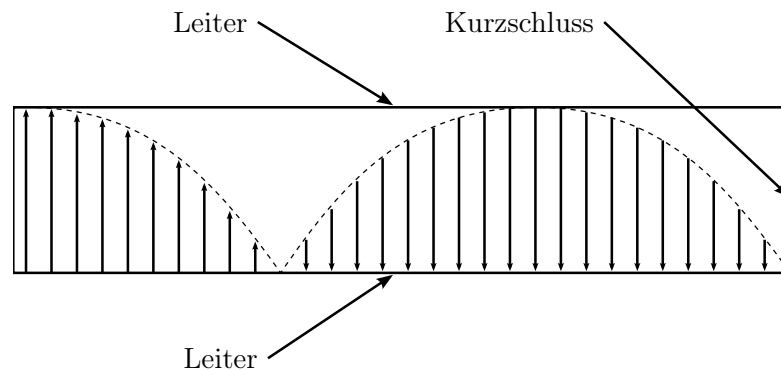


**Abbildung 5.14:** Berechnete maximale elektrische Feldstärke entlang einer Geraden, die längs durch den Kickermagneten zwischen Hin- und Rückleitung, bzw. zwischen Leiter und Kammer verläuft. Bei  $x = 0$  mm befindet sich die Verbindung zwischen Hin- und Rückleitung, bei  $x = 260$  mm werden die beiden Leiter nach Außen aus dem Kickermagneten geführt.

ein Feldminimum oder -maximum besitzen. Bei  $x = 260$  mm haben aber alle Moden ein

Feldmaximum. Dieses Verhalten lässt sich durch Leitungsresonanzen mit beidseitig offenen Enden bzw. die einseitig geschlossen Enden beschreiben, vgl. z.B. Heuermann [28, S. 98 ff.] und Abbildung. 5.15 und 5.16. Eine diesbezügliche Untersuchung findet sich auch in [49].

**Typ A - Leitungsresonanz mit einseitig geschlossenem Ende:** Hin- und Rückleitung der Kickerspule schwingen gegenphasig, so dass sich zwischen den Drähten eine Leitungsresonanz ausbildet, die ein offenes Ende und ein geschlossenes Ende besitzt. In der



**Abbildung 5.15:** Darstellung der Verteilung der maximalen elektrischen Feldstärke bei Typ A Leitungsresonanzen zwischen Hin- und Rückleitung.

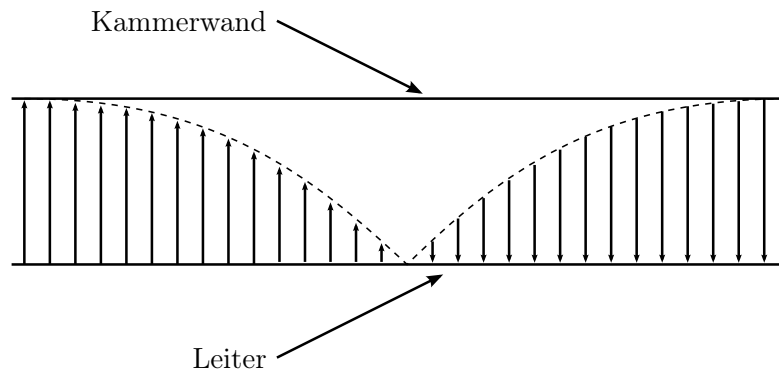
longitudinalen Schnittebene ist eine stehende Welle zu erkennen, die am offenen Ende bei  $x = 260 \text{ mm}$  ein Feldmaximum (Wellenbauch) besitzt und ein Feldminimum (Knoten) am kurzgeschlossenen Ende der Leiterschleife bei  $x = 0 \text{ mm}$ . Die Wellenlänge der stehenden Welle dieser Leitungsresonanz lässt sich durch die Länge  $l$  der Leiter ausdrücken

$$\lambda = \frac{2n - 1}{4} l \quad (5.10)$$

wobei  $n$  die Ordnung der Harmonischen beschreibt [28]. Die in Abb. 5.12 dargestellte Mode bei  $f = 109,69 \text{ MHz}$  stellt die Grundmode  $n = 1$  für diesen Typ von Leitungsresonanzen dar.

**Typ B - Leitungsresonanz mit beidseitig offenen Enden:** Hin- und Rückleitung der Kickerspule schwingen gleichphasig gegen die Kickerkammer, so dass sich eine Leitungsresonanz mit zwei offenen Enden ausbildet, da die Kickerspule elektrisch von der Kickerkammer isoliert ist. Auch hier ist eine stehende Welle zu erkennen, die die größten Feldstärken an den beiden offenen Enden der Leitungsstruktur ausweist. Die offenen Enden sind durch die Enden der Leiter gegeben. In der Mitte des Leiter befindet sich ein Knoten der stehenden Welle. Die Wellenlänge dieser Leitungsresonanz lässt sich durch die Länge  $l$  der Leiter ausdrücken

$$\lambda = \frac{2m - 1}{2} l \quad (5.11)$$



**Abbildung 5.16:** Darstellung der Verteilung der maximalen elektrischen Feldstärke bei Typ B Leitungsresonanzen zwischen Leiter und Kammer.

wobei  $m$  die Ordnung der Harmonischen beschreibt. Die in Abb. 5.13 dargestellte Mode stellt die Grundmode  $m = 1$  für diesen Typ von Leitungsresonanzen dar.

Die Frequenzen der in Abb. 5.11 dargestellten Resonanzlinien sind in Tab. 5.2 aufgeführt. Entsprechend der geometrischen Abmessungen der Leiter im verwendeten Kickermodell wurden mit Hilfe von (5.10) und (5.11) die theoretisch erwarteten Frequenzen der Resonanzlinien berechnet und mit den numerisch berechneten verglichen.

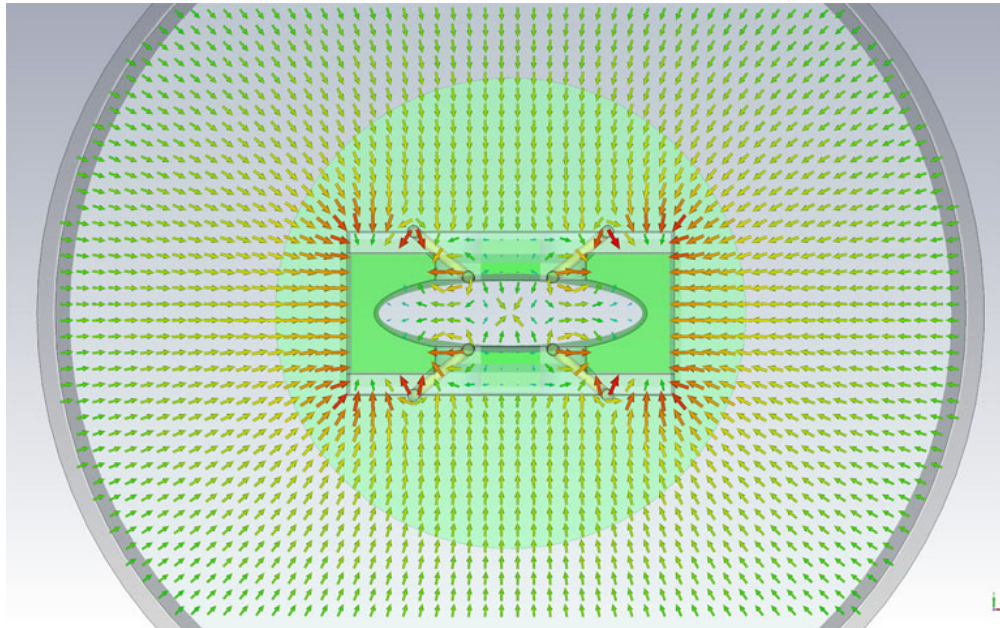
Typ	$f_{\text{CST}}$ [MHz]	$f_{\text{theo.}}$ [MHz]	$\Delta f$ [MHz]
B	109,69	108,71	0,98
A	219,39	217,41	1,98
B	329,08	326,12	2,96
A	452,60	434,83	17,77
B	543,70	543,53	0,17
A	643,20	652,24	9,04
B	762,90	760,94	1,96
A	852,60	869,65	17,05
B	972,30	978,36	6,06

**Tabelle 5.2:** Vergleich der numerisch berechneten und aufgrund der Abmessungen des Modells des Kickers erwarteten Frequenzen der Resonanzlinien, sowie deren Abweichung  $\Delta f$ .

Es zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung mit Ausnahme der Resonanzlinien für  $f = 452,60$  MHz und  $f = 852,60$  MHz, die jeweils um  $\Delta f \approx 17$  MHz abweichen. Bei einer Betrachtung der Feldverteilung für diese Moden, siehe Abb. 5.17, zeigt sich, dass es sich nicht, wie angenommen, um Leitungsresonanzen handelt, sondern um Koaxialmoden, bei denen sind die elektrischen Felder zwischen der Kickerkammer und dem äußeren



Kickertank ausbilden. Aufgrund der komplizierten Form können die Resonanzfrequenzen nicht analytisch berechnet und als Vergleich herangezogen werden.



**Abbildung 5.17:** Darstellung der elektrischen Felder auf der transversalen Schnittebene für die Resonanzlinie bei  $f = 452,60$  MHz.

### 5.2.3 Nichtlinearer Kickermagnet Typ 2

Aus den beiden vorangegangenen Abschnitten geht hervor, dass das Typ 1 Design des nichtlinearen Kickermagneten aus Sicht der Wechselwirkung mit dem Elektronenstrahl zwei Schwachstellen aufweist. Zum Einen ist die Schichtdicke der Titanbeschichtung der Keramik ein kritischer Faktor. Ist die Schicht zu dünn, steigt der Lossfaktor stark an, was zu einer starken Erhitzung des Kickermagneten im Betrieb führen würde. Zum Anderen führen die nicht abgeschirmten inneren Leiter auch bei einer ausreichend starken Schichtdicke zu einer Wechselwirkung des Elektronenstrahl mit dem Kickermagneten. Daraus folgen die in Kap. 4.3.2 beschriebenen Optimierungsschritte aus denen das Typ 2 Design des nichtlinearen Kickermagneten entstanden ist.

Die numerische Wakefeldrechnung für den Typ 2 Kicker wurde mit den gleichen Parametern durchgeführt, wie für den Typ 1 Kicker. Die Ergebnisse sind in den Abbildungen 5.18 und 5.19 dargestellt. Das Wakepotential weist nur ein schwaches Nachschwingen auf und für den Lossfaktor des optimierten nichtlinearen Kickermagneten ergibt sich mit

$$k_{\parallel} = 0,0413 \frac{\text{V}}{\text{pC}} \quad (5.12)$$

ein Wert, der vergleichbar mit dem Wert des glatten Strahlrohres ist. Gegenüber den Lossfaktor des Typ 1 Designs ist dieser Wert um 65 % reduziert. Die Leitungsresonanzen



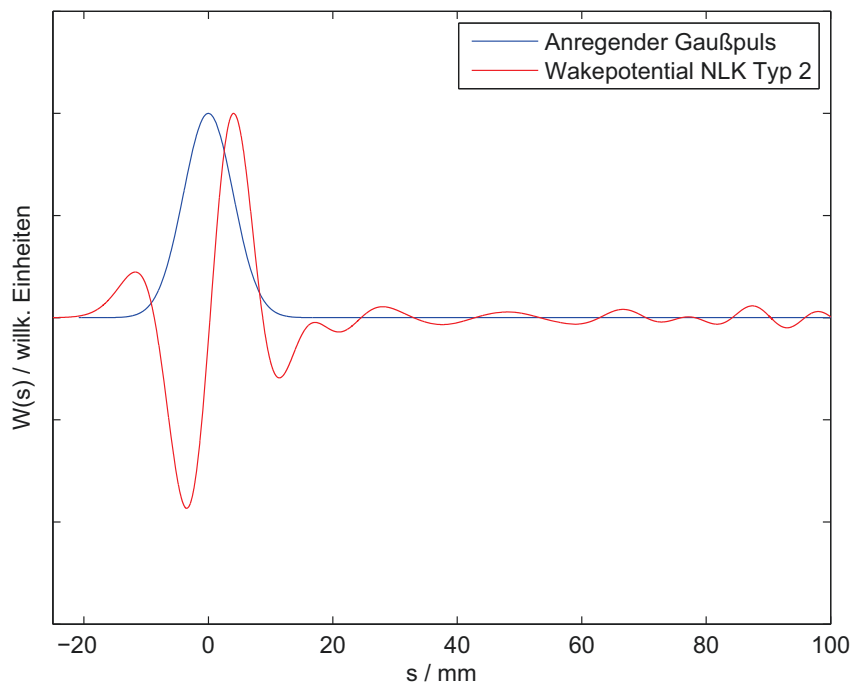


Abbildung 5.18: Wakepotential des Typ 2 Kickermagneten

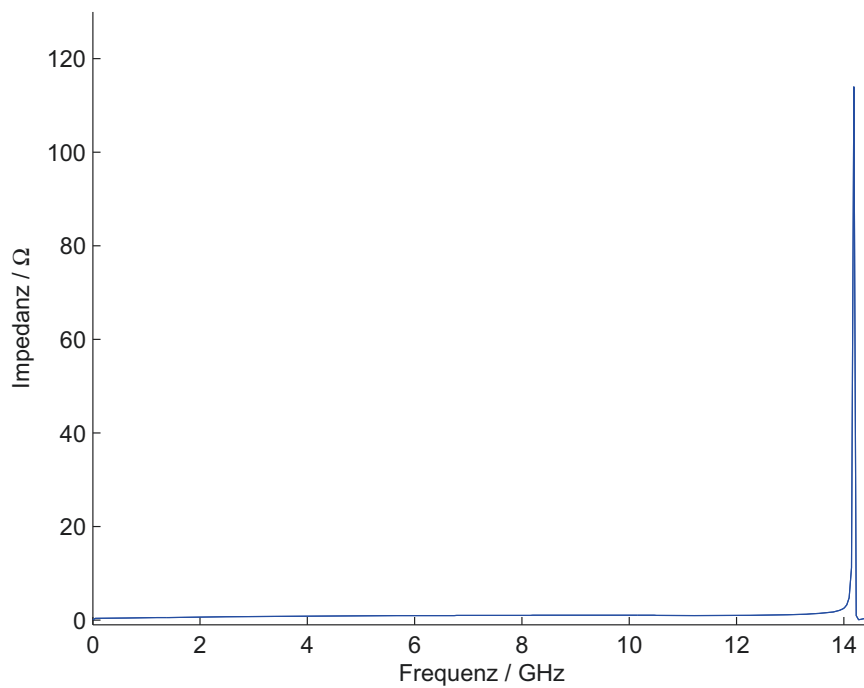
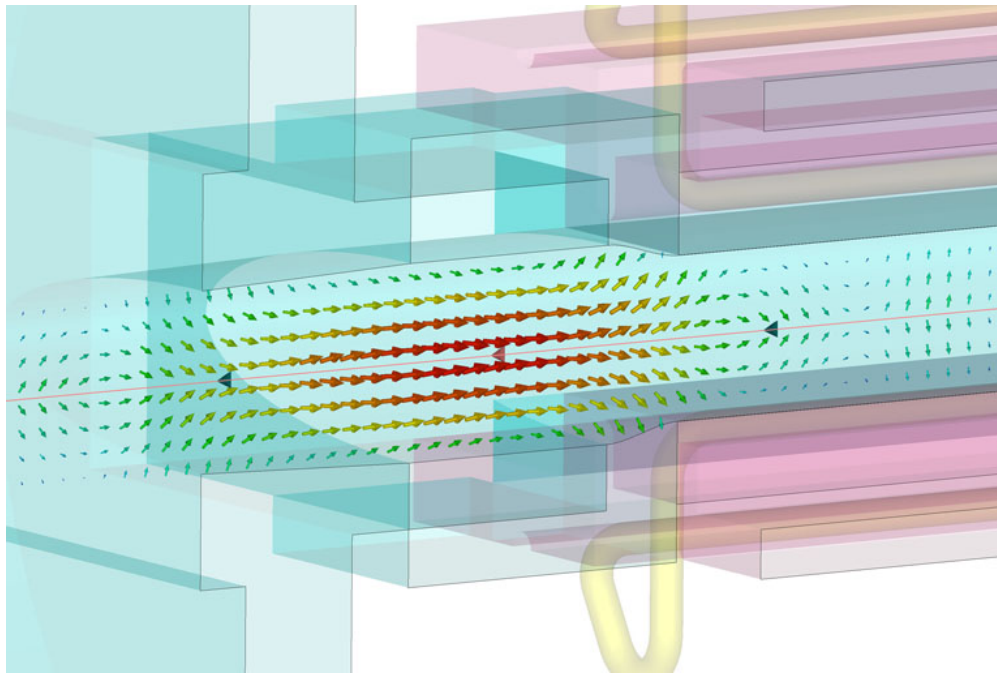


Abbildung 5.19: Aus dem Wakepotential berechnetes Impedanzspektrum des Typ 2 Kickermagneten.



**Abbildung 5.20:** Darstellung der Verteilung der elektrischen Feldstärke bei einer Frequenz von 14,19 GHz.

des Typ 1 Designs sind in diesem Fall vollständig unterdrückt. Nur bei einer Frequenz von 14,19 GHz ist noch ein Resonanzlinie mit einer Höhe von  $114 \Omega$  zu erkennen. In Abb. 5.20 dargestellt ist die mit Hilfe eines Feldmonitors bestimmte Verteilung der elektrischen Feldstärke bei der Frequenz von 14,19 GHz. Es zeigt sich, dass das elektrische Feld im Bereich der leichten Wölbung des Strahlrohres unmittelbar vor bzw. nach der Keramik konzentriert ist. Die Wölbung erzeugt eine hohlraumresonatorähnliche Struktur, in der sich eine transversal magnetische Resonatormode mit der oben genannten Frequenz ausbildet.

Die Verlustleistung für einen 300 mA Multibunchstrahl in BESSY II beträgt damit nur  $P = 4,1 \text{ W}$  und ist somit unkritisch.

### 5.3 Zusammenfassung der Ergebnisse

Die durchgeführten numerischen Rechnungen zeigen, dass der Lossfaktor des Nichtlinearen Kickermagneten sehr stark von der Dicke und den Materialeigenschaften der Titanbeschichtung abhängt, siehe Tab. 5.3. Die nicht abgeschirmten Leitungsstrukturen des Typ 1 Magnetdesigns verursachen auch bei einer ausreichend starken Titanbeschichtung eine große Zahl von Resonanzlinien im Impedanzspektrum. Diese können durch Schließen der Titanbeschichtung unterdrückt werden und der Lossfaktor des Kickermagneten damit deutlich gesenkt werden. Der Lossfaktor des auf Basis dieser Ergebnisse entworfe-

	$k_{\parallel} \left[ \frac{V}{pC} \right]$	$P_{\text{loss}} [W]$
NLK v1 5 $\mu\text{m}$ Titan	0,119	26,77
NLK v1 ohne Titan	10,700	2407,00
NLK v1 50 $\mu\text{m}$ Stahl	0,121	27,22
NLK v2 10 $\mu\text{m}$ Titan	0,041	4,10
Strahlrohr	0,018	

**Tabelle 5.3:** Vergleich der berechneten Lossfaktoren für  $\sigma = 4 \text{ mm}$  und Verlustleistungen für einen 300 mA Multibunchstrahl in BESSY II für die drei Konfigurationen des ersten Kickerdesigns und des optimierten Kickerdesigns

nen Typ 2 Kickerdesigns konnte mit  $k_{\parallel} = 0,041 \frac{V}{pC}$  auf einen Wert reduziert werden, der mit dem eines glatten Strahlrohres gleicher Länge vergleichbar und um einen Faktor 3 kleiner als der des Typ 1 Designs ist. Durch das Schließen der Titanbeschichtung wurden alle Resonanzlinien unterhalb der Cutoff-Frequenz des Strahlrohres unterdrückt. Eine Erhitzung des Typ 2 Kickermagneten durch Wechselwirkung mit dem Elektronenstrahl ist also nicht zu erwarten.



# 6 Messung der Wakeimpedanz und des Lossfaktors

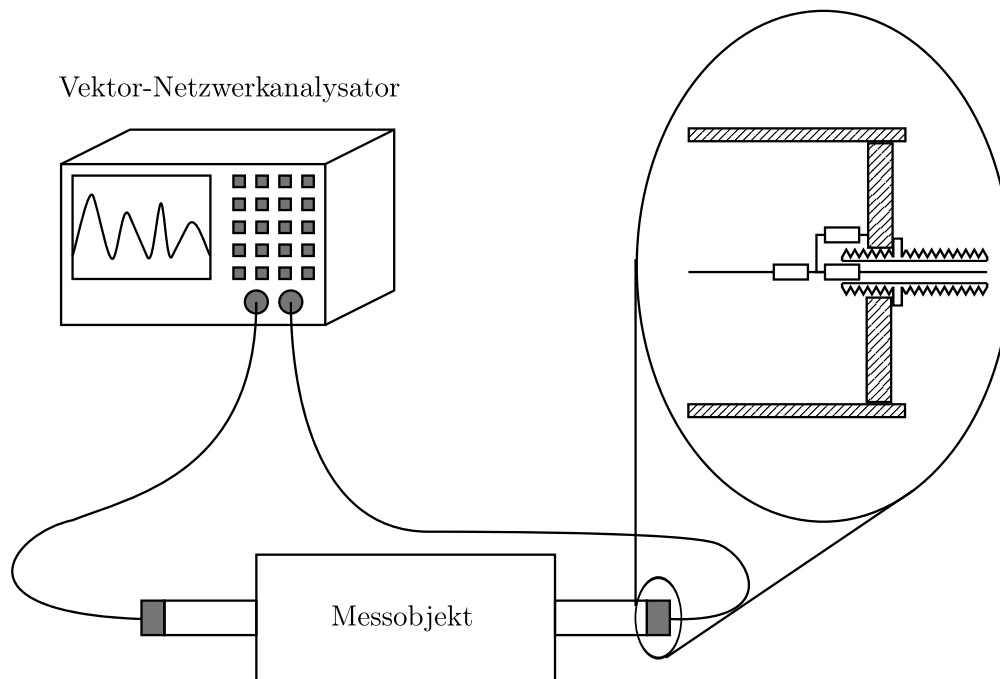
Lange etabliert sind Labormessungen zur Bestimmung der Wakeimpedanz von Beschleunigerkomponenten mit der Coaxial-Wire-Methode [25] (vgl. Kap. 2.5). Zur Verifikation der numerisch erhaltenen Daten, siehe Kap. 5, wurden diese Impedanzmessungen mit der Coaxial-Wire-Methode auch im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt. Der verwendete Messaufbau wird im ersten Teil des Kapitels beschrieben. Anschließend werden die Messungen an den verschiedenen Konfigurationen des nichtlinearen Kickermagneten vorgestellt, diskutiert und mit den numerischen Ergebnissen aus Kap. 5 verglichen. Im zweiten Teil werden der Aufbau und die Ergebnisse der strahlbasierte Messung des Lossfaktors an BESSY II, nach Kap. 2.6, vorgestellt.

## 6.1 Messung der Wakeimpedanz mit der Coaxial-Wire-Methode

### 6.1.1 Aufbau und Durchführung

Die Bestimmung der Impedanz mit der Coaxial-Wire-Methode erfolgt über eine Messung des  $S_{21}$ -Parameters des Messobjekts. Die frequenzabhängigen S-Parameter können mit einem Vektor-Netzwerkanalysator gemessen werden. Dieser sendet ein Signal mit bekannter Frequenz, Amplitude und Phase in den Eingang des Messobjekts. Dieses reflektiert einen Teil des Signals zurück zum Eingang, absorbiert einen weiteren Teil und transmittiert den Rest des Signal durch den Ausgang. Amplitude, Frequenz und Phase des reflektierten bzw. transmittierten Signals werden dann wieder vom Netzwerkanalysator gemessen. Aus den Verhältnissen der ein- und auslaufenden Signale werden die S-Parameter bestimmt, aus denen dann mit (2.61) die Impedanz des Messobjekts bestimmt werden kann.

Der prinzipielle Aufbau der Impedanzmessung nach der Coaxial-Wire-Methode ist in Abb. 6.1 schematisch dargestellt. Für die Messung der S-Parameter wurde ein Agilent Technologies E5071C Netzwerkanalysator, mit den in Tab. 6.1 aufgeführten Spezifikationen, verwendet. Das Messobjekt wird mit zwei  $50\ \Omega$  SMA-Kabeln an den Netzwerkanalysator angeschlossen. Da die Kabel und das Messobjekt typischerweise unterschiedliche Querschnitte besitzen, werden zwei Übergangsstücke benötigt.



**Abbildung 6.1:** Schematische Darstellung des Messaufbaus, bestehend aus dem zu vermessenden Messobjekt, den verbundenen Übergangsstücken und dem Vektor-Netzwerkanalysator.

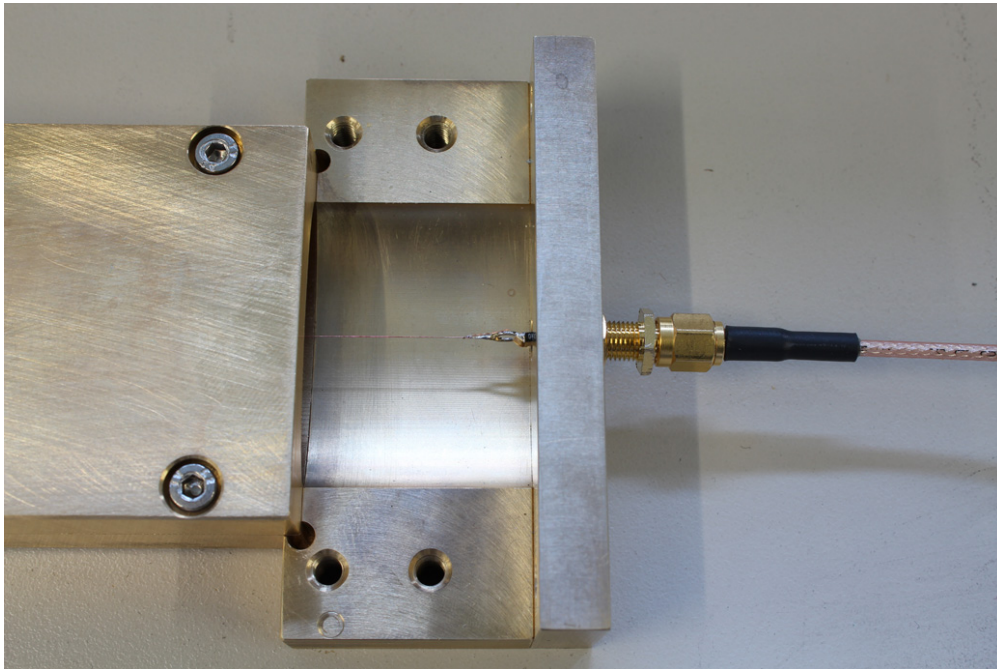
**Tabelle 6.1:** Spezifikationen des verwendeten Netzwerkanalysators Agilent Technologies E5071C [50].

Test frequency	9 kHz – 8,5 GHz
Source power range	–55 dBm – 10 dBm
Dynamic range	> 128 dB

### 6.1.1.1 Übergangsstücke

Die Übergangsstücke an beiden Enden der zu vermessenden Struktur erfüllen zwei Aufgaben. Zum Einen geschieht in ihnen der Übergang vom ovalen Querschnitt des Strahlrohres des nichtlinearen Kickers auf den runden Querschnitt des SMA-Kabels. Zum Anderen dienen sie der Halterung und dem Spannen des Drahtes innerhalb des Messobjekts.

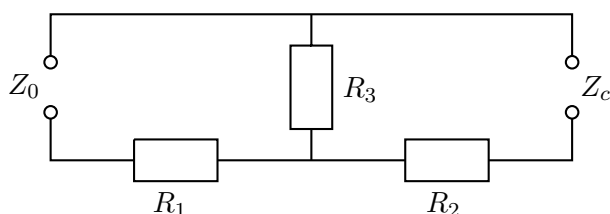
Da das ovale Strahlrohr mit dem eingespannten Draht einen anderen Wellenwiderstand als das  $50\ \Omega$  SMA-Kabel hat, kommt es an dieser Übergangsstelle zu unerwünschten Reflexionen, die nicht von dem Messobjekt hervorgerufen werden. Häufig wird die Anpassung der Wellenwiderstände dadurch erreicht, dass der Querschnitt im Übergangsstück langsam verjüngt („getapert“) wird, bis er den des SMA-Kabels hat. Für kleine Frequenzen sieht diese Verjüngung aber wieder aus wie eine Stufe, an der Reflexionen auftreten. Also müssen die Übergangsstücke länger als die beobachtete Wellenlänge sein, was zu sehr langen Übergangsstücken führt. Da aber in der Regel der eingespannte Draht nicht mit getapert wird, treten auch bei dieser Art der Anpassung Reflexionen auf, allerdings werden sie über die Länge des Übergangsstücks verschmiert.



**Abbildung 6.2:** Fotografie der unteren Hälfte eines Übergangsstücks mit Referenzstrahlrohr, Draht, SMA-Rolle und Widerstands-Netzwerk.

Alternativ kann und wurde hier eine resistive Anpassung gewählt, vgl. [51], bei dem der Wellenwiderstand durch Einfügen eines T-Netzwerks von Widerständen breitbandig angepasst wird, siehe Abb. 6.3. Dadurch ist es möglich vergleichsweise kurze Übergangsstücke zu verwenden, bei denen sich der Querschnitt sprunghaft ändert. Nachteilig sind die Verluste, die in den Widerständen auftreten und das zu messende Signal abschwächen, was insbesondere bei sehr kleinen Impedanzen dazu führen kann, dass diese im Rauschen untergehen. Ein weiterer Nachteil ist, dass Widerstände bei hohen Frequenzen kapazitive Anteile entwickeln. Bei den hier verwendeten SMD-Widerstände geschieht dies ab ca. 1 GHz. Dies beschränkt also den Messbereich.

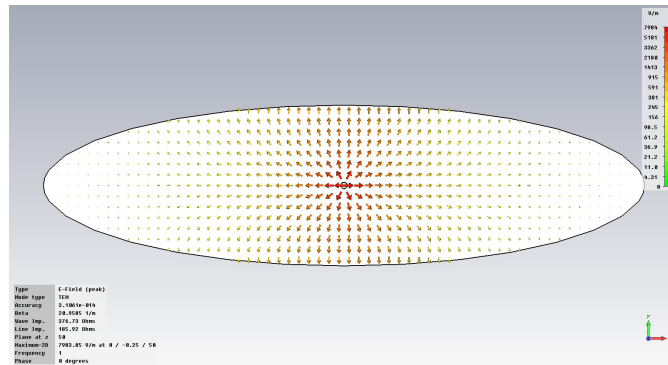
Der Übergang von dem Draht auf das SMA-Kabel erfolgt durch eingeschraubte SMA-Verbinders an denen das T-Netzwerk und der Draht angelötet ist. Durch Herausschrauben des SMA-Verbinders kann der Draht in dem Messobjekt gespannt werden.



**Abbildung 6.3:** Schematische Darstellung des T-Netzwerks zur Transformation des Wellenwiderstandes  $Z_c$  auf  $Z_0$ .

Der Wellenwiderstand  $Z_c$  des Referenzstrahlrohres mit dem eingespannten Draht, der Dicke  $d = 0,15$  mm wurde numerisch mit CST Particle Studio im Rahmen der

**Abbildung 6.4:** Numerisch berechnete Feldverteilung der Grundmode in der koaxialen Struktur, bestehend aus Referenzstrahlrohr und eingespanntem Draht.



Port-Moden-Berechnung zu  $Z_c = 218,9 \Omega$  bestimmt, siehe Abb. 6.4. Das Widerstands-T-Netzwerk in den Übergangsstücken muss also  $Z_0 = 50 \Omega$  auf diesen Wert transformieren. Als Abgleichbedingung ergibt sich die folgende Beziehung zwischen den Widerständen des Netzwerks und den Impedanzen der Wellenleiter

$$R_1 = Z_0 - \frac{1}{\frac{1}{R_3} + \frac{1}{R_2 + Z_c}} \quad (6.1)$$

Anhand dieser Bedingung wurden die in Tab. 6.2 aufgeführten Widerstände gewählt.

**Tabelle 6.2:** Berechnete Werte für die einzelnen Widerstände des T-Netzwerks zur Transformation des Wellenwiderstandes.

$R_1$	$33 \Omega$
$R_2$	$82 \Omega$
$R_3$	$18 \Omega$

Durch diese Wahl wird  $Z_c$  auf  $49,98 \Omega$  transformiert. Der relative Fehler des Abgleichs liegt damit bei  $3,2 \cdot 10^{-4}$  und kann vernachlässigt werden. Durch das Spannen des Drahtes kann sich sein Durchmesser verringern, wodurch der Wellenwiderstand der Referenzstruktur zunimmt. Dies konnte bei mehrfacher Durchführung der im folgenden vorgestellten Messungen beobachtet werden. So kommt es je nach Drahtspannung zu leicht voneinander abweichenden Ergebnissen. Dabei ist zu beachten, dass sich durch den Drahtdurchmesser nur der Absolutwert der gemessenen Impedanz, entsprechend (2.61), mit  $Z_c$  ändert, nicht aber die Frequenz der Resonanzlinien. Bei den Messungen wurde eine maximale Abweichung von  $50 \Omega$  zwischen zwei Messungen beobachtet, vgl Abb. 6.5. Durch den Aufbau der Übergangsstücke wird der Draht in der Struktur automatisch zentrierte, so dass die Abweichung von der Achse kleiner als  $0,1 \text{ mm}$  ist. Eine Dezentrierung des Drahts hat allerdings keinen Einfluss auf die longitudinale Impedanz, da für diese nur longitudinale elektrische Felder eine Rolle spielen, vgl. (2.30) und (2.34).

### 6.1.1.2 Referenz & Kalibrierung

Bei der Messung soll die Impedanzänderung bestimmt werden, die der nichtlineare Kicker im Vergleich zu einem glatten Strahlrohr einbringt. Der Netzwerkanalysator bestimmt zunächst allerdings die  $S_{21}$ -Parameter des gesamten Aufbaus, inklusive Kabel, Adaptern



und Struktur. Durch eine Kalibration mit Hilfe einer Referenzmessung werden diese Anteile aus den  $S_{21}$ -Parametern entfernt. Als Referenz dient dabei ein Stück glattes Strahlrohr, mit der Länge  $l = 351,4$  mm des nichtlinearen Kickers. Das Referenz-Strahlrohr hat den gleichen elliptischen Querschnitt, wie das Strahlrohr im nichtlinearen Kickermagneten. Das elliptische Profil wurde aus zwei Messingblöcken gefräst, die anschließend miteinander verschraubt wurden. Durch diese Bauweise können die longitudinalen Wandströme ungestört fließen. Da bei der Messung ausschließlich der  $S_{21}$ -Parameter betrachtet wird, reicht es aus den Netzwerkanalysator auf Transmission zu kalibrieren. Nach der erfolgten Kalibrierung auf das Referenzstrahlrohr wird dieses entfernt und der nichtlineare Kicker in die Übergangsstücke eingespannt.

## 6.2 Ergebnisse der Impedanzmessung

Die Messung wurde insgesamt an den drei im Folgenden aufgeführten Konfigurationen des nichtlinearen Kickermagneten durchgeführt:

- **NLK Typ 1:** Prototyp des Typ 1 Designs des nichtlinearen Kickermagneten, der bei der Inbetriebnahme in BESSY II stark erhitzt wurde.
- **NLK Typ 1 mit zusätzlich  $50 \mu\text{m}$  Stahlbeschichtung:** Auch hierbei handelt es sich um den Prototypen des Typ 1 Designs, der aber mit einer zusätzlichen  $50 \mu\text{m}$  starken Stahlschicht über der Titanisierung versehen wurde.
- **NLK Typ 2:** Prototyp des Typ 2 Designs des nichtlinearer Kickermagnet.

Sowohl bei der Kalibration als auch bei der Messung der  $S_{21}$ -Parameter wurde mit Ausnahme der Messung für den Typ 2 Kickermagneten eine Mittelung über 20 Sweeps durchgeführt. Aufgrund der Länge der Kickermagneten von  $l = 351,4$  mm wurde zur Bestimmung der Impedanz die Log-Formel (2.61)

$$Z_{\log} = -2Z_c \ln S_{21} \quad (6.2)$$

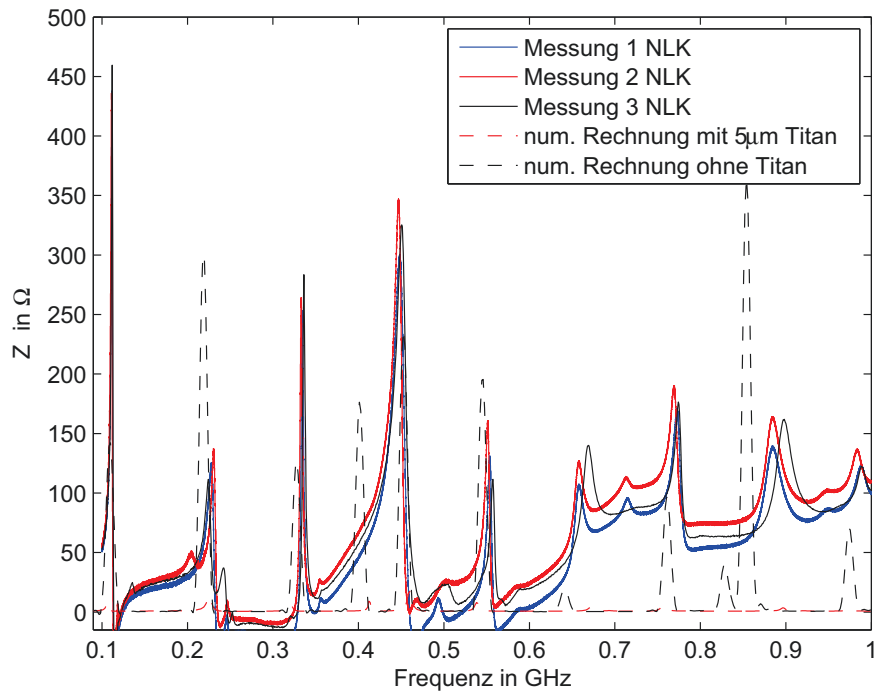
verwendet. Die Eigenschaften der verwendeten Widerstände im T-Netzwerk geben für den Messbereich das Intervall 100 MHz – 1000 MHz vor.

### 6.2.1 Nichtlinearer Kickermagnet Typ 1

#### 6.2.1.1 NLK Typ 1

Zunächst wurde die Messung an dem Prototypen des nichtlinearen Kickermagneten des Typs 1 durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Abb. 6.5 graphisch dargestellt.

Ein Vergleich der Frequenzen der gemessenen Resonanzlinien mit den numerisch berechneten liefert größtenteils eine sehr gute Übereinstimmung. Besser ist die Übereinstimmung der gemessenen Resonanzfrequenzen mit den Frequenzen aus dem Modell der



**Abbildung 6.5:** Gemessene und numerisch berechnete longitudinale Impedanz des nichtlinearen Kickermagneten Typ 1. Durch leicht unterschiedliche Drahtspannungen kommt es bei den voneinander unabhängig durchgeführten Messungen zu Abweichungen der Absolutwerte der Impedanzen.

**Tabelle 6.3:** Klassifizierung der Resonanzlinien nach Kap. 5.2.2.3 und Vergleich der gemessenen Resonanzfrequenzen und der Frequenzen der Leitungsresonanzen die man über Gl. (5.11) und (5.10) aus den Abmessungen der Komponenten des Kickerprototypen erhält.

Typ	$f_{\text{Mess}}$ MHz	$f_{\text{theo.}}$ MHz	$\Delta f$ MHz
B	111,90	111,17	0,73
A	224,40	222,34	2,06
B	336,20	333,51	2,69
A	450,60	444,68	5,92
B	556,50	555,84	0,66
A	669,40	667,01	2,39
B	774,40	778,18	3,78
A	898,10	889,35	8,75
B	989,40	1000,52	11,12

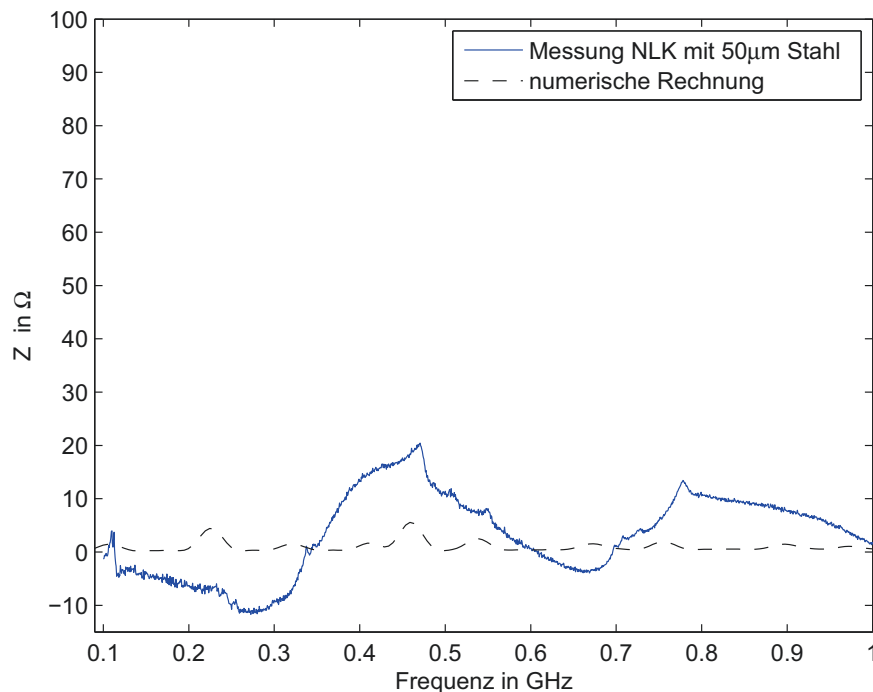
Leitungsresonanzen, die man mit Gl. (5.10) und (5.11) aus den Abmessungen des Kickermagneten erhält, vgl. Tab. 6.3.

Die Resonanzlinien des gemessenen Impedanzspektrums (blau) sind mit Werten bis zu  $450 \Omega$  allerdings ca. um einen Faktor 20 größer als die aus der numerischen Simulation (rot gestrichelt) erwarteten Werte. Vergleich man das gemessene Impedanzspektrum

mit dem numerisch berechneten Spektrum des Kickermagneten ohne Titanbeschichtung, stellt man eine deutlich bessere Übereinstimmung der Höhe der Resonanzlinien fest. Dies ist ein weiterer Hinweis darauf, dass die Titanbeschichtung der vermessenen Struktur deutlich dünner als  $5\ \mu\text{m}$  ist.

### 6.2.1.2 NLK Typ 1 mit zusätzlich $50\ \mu\text{m}$ Stahlbeschichtung

Eine numerische Berechnung des Kickermagneten mit einer  $100\ \text{nm}$  dicken Titanbeschichtung war aufgrund der Feinheit des dafür notwendigen Diskretisierungsgitters nicht möglich. Für einen Vergleich von Messung und Rechnung wurde daher die Titanbeschichtung des Kickermagneten mit einem  $50\ \mu\text{m}$  starken Stahlband gleicher Breite verstärkt und das Impedanzspektrum dieser Konfiguration gemessen und mit einer entsprechenden numerischen Rechnung verglichen. Hier wurde Stahl als zusätzliches Material für die Beschichtung gewählt, da dieses verfügbar war und einen ähnlichen Leitwert wie Titan besitzt. Das gemessene und berechnete Spektrum ist in Abb. 6.6 dargestellt.



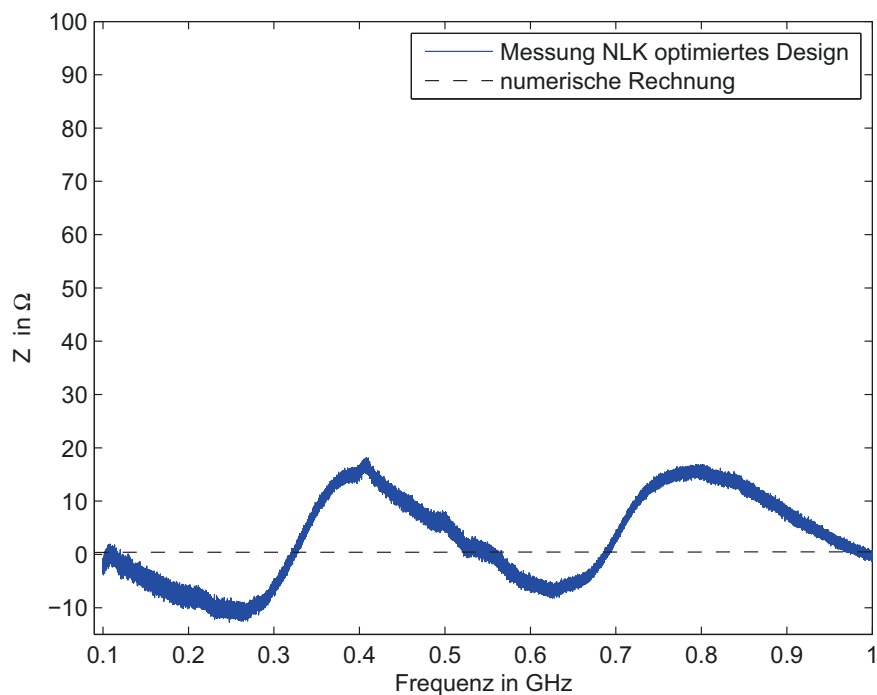
**Abbildung 6.6:** Darstellung der gemessenen und numerisch berechneten longitudinalen Impedanz des nichtlinearen Kickermagneten Typ 1 mit einer zusätzlichen  $50\ \mu\text{m}$  dicken Stahlschicht über der Titanbeschichtung.

Das gemessene Impedanzspektrum wird dominiert von einem wellenförmigen Untergrund, auf das die niedergütigen Resonanzlinien aufgesetzt sind. Die Höhe der Resonanzlinien beträgt nur noch wenige Ohm über dem Untergrund und entspricht der des

berechneten Spektrums. Der wellenförmige Untergrund hat seinen Ursprung in der verwendeten Referenzkammer. Die Kammer des Kickermagneten ist aus Stahl gefertigt, während die Referenzkammer aus Messing gefertigt wurde. Messing hat einen deutlich höheren elektrischen Leitwert als Stahl. Die S-Parameter der Strahlkammer erfahren im Vergleich zur Referenzkammer eine zusätzlich Dämpfung, die sich im Impedanzspektrum durch den beobachteten Untergrund äußert.

### 6.2.2 Nichtlinearer Kickermagnet Typ 2

Das Typ 2 Design des Kickermagneten verfügt über die gleichen äußeren Abmessungen wie das ursprüngliche Design. Auch die Form des Strahlrohres ist identisch. Daher können die gleichen Übergangsstücke, wie bei dem Typ 1 Kickermagneten verwendet werden. Bei der Messung der  $S_{21}$ -Parameter des Typ 2 Kickermagneten wurde keine Mittelung über mehrere Sweeps durchgeführt. Daher ist in dem ermittelten Impedanzspektrum, siehe Abb. 6.7, ein deutlich stärkeres Rauschen zu sehen.



**Abbildung 6.7:** Darstellung der gemessenen und numerisch berechneten longitudinalen Impedanz des nichtlinearen Kickermagneten Typ 2.

Da auch bei dieser Messung die Messing-Referenzkammer für die Kalibration verwendet wurde, ist wieder ein wellenförmiger Untergrund im Impedanzspektrum zu erkennen. Wie aus den Ergebnissen der numerischen Rechnung erwartet, finden sich im gemessenen

Impedanzspektrum keine Resonanzlinien, so dass das gemessene Spektrum durch den Untergrund dominiert wird.

### 6.3 Strahlbasierte Bestimmung des longitudinalen Lossfaktors

Der Lossfaktor eines Speicherrings kann mit der strahlbasierten Messmethode, die in Kap. 2.6 beschrieben wurde, durch eine Messung der Stromabhängigkeit der synchronen Phase bestimmt werden. Für diese gilt nach (2.66)

$$|\Delta\phi_s(I)|n = \frac{1}{V_{\text{rf}}f_0} I \cdot k_{\parallel}. \quad (6.3)$$

Wird die Messung vor und nach der Installation einer Speicherringkomponente, bei einem ansonsten unveränderten Speicherring, durchgeführt, kann aus der Differenz der gemessenen Speicherring-Lossfaktoren der Lossfaktor der betreffenden Komponente bestimmt werden. Im Rahmen der Inbetriebnahme des Typ 1 Kickermagneten, vgl. Kap. 4.4.1, wurde diese Messung an BESSY II durchgeführt.

#### 6.3.1 Bunchlänge in BESSY II

Der Lossfaktor  $k_{\parallel}$  in (6.3) ist nur für sehr kleine Bunchladungen aufgrund der in diesem Fall näherungsweise konstanten Bunchlänge ebenfalls konstant. Für größere Bunchladungen muss hingegen die Verlängerung der Bunche beachtet werden. Die Abhängigkeit des Lossfaktors von der Bunchlänge lässt sich durch das Potenzgesetz

$$k_{\parallel}(\sigma) = k_0 \left( \frac{\sigma}{\sigma_0} \right)^{-\alpha} \quad (6.4)$$

ausdrücken [52]. Für die Länge der Bunche im BESSY II-Speicherring wurde die empirische Formel

$$\left( \frac{\sigma}{\sigma_0} \right)^4 = \left( \frac{f_s}{f_{s0}} \right)^4 + \left( \frac{I}{I_0} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (6.5)$$

mit  $\sigma_0 = 13,1$  ps und  $I_0 = 1,18$  mA gefunden [47]. Mit (6.4) und (6.5) folgt dann

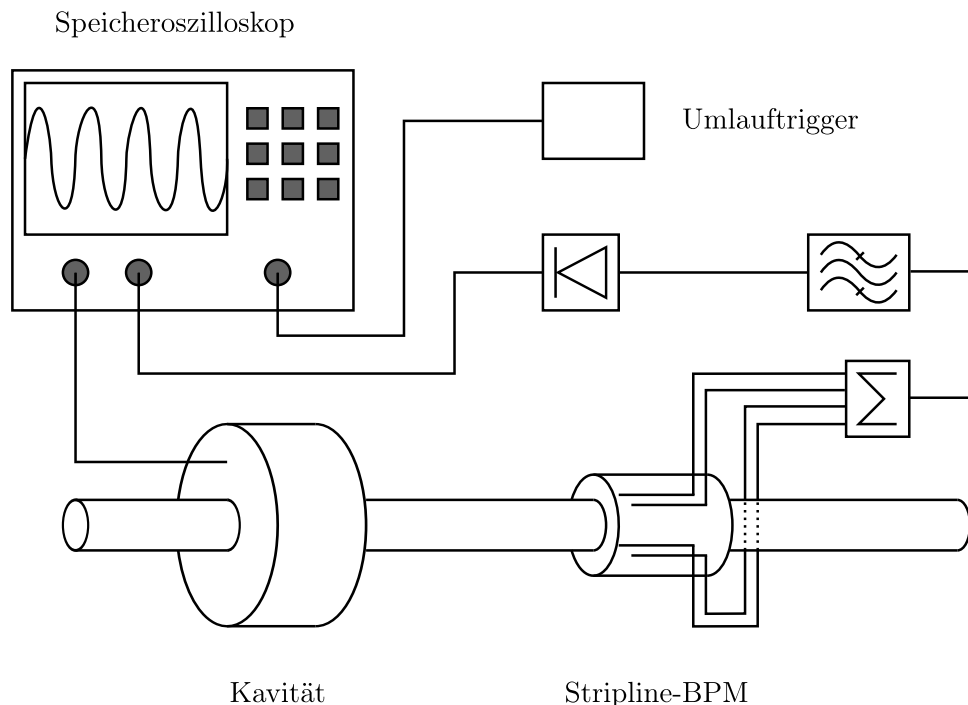
$$|\Delta\phi_s(I)| = \frac{1}{V_{\text{rf}}f_0} k_0 \left[ C + (bI)^{\frac{3}{2}} \right]^{-\frac{\alpha}{4}} \cdot I \quad (6.6)$$

mit  $C = \left( \frac{f_s}{f_{s0}} \right)^4 \approx 1$  und  $b = I_0^{-1}$ . Damit kann der Lossfaktor von BESSY II durch eine Messung der Stromabhängigkeit der synchronen Phase bestimmt werden.

#### 6.3.2 Messaufbau

Die Phasenbeziehung zwischen Elektronenstrahl und HF-Feld der Kavitäten kann für einen Single-Bunch-Strahl mit Hilfe eines Strahllagemonitors (engl. beam position monitor oder kurz BPM) bestimmt werden. Passiert der Single-Bunch den BPM, so induziert

er in diesem einen Spannungspuls. Mit einem Speicheroszilloskop kann die Phasenbeziehung zwischen diesem Spannungspuls und dem HF-Signal aus den Kavitäten bestimmt werden. Das Spektrum des BPM-Signals wird durch Kap. 2.2 beschrieben. Eine ausgeprägte Spektrallinie ist nach (2.20) mit  $\omega_{\text{rf}} = h \cdot \omega_0$  die Frequenz der Kavitäten. Mit einem entsprechenden Filter kann diese Frequenzkomponente aus dem BPM-Signal gefiltert werden und mit dem Signal der Kavitäten verglichen werden. Dazu werden beide Signale mit dem Speicheroszilloskop aufgezeichnet und anschließend ausgewertet. Der für diese Messung bei BESSY II verwendete Aufbau ist in Abb. 6.8 schematisch dargestellt. Für die Messungen wurde ein sogenannter Stripline-BPM verwendet, siehe z.B. Goldberg & Lambertson [53].

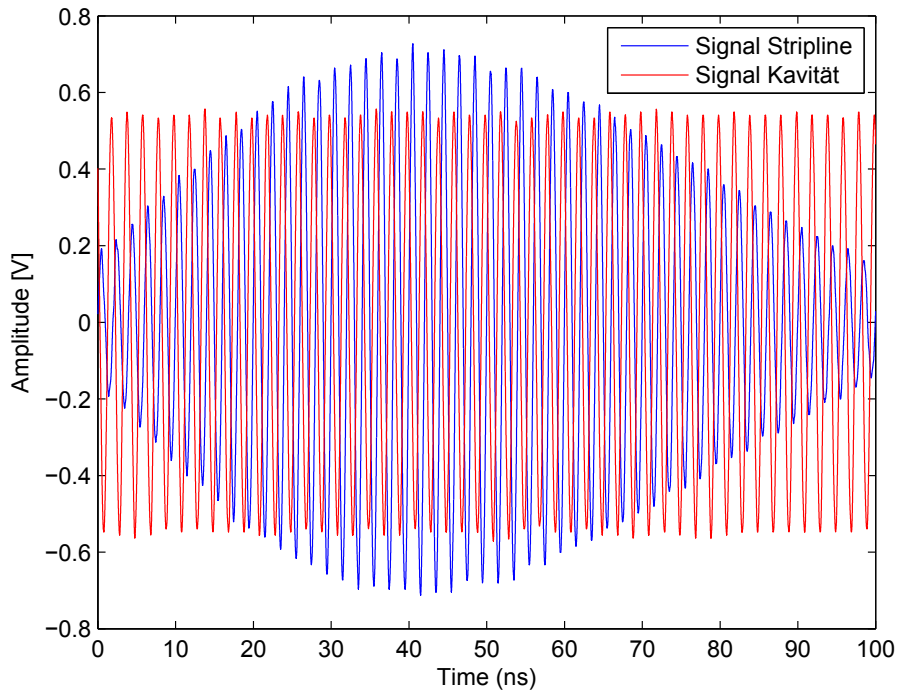


**Abbildung 6.8:** Aufbau der strahlbasierten Messung des longitudinalen Lossfaktors. Das gefilterte und verstärkte Summensignal des Stripline-BPMs sowie das Signal der Kavitäten wird dazu auf die Eingänge des Speicheroszilloskops gelegt.

Als Filter für das BPM-Signal wurde ein *RLC Electronics* 499,655 MHz Bandpassfilter mit einer Bandbreite von 10 MHz verwendet. Da bei sehr kleinen Bunchladungen das BPM-Signal nur sehr schwach war, wurde dem Bandpassfilter ein Messverstärker nachgeschaltet. Als Oszilloskop kam ein *Tektronix DPO7254 Digital Phosphor Oscilloscope* mit 4-Kanälen zum Einsatz, das extern mit dem Umlaufsignal getriggert wurde. Für alle durchgeführten Messungen wurde der gleiche Aufbau verwendet.

### 6.3.3 Auswertung und Ergebnisse

Das gefilterte Stripline-Signal und das Signal aus den Kavitäten ist in Abb. 6.9 am Beispiel der Messung für einen Strahlstrom von 13,19 mA dargestellt. Zu erkennen ist, dass das Signal der Kavitäten erwartungsgemäß eine konstante Amplitude aufweist. Das gefilterte Signal des Stripline-BPMs zeichnet sich durch eine anwachsende und wieder abfallende Amplitude aus. Dies wird durch den Bandpassfilter verursacht, der nach der Anregung durch den Puls des Elektronenstrahls zunächst einschwingen muss.



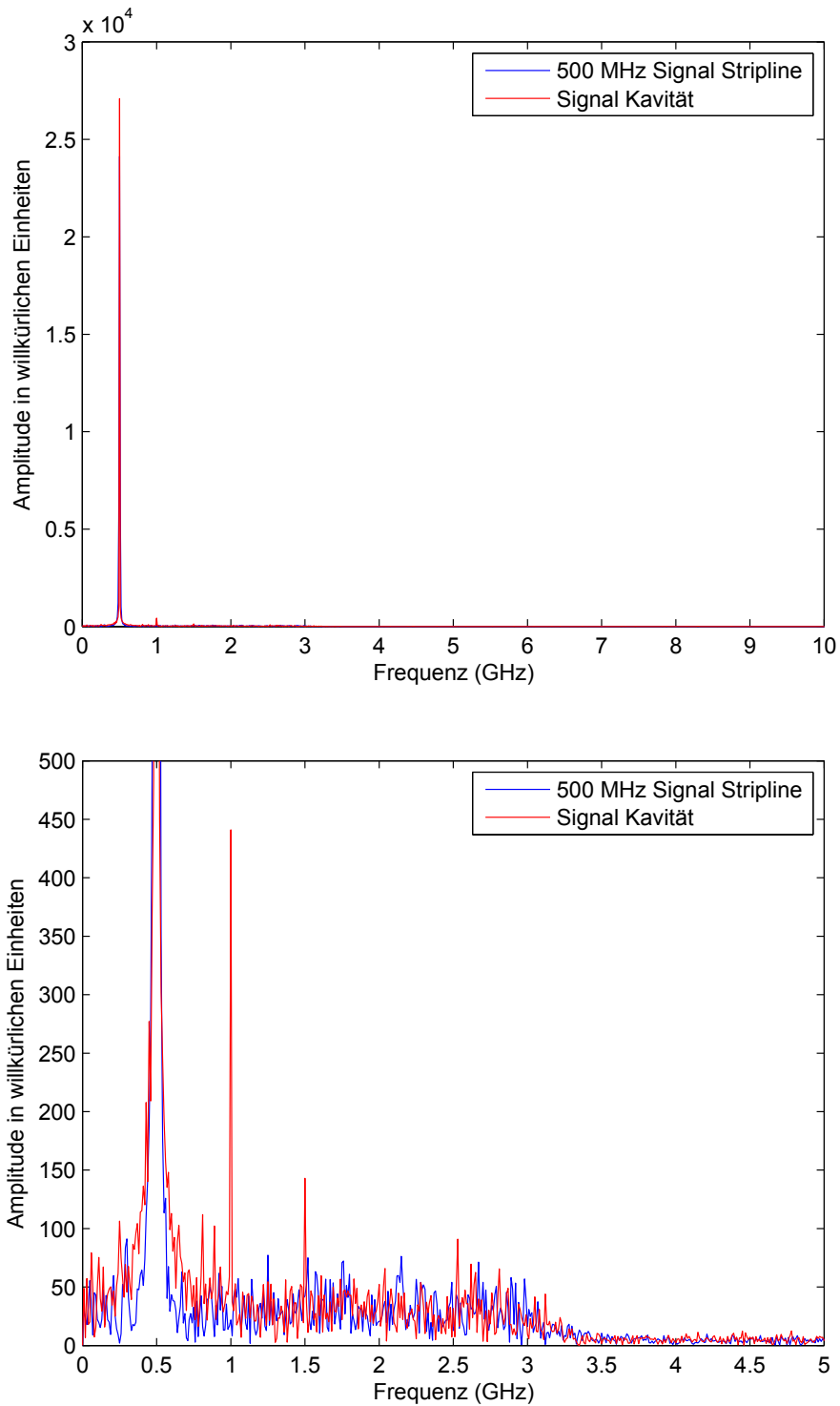
**Abbildung 6.9:** Gefiltertes Stripline-Signal und Signal aus den Kavitäten für einen Single-Bunch Strahl mit einem mittleren Strahlstrom von 13,19 mA.

Durch Anwendung einer diskreten Fourier-Transformation lässt sich die Amplitude und Phase  $\phi$  der einzelnen Frequenzkomponenten der beiden Signale bestimmen. In Abb. 6.10 ist das so berechnete Frequenzspektrum dargestellt.

Deutlich zu erkennen ist die dominante 500 MHz-Komponente beider Signale. Die Differenz der Phase des Stripline-Signals  $\phi_{\text{BPM}}$  und der Kavitäten  $\phi_{\text{rf}}$  ist die gesuchte Synchronphase

$$\phi_s = \phi_{\text{rf}} - \phi_{\text{BPM}} + \phi_0. \quad (6.7)$$

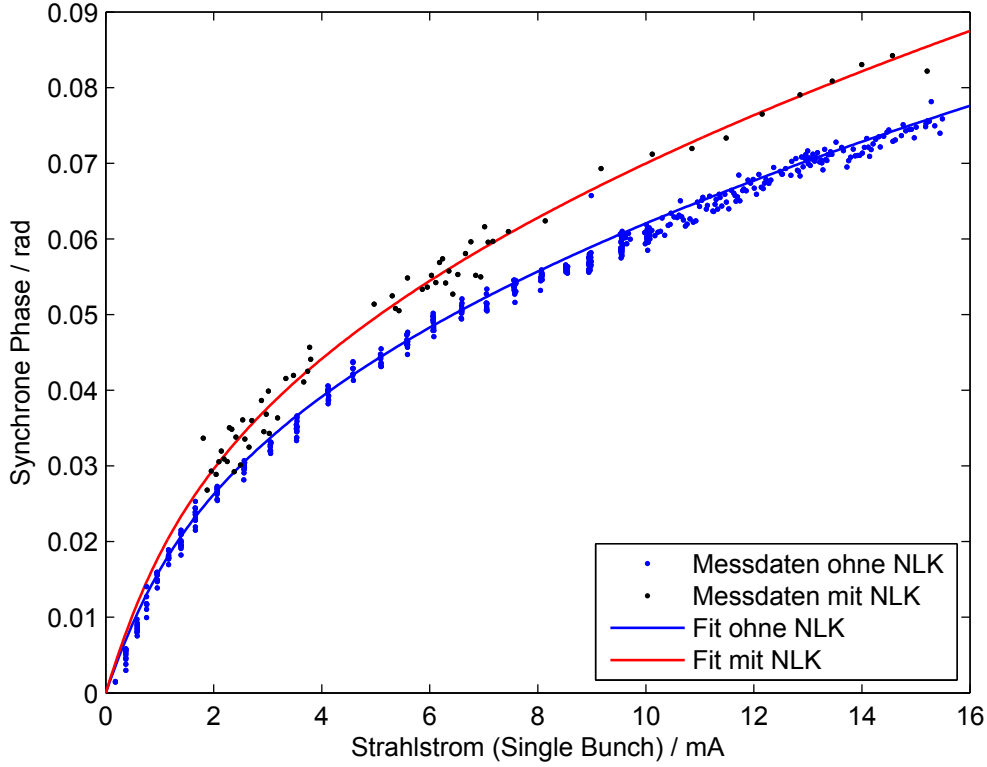
Der Offset  $\phi_0$  wird verursacht durch unterschiedliche Kabellängen und den unbekanntem Phasenversatz der durch den Filter und den Messverstärker verursacht wird. Der Absolutwert der synchronen Phase kann somit nicht bestimmt werden. Da der Offset  $\phi_0$  aber während der Messung konstant ist, lässt sich die Abhängigkeit der synchronen Phase vom



**Abbildung 6.10:** *oben:* Spektrum des Signals aus der Kavität und des Stripline-BPMs.  
*unten:* Vergrößerter Ausschnitt.



Strahlstrom dennoch untersuchen und somit über (6.6) der Lossfaktor  $k_0$  des Speicherrings bestimmen. Die Messung wurde mit und ohne installiertem Typ 1 Kickermagneten



**Abbildung 6.11:** Messwerte der Synchronen Phase in Abhängigkeit vom Strahlstrom vor und nach dem Ausbau des nichtlinearen Injektionskickers und angepasste Kurve.

durchgeführt. In Abb. 6.11 ist die synchrone Phase in Abhängigkeit vom Strahlstrom für beide Messungen aufgetragen. Durch Anpassen einer Kurve gemäß (6.6) kann der Lossfaktor des Speicherrings bestimmt werden. Die ermittelten Kurven-Parameter sind in Tab. 6.4 aufgeführt. Die Messung für den Speicherring mit eingebautem Typ 1 Kicker-

		ohne NLK	mit NLK
$k_{\parallel}$	$\frac{V}{pC}$	34,93	39,39
$\sigma_{k_{\parallel}}$	$\frac{V}{pC}$	0,36	2,40
$\alpha$		1,44	1,44

**Tabelle 6.4:** Kurven-Parameter gemäß (6.6) an die gemessenen Werte der synchronen Phase.

magnet ergibt einen Lossfaktor von  $k_{\parallel} = (39,39 \pm 2,4) \frac{V}{pC}$ . Für den Speicherring ohne Kickermagnet sinkt der Lossfaktor auf  $k_{\parallel} = (34,93 \pm 0,36) \frac{V}{pC}$ . Der Fehler ist in letztem Fall deutlich kleiner, da bei dieser Messung über mehrere Sweeps gemittelt wurde

und die Messwerte daher deutlich weniger streuen. Aus der Differenz der gemessenen Speicherring-Lossfaktoren ergibt sich der Lossfaktor des Typ 1 Kickermagneten dann zu

$$k_{\parallel} = (4,46 \pm 2,43) \frac{\text{V}}{\text{pC}}$$

Für einen Kickermagneten ist dieser Werte sehr hoch, vgl. Khan [13, S. 31]. Dies erklärt die, während der Inbetriebnahme beobachtete, starke Erhitzung des Typ 1 Kickermagneten, vgl. Kap. 4.4.1.

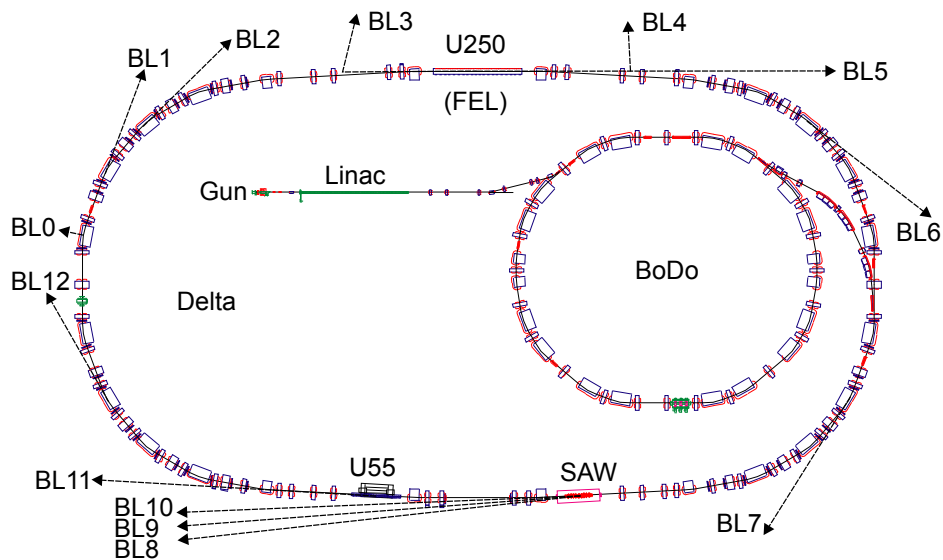
## 6.4 Zusammenfassung der Ergebnisse und Vergleich mit den numerischen Rechnungen

In Kap. 6.1 wurde mittels der Coaxial-Wire-Methode die longitudinale Wakeimpedanz der nichtlinearen Kickermagneten des Typ 1 und Typ 2 Designs gemessen. Bei der Impedanzmessung des Typ 1 Kickers zeigte sich zunächst nur bezüglich der Frequenz der Resonanzen eine gute Übereinstimmung mit dem numerisch berechneten Impedanzspektrum, nicht aber bei der Höhe der Resonanzlinien. Die gemessenen Linien waren etwa um einen Faktor 20 höher, als die berechneten. Vergleicht man das gemessene Spektrum mit dem numerisch bestimmten Spektrum des Kickers bei dem auf die Titanbeschichtung vollständig verzichtet wurde, so zeigt sich bei der Höhe der Resonanzlinien eine deutlich bessere Übereinstimmung. Dies deutet darauf hin, dass die Titanbeschichtung des untersuchten Typ 1 Kickers deutlich dünner als vorgesehen ist. Zur Kontrolle wurde die Titanbeschichtung der vermessenen Struktur mit einem  $50 \mu\text{m}$  dicken Stahlband verstärkt und die Messung wiederholt. Die Ergebnisse der entsprechenden numerischen Rechnung zeigen eine sehr gute Übereinstimmung mit der Messung. Durch die zusätzliche Abschirmung des Stahlbands wurden die ursprünglichen Resonanzen stark gedämpft. Beim Kickermagneten des Typs 2 sind die Resonanzen des Typ 1 Designs sowohl in der numerischen Rechnung als auch in der Messung vollständig unterdrückt.

In Kap. 6.3 wurde eine strahlbasierte Methode zur Messung des Lossfaktors einer neuen Speicherringkomponente vorgestellt. Mit dieser Methode wurde der Lossfaktor des Prototypen des Typ 1 Kickermagneten gemessen. Der gemessene Wert liegt zwischen den numerisch berechneten Werten von  $k_{\parallel,\text{num}} = 0,12 \frac{\text{V}}{\text{pC}}$  für den Kickermagneten nach Designvorgabe und dem Wert von  $k_{\parallel,\text{num,kein Titan}} = 10,70 \frac{\text{V}}{\text{pC}}$  für den Kickermagneten ohne Titanbeschichtung. Dies deckt sich mit der Feststellung, dass die Titanbeschichtung des Prototypen zwar vorhanden ist, deren Dicke aber nicht den Designvorgaben entspricht. Extrapoliert man den Lossfaktor für  $x = 100 \text{ nm}$  aus Abb. 5.5, so erhält man einen Wert von  $k_{\parallel,\text{num,extrapol}} = 4,72 \frac{\text{V}}{\text{pC}}$ . Dieser Wert zeigt eine sehr gute Übereinstimmung mit dem gemessenen Wert und stützt so die Annahme, dass die Dicke der Titanbeschichtung der vermessenen Struktur bei  $h \approx 100 \text{ nm}$  liegt.

## 7 Anpassung des Photon Factory Injektionschemas auf den Delta Speicherring

In diesem Kapitel soll die Möglichkeit untersucht werden das Photon Factory Injektionschema in Kombination mit dem für BESSY II entwickelten nichtlinearen Kickermagneten des Typs 2 für den DELTA Speicherring anzupassen. Der DELTA Speicherring ist der Teil der gleichnamigen Synchrotronstrahlungsquelle, die vom Zentrum für Synchrotronstrahlung an der Technischen Universität Dortmund betrieben wird. Die gesamte Speicherringanlage ist in Abb. 7.1 schematisch dargestellt.



**Abbildung 7.1:** Schematische Darstellung der Synchrotronstrahlungsquelle DELTA, bestehend aus einer Elektronenkanone (Gun), einem 75 MeV-Linearbeschleuniger (Linac), einem 1,5 GeV-Boostersynchrotron (BoDo) und dem Speicherring mit 12 Beamlines (BL1-BL12) und 3 Insertion Devices (U250, U55, SAW).

## 7.1 Der DELTA Speicherring

DELTA ist ein Synchrotron mit einem Umfang von 115,2 m, das als Speicherring betrieben wird. Der gespeicherte Elektronenstrahl besitzt eine Maximalenergie von 1,5 GeV. Für den Multibunch-Nutzerbetrieb werden 130 mA Strahlstrom akkumuliert.

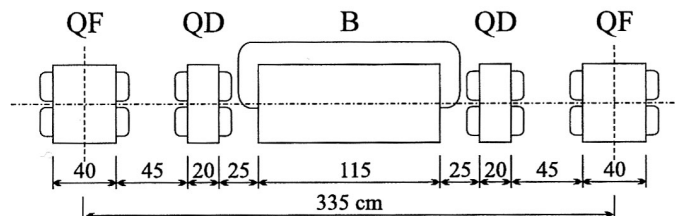
### 7.1.1 Aufbau des Speicherrings

Der DELTA Speicherring ist in vier Quadranten aufgeteilt, die paarweise spiegelsymmetrisch zueinander aufgebaut sind. Die Bögen im Osten und Westen bestehen aus Tripletzellen. Die geraden Sektionen im Norden und Süden bieten Platz für je drei Insertion Devices<sup>1</sup>, die durch 3°- bzw. 7°-Ablenkmagnete voneinander getrennt sind. Zwischen den Bögen und den Geraden befinden sich „Dispersion-Suppressor-Zellen“, die die Dispersion in den Geraden zu Null kompensieren. Das 500 MHz-Cavity befindet sich im Westen des Speicherrings am Ende des 4. Quadranten [54].

#### 7.1.1.1 Tripletzellen

Die Bögen des Speicherrings sind aus Zellen, bestehend aus jeweils zwei horizontal defokussierenden und zwei fokussierenden Quadrupolen sowie einem Dipolmagneten aufgebaut. Die Struktur dieser Zelle im ursprünglichen Design ist in Abb. 7.2 dargestellt [55]. Bei der Konstruktion des Speicherrings wurden jeweils die äußeren horizontal fokussie-

**Abbildung 7.2:**  
Schematische Darstellung des Aufbaus der Tripletzellen von Schirmer [55].



renden Quadrupole zweier benachbarter Zellen zu einem langen Magneten zusammengefasst. Zwischen den Dipolmagneten zweier benachbarter Zellen befinden sich somit 3 Quadrupole, die als Triplet bezeichnet werden.

#### 7.1.1.2 Geraden

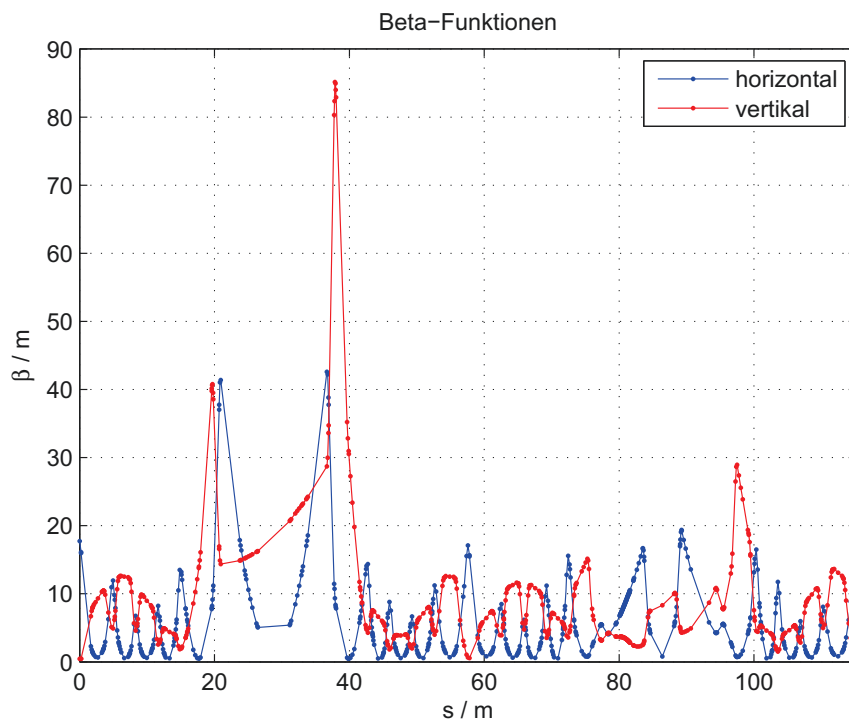
In der südlichen Geraden befindet sich der Undulator U55 und ein supraleitender asymmetrischer Wiggler [56], kurz SAW. In der nördlichen Geraden ist der Undulator U250 installiert, der zur Zeit für CHG-Experimente genutzt wird [57]. Die Fokussierung in den U250 führt dazu, dass die horizontale Betafunktion in diesem Bereich ihr absolutes

<sup>1</sup>Insertion Devices sind z.B. Undulatoren/Wiggler, die zur Erzeugung von Synchrotron-Strahlung genutzt werden.

Maximum von  $\beta_{x,\max} = 42,58$  m erreicht, vgl. Abb. 7.3. Auch die vertikale Betafunktion erreicht hier ihr absolutes Maximum von  $\beta_{y,\max} = 85,14$  m. Dieser Bereich stellt im DELTA Speicherring die optisch engste Stelle des Speicherrings dar.

### 7.1.2 Accelerator Toolbox Modell der Speicherringoptik

Die Accelerator Toolbox für Matlab [40, 58, 59] ermöglicht es, die Twissparameter von Teilchenbeschleunigern zu berechnen. Mit dieser Toolbox wurde in früheren Arbeiten, siehe [60, 61], ein Modell der Magnetstruktur des Delta Speicherrings erstellt. Die mit diesem Modell berechneten Betafunktionen sind in Abb. 7.3 dargestellt. Messungen der Betafunktion am Delta-Speicherring [60, 62] stimmen im Rahmen der Genauigkeit der jeweiligen Messmethoden mit den Modelldaten überein.

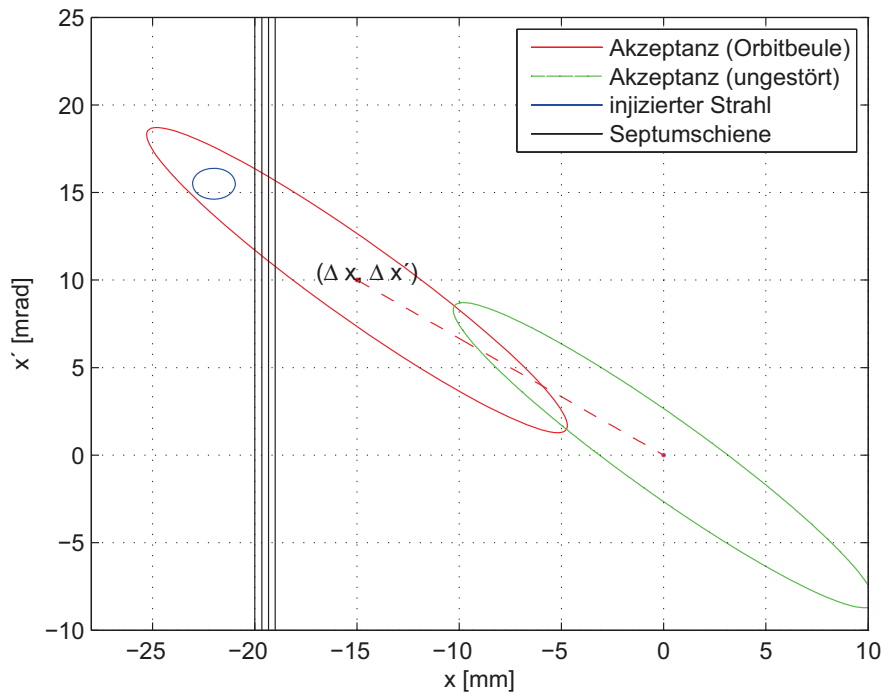


**Abbildung 7.3:** Verlauf der Betafunktionen im Speicherring Delta. Das Delta Cavity befindet sich an der longitudinalen Position  $s = 0$  m. Der Injektionspunkt befindet sich auf der gegenüberliegenden Seite des Speicherrings bei  $s = 59,04$  m.

### 7.1.3 Konventionelles Injektionsschema

Der Injektionspunkt befindet sich in der Mitte des östlichen Bogens bei der longitudinalen Position  $s = 59,04$  m. Die Septumschiene befindet sich in einem Abstand von  $x = 19$  mm vom Sollorbit und hat eine Dicke von 1 mm. Standardmäßig wird am Injektionspunkt

eine statische Orbitbeule erzeugt, die den Abstand des gespeicherten Strahls zur Septumschiene um etwa  $\Delta x = 10$  mm reduziert. Während des Injektionsprozesses werden drei gepulste Dipol-Kickermagnete verwendet um die Amplitude der Orbitbeule zu vergrößern und somit die Akzeptanz des Speicherrings über den injizierten Strahl zu schieben, vgl. Kap. 3.2. Der injizierte Strahl hat am Injektionspunkt eine horizontale Ablage von etwa  $\Delta x_{inj.} = -22,9$  mm und einen Winkelversatz von  $\Delta x'_{inj.} = 14,5$  mrad gegenüber dem Sollorbit.



**Abbildung 7.4:** Darstellung des horizontalen Phasenraums am Injektionspunkt mit und ohne Injektionsbeule.

Aufgrund des relativ kleinen Wertes der horizontalen Betafunktion  $\beta_x = 3,87$  m am Injektionspunkt befindet sich die Akzeptanzellipse hier nicht in Hauptachsenlage sondern ist im Uhrzeigersinn verdreht, vgl. Abb. 7.4. Da der injizierte Strahl sowohl einen Orts-, als auch einen Winkelversatz gegenüber dem Sollorbit besitzt, muss mit der Orbitbeule auch der Winkel am Injektionspunkt eingestellt werden [63].

## 7.2 Photon Factory Injektionsschema am Delta Speicherring

Aufgrund des erfolgreichen Tests des BESSY II Kickermagneten soll im Rahmen dieser Arbeit die Möglichkeit untersucht werden, das Injektionsschema mit einer angepassten

Version des BESSY II Kickerdesigns auch im Delta Speicherring anzuwenden. Durch eine Skalierung des Magneten in beiden transversalen Richtungen ist eine Verschiebung des Feldmaximums nach innen oder außen möglich. Ist der Skalierungsfaktor dabei größer als eins, so verschiebt sich das Feldmaximum nach außen bei einer gleichzeitigen Reduktion der maximalen Feldstärke. Ist der Faktor kleiner als eins wandert das Feldmaximum nach innen und wird größer. Ein Skalierungsfaktor kleiner als eins schränkt die bereits geringe vertikale Apertur des Kickers weiter ein und verringert auch die Breite des feldfreien Bereichs im Zentrum des Kickermagneten. Eine Erhöhung des Ablenkwinkels wäre sehr einfach durch eine longitudinale Skalierung möglich.

Im Delta-Speicherring existieren nur wenige freie Stellen, an denen ein zusätzlicher Kickermagnet installiert werden könnte. Da das BESSY II Kickermagnet Design aber ein sehr kompaktes in-Vakuum-Design ist, ist für Delta eine Integration des Kickers in eine der etwa 1 m langen Vakuumkammern der langen horizontal fokussierenden Quadrupole denkbar. Durch die minimale vertikale Betafunktion an diesen Stellen, wirkt sich die vertikale Apertureinschränkung durch den Kicker schwächer aus. Bei der Untersuchung möglicher Positionen für den Kicker in den Delta-Speicherring werden diese Positionen daher im folgenden ebenfalls betrachtet.

### 7.2.1 Phasenvorschub

Der im Boostersynchrotron beschleunigte Strahl liegt am Delta-Injektionspunkt im horizontalen transversalen Phasenraum bei  $\Delta x_{\text{inj}} = -22,9 \text{ mm}$  und  $\Delta x'_{\text{inj}} = 14,5 \text{ mrad}$ . Durch die statische Orbitbeule, die auch bei dem bisherigen Injektionsschema dauerhaft erzeugt wird, kann die Lage des injizierten Strahls relative zum Gespeicherten sehr flexibel eingestellt werden. Im Folgenden wird die Orbitbeule dazu verwendet die Ablage des injizierten Strahls  $x(s_{\text{NLK}})$

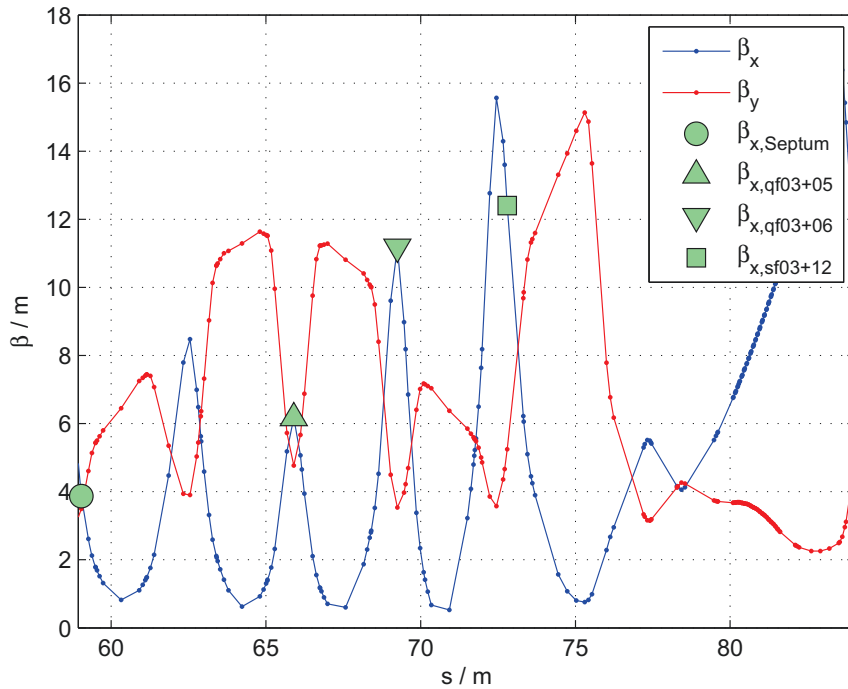
$$x(s_{\text{NLK}}) = \sqrt{J_{\text{inj}}} \sqrt{\beta(s_{\text{NLK}})} \cos(\varphi(s_{\text{NLK}}) + \varphi_0) \quad (7.1)$$

bei den möglichen Kicker-Positionen  $s_{\text{NLK}}$  so einzustellen, dass der injizierte Strahl im Feldmaximum des Kickermagneten liegt.

Die Courant-Snyder-Invariante des injizierten Strahls  $J_{\text{inj}}$  ist dabei durch die Strahl-ablage  $\Delta x_{\text{inj}}$  und dem Wert der horizontalen Betafunktion  $\beta_{\text{IP}}$  am Injektionspunkt sowie der Anfangsphase  $\varphi_0$  gegeben

$$\sqrt{J_{\text{inj}}} = \frac{\Delta x_{\text{inj}}}{\sqrt{\beta_{\text{IP}} \cos \varphi_0}} \quad (7.2)$$

Der Verlauf der Betafunktion für die ersten 25 m ab dem Injektionspunkt ist in Abb. 7.5 dargestellt.

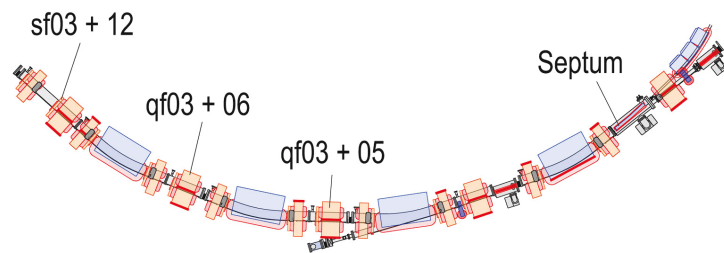


**Abbildung 7.5:** Verlauf der Betafunktionen im Bereich des Septums. Hervorgehoben sind die Werte der horizontalen Betafunktion an den möglichen Positionen für die Installation eines nichtlinearen Kickermagneten.

### 7.2.2 Mögliche Positionen für die Installation des Kickers

Die ersten beiden in Frage kommenden Positionen für die Installation eines nichtlinearen Kickermagneten befinden sich in den horizontal fokussierenden Quadrupolen  $qf03+05$  und  $qf03+06$ . Die dritte Position ist eine kurze Gerade, die frei von optischen Elementen ist und nach dem Sextupol  $sf03+12$  beginnt, vgl. Abb. 7.6. Für alle drei Positionen ist der Phasenvorschub vom Septum zunächst ungünstig, da die Strahlablage des injizierten Strahls deutlich ausserhalb des Feldmaximums des Kickermagneten liegt, vgl. Abb. 7.7 (oben).

**Abbildung 7.6:** Lage der möglichen Positionen im Delta-Speicherring für die Installation eines nichtlinearen Kickermagneten.



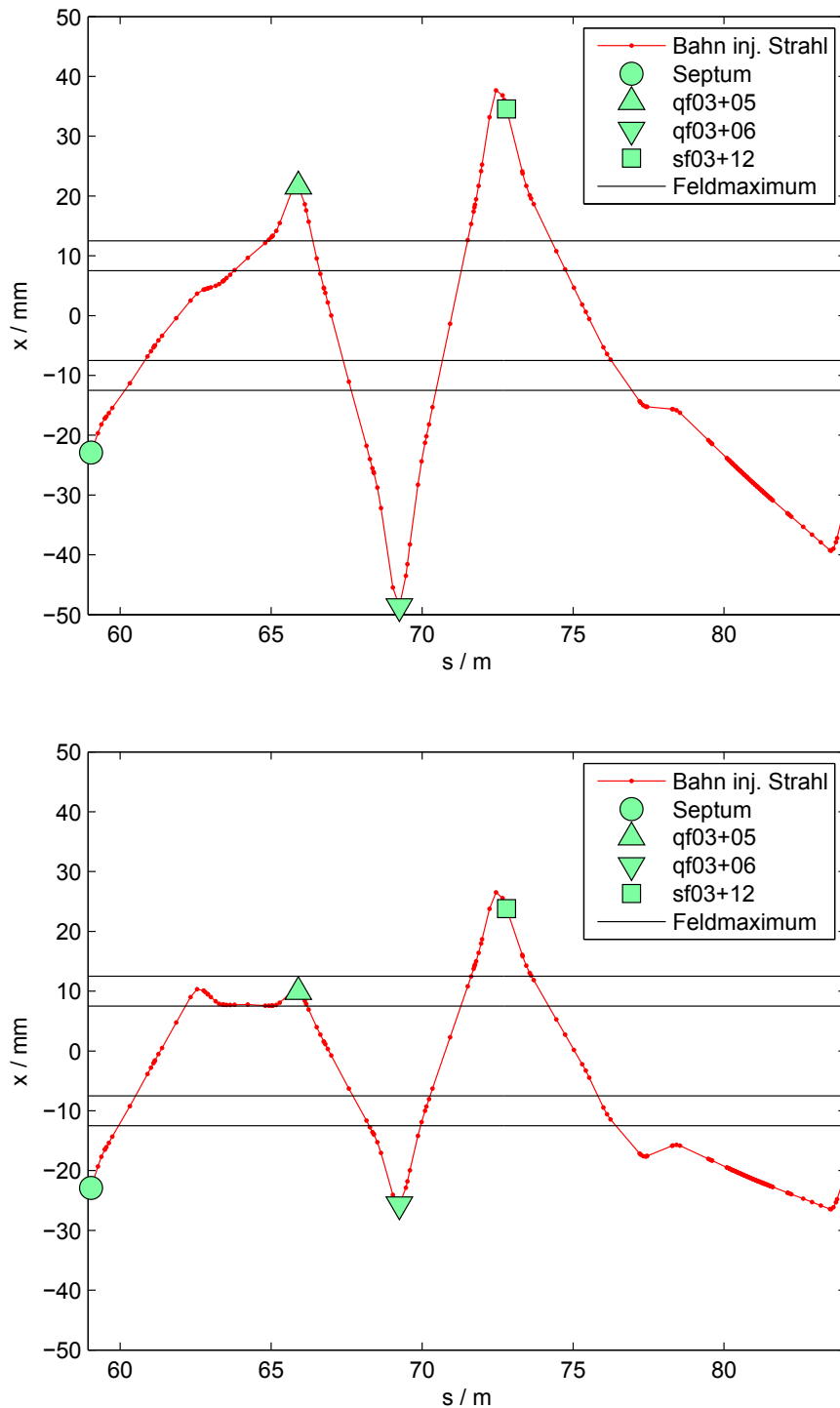


Ab dem Injektionspunkt oszilliert der injizierte Strahl um den gespeicherten Strahl. Durch eine Veränderung der Bahn des gespeicherten Strahl mit einer abgeschlossenen Orbitbeule, die am Injektionspunkt die Ablage  $x_{\text{IP}}$  erzeugt und einer Veränderung des Injektionswinkels durch das Septum kann der Phasenvorschub und die Oszillationsamplitude des injizierten Strahls so eingestellt werden, dass er am Kicker die Ablage  $x(s_{\text{NLK}}) \approx \pm 10 \text{ mm}$  hat. Die dafür notwendigen Parameter am Injektionspunkt sind in Tab. 7.1 aufgeführt und die berechneten horizontalen Teilchenbahnen für eine Orbitbeule mit  $x(s_{\text{IP}}) = -14 \text{ mm}$  in den Abbildungen 7.7 und 7.8 dargestellt.

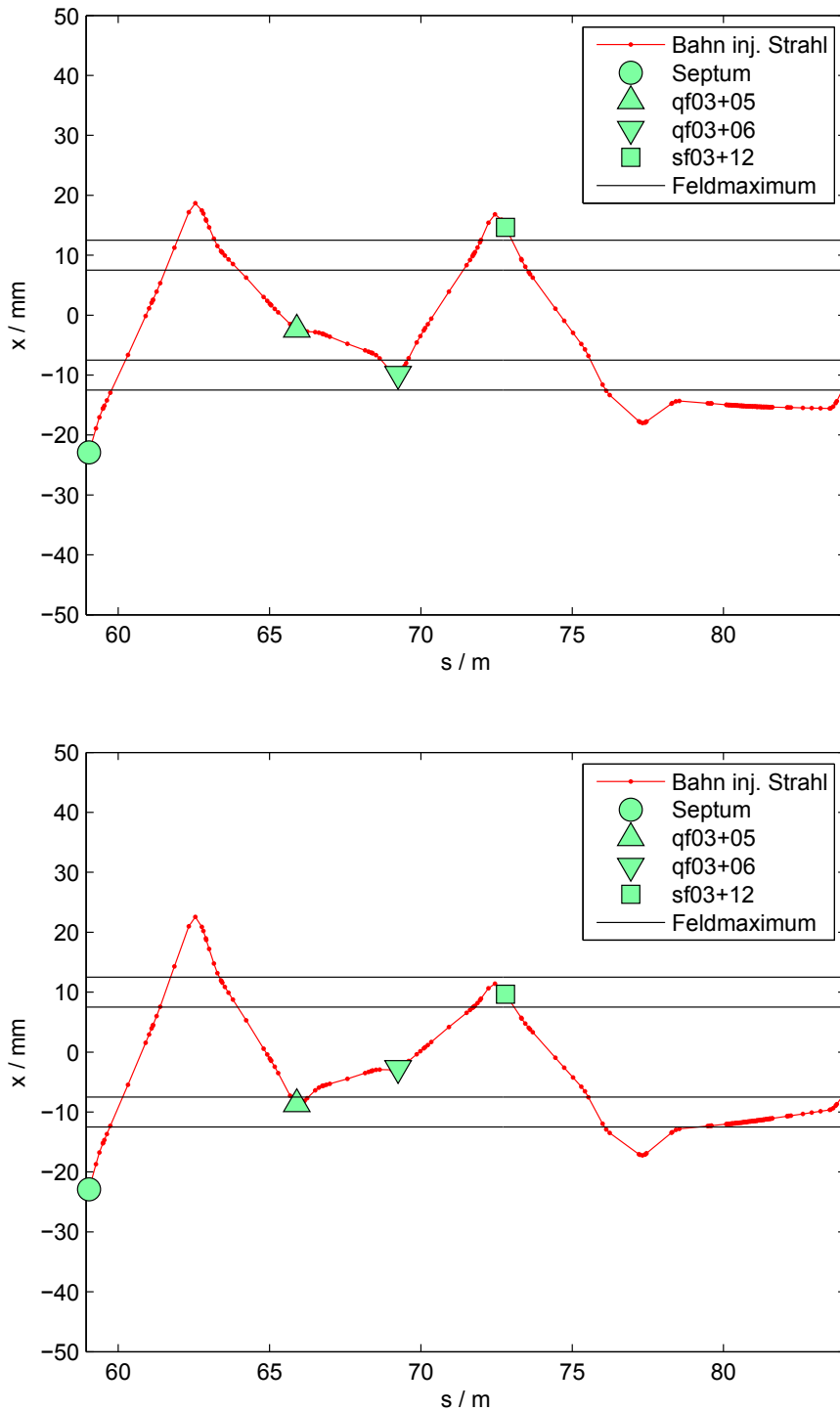
Position NLK	$x_{\text{IP}} / \text{mm}$	$\Delta\alpha_{\text{inj.}} / \text{mrad}$	$\beta_{x,\text{NLK}} / \text{m}$	$\alpha_{\text{NLK}} / \text{mrad}$
qf03+05	0,00	2,50	6,17	+4,00
	-7,00	1,80	6,17	+3,50
	-14,00	1,66	6,17	+3,00
qf03+06	0,00	4,40	11,19	-2,50
	-7,00	3,85	11,19	-2,00
	-14,00	3,35	11,19	-1,50
sf03+12	0,00	6,00	13,60	+3,80
	-7,00	5,50	13,60	+2,80
	-14,00	4,15	13,60	+1,80

**Tabelle 7.1:** Injektionsparameter für die untersuchten Positionen des nichtlinearen Kickermagneten in Abhängigkeit von der Ablage des gespeicherten Strahls  $x_{\text{IP}}$  am Injektionspunkt. Dabei ist  $\Delta\alpha_{\text{inj}}$  die notwendige Änderung des Ablenkwinkels durch das Septum um die Phase  $\varphi_0$  passend einzustellen, Referenz ist  $\alpha_{\text{inj.}} = +14,5 \text{ mrad}$ .  $\beta_{x,\text{NLK}}$  ist der Wert der horizontalen Betafunktion an der Position des Kickermagneten und  $\alpha_{\text{NLK}}$  ist der maximale Ablenkwinkel, den der Kickermagnet erzeugen muss um den injizierten Strahl in die Akzeptanz zu bewegen.

Mit wachsender Ablage  $x_{\text{IP}}$  des gespeicherten Strahls am Injektionspunkt wird die Oszillationsamplitude des injizierten Strahl reduziert. Gleichzeitig reduziert dies auch den benötigten maximalen Ablenkwinkel des Kickermagneten. Ab einer Ablage von  $x(s_{\text{IP}}) = -14 \text{ mm}$  wird das Septum trotz der kleinen horizontalen Betafunktion zur optisch engsten Stelle des Speicherrings. Daher wurden Ablagen, die über diesen Wert hinaus gehen, nicht weiter untersucht. Dies würde im Betrieb durch die Apertureschränkung die Lebensdauer des gespeicherten Strahl nachteilig beeinflussen. Da für diese Ablage  $\Delta\alpha_{\text{inj}}$  und  $\alpha_{\text{NLK}}$  minimal sind, wurden die im Folgenden gezeigten Rechnungen immer mit dieser Orbitbeule durchgeführt.



**Abbildung 7.7:** *oben:* Trackingrechnung der horizontalen Bahn des injizierten Strahls ohne statische Orbitbeule. *unten:* Mögliche Teilchenbahn zwischen Injektionspunkt und den möglichen Positionen des nichtlinearen Kickermagneten mit einer statischen Orbitbeule, die am Injektionspunkt die Ablage  $x(s_{IP}) = -14$  mm erzeugt und jeweils angepassten Injektionswinkeln.



**Abbildung 7.8:** Mögliche Teilchenbahnen zwischen Injektionspunkt und den möglichen Positionen des nichtlinearen Kickermagneten mit einer statischen Orbitbeule, die am Injektionspunkt die Ablage  $x(s_{IP}) = -14\text{mm}$  erzeugt und jeweils angepassten Injektionswinkeln.

## 7.3 Simulation des nichtlinearen Injektionsschemas

Die Phase  $\varphi(s_{\text{NLK}})$  kann an den untersuchten Positionen im Speicherring für ein einzelnes Teilchen durch Variation von Winkel und Ablage am Injektionspunkt immer passend eingestellt werden. Ein realer Teilchenstrahl besteht allerdings aus sehr vielen Elektronen von denen jedes Einzelne die im Speicherring existierenden nichtlinearen Felder an etwas unterschiedlichen Stellen durchläuft. Somit ist auch der Phasenvorschub für jedes Elektron leicht unterschiedlich. Zur Simulation des nichtlinearen Injektionsschemas wurde Teilchenttracking mit ausgedehnten Elektronenverteilungen durchgeführt. Für das Teilchenttracking wurde die Accelerator Toolbox für Matlab und das aktuelle Optikmodell „Delta9233.m“ [60, 61] des Delta Speicherrings verwendet, vgl. Kap. 7.1.2.

### 7.3.1 Phasenraumanpassung am Injektionspunkt

Als Basis für die Teilchenverteilung am Injektionspunkt wurden die Ergebnisse der Rechnungen mit der BoDo-Optik „bo-101c“ mit entsprechender T2-Optik gewählt, die zu einer Emittanz  $\varepsilon_x = 204,8 \text{ nm} \cdot \text{rad}$  führen, vgl. [63]. Es zeigte sich, dass die aktuelle T2-Optik nicht optimal für das neue Injektionsschema ist, siehe Kap. 7.3.5. Grund dafür ist der relativ kleine Wert der horizontalen Betafunktion am Injektionspunkt. Da diese in einem großen Teil des Speicherrings größere Werte besitzt als am Injektionspunkt ist auch die horizontale räumliche Ausdehnung des Strahls an diesen Positionen größer als am Injektionspunkt. Das Feld des Kickermagneten besitzt allerdings nur in einem räumlich beschränkten Bereich  $x = (10 \pm 1) \text{ mm}$  eine näherungsweise homogene Feldstärke. Große Teile des Strahls können in diesem Fall also nicht ausreichend abgelenkt werden. Die Situation kann durch eine Phasenraum-Rotation der Teilchenverteilung am Injektionspunkt deutlich verbessert werden. Simulationsrechnungen haben gezeigt, dass die Strahlausdehnung an den Positionen des nichtlinearen Kickermagneten minimal ist, wenn die Ausrichtungen der Phasenraumellipsen des injizierten Strahls und der Akzeptanz übereinstimmen.

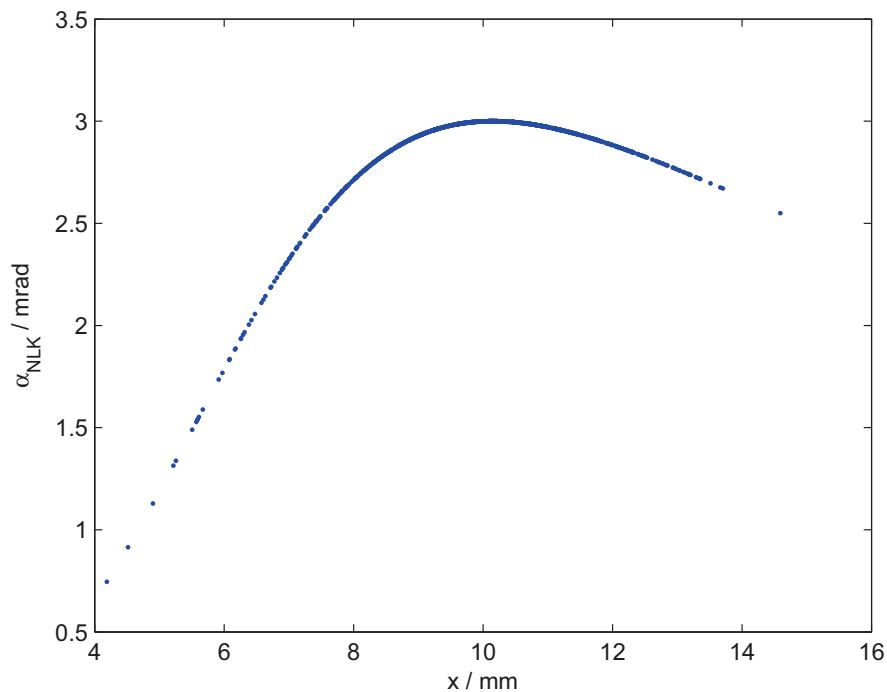
### 7.3.2 Statische Orbitbeule

Mit Hilfe einer statische Orbitbeule, die am Injektionspunkt die Ablage  $x_{\text{IP}} = -14 \text{ mm}$  erzeugt, kann die benötigte Kickstärke des nichtlinearen Kickermagneten auf Werte reduziert werden, die mit denen des BESSY II Kickerdesigns vergleichbar sind. Zur Erzeugung der Orbitbeule im Optikmodell wurden Elemente verwendet, die im Delta Speicherring bereits zur Erzeugung einer statischen Orbitbeule zur Verfügung stehen. Dies sind zum einen die horizontalen Korrektorspulen „HK01“ - „HK30“ und zum anderen die DC-Spulen „DCK1“, „DCK3“ und „DCK5“.

Ein SVD<sup>2</sup>-basierter Orbitkorrekturalgorithmus, vgl. z.B. [64], bestimmt die Orbit-Response-Matrix und daraus die benötigten Ablenkwinkel der verwendeten Elemente, um die gesuchte Orbitbeule zu erzeugen. Durch Einfügen der Orbitbeule in die Simulation kann der Weg der Elektronen durch die nichtlinearen Felder berücksichtigt werden.

### 7.3.3 Verteilung des Ablenkwinkels

Trotz der Phasenraumanpassung am Injektionspunkt besitzt der injizierte Strahl an der Position des Kickermagneten eine signifikante horizontale Ausdehnung, die bei der Boosteremittanz von  $\epsilon = 204,8 \text{ nm rad}$  größer als der homogene Feldbereich des Kickermagneten ist, vgl. Abb. 7.9. Für die Simulation wurde mit Hilfe des Biot-Savart'schen



**Abbildung 7.9:** Verteilung der Kickstärke am Beispiel eines ca. 8 mm breiten Strahls.

Gesetzes eine Feldverteilung für die Stromkonfiguration bestehend aus acht Leitern des Kickermagneten berechnet und diese ortabhängig in die Simulation integriert. Bei der ursprünglichen Boosteremittanz führt die Anwendung des stark nichtlinearen Kickerfeldes zu deutlichen Verzerrungen des horizontalen Phasenraumprofils des injizierten Strahls. Die durchgeführten Simulationen zeigen, dass je nach Kickerposition der Strahl aufgrund der Verzerrung des Phasenraumprofils nicht mehr vollständig in die Akzeptanz des Speicherrings gebracht werden kann, vgl. Kap. 7.3.5.

<sup>2</sup>Der Singular Value Decomposition Algorithmus berechnet die Pseudoinverse einer nicht quadratischen Matrix

### 7.3.4 Mehrfachablenkung durch den Kickermagneten

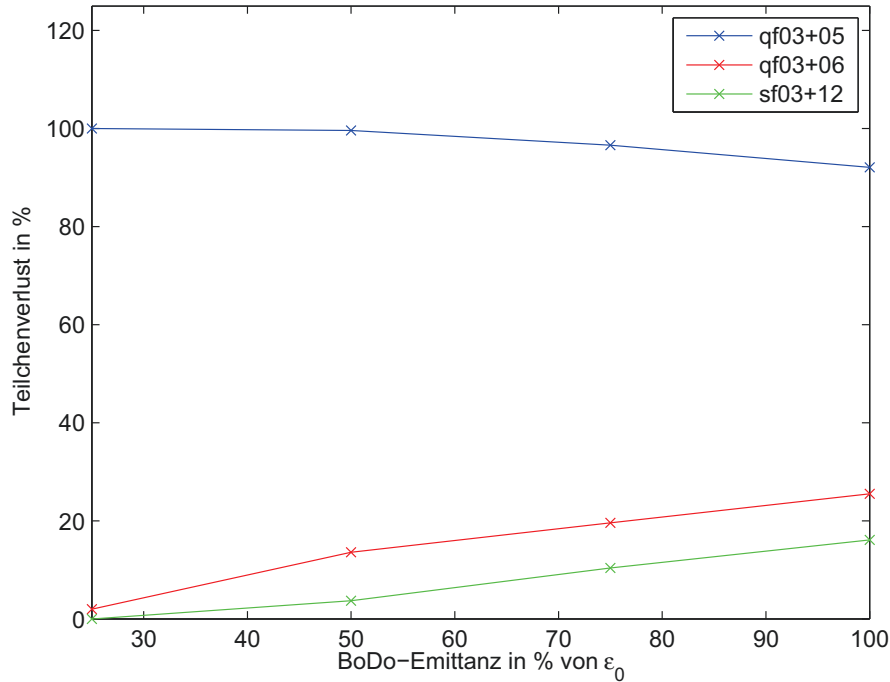
Die Pulsdauer des BESSY II-Kickerpulses beträgt  $1,5 \mu\text{s}$ . Im Falle des BESSY II Speicherring bedeutet dies bei einer Umlaufzeit von  $T_{0,\text{BESSY}} = 800 \text{ ns}$ , dass der Kickerpuls nach einem Umlauf abgeklungen ist und den injizierten Strahl nur ein einziges Mal ablenkt. Der Delta Speicherring ist allerdings nur etwa halb so lang, so dass die Umlaufzeit hier nur  $T_{0,\text{DELTA}} = 384 \text{ ns}$  beträgt. Nach einem Umlauf wäre das Kickerfeld also nur auf ca. 70% und erst nach dem zweiten Umlauf vollständig abgeklungen. Die geforderte Stromstärke bei dieser Pulsdauer liegt momentan am Rande des technisch realisierbaren, d.h. eine weitere Reduktion der Pulsdauer ist zur Zeit nicht möglich. In die Simulation wurde daher ein zweiter ortsabhängiger Kick nach einem Umlauf eingefügt. Aufgrund des Arbeitspunktes von  $Q_x \approx 9,2$  ist die Ablage des injizierten Strahls bei diesem zweiten Kick deutlich kleiner und damit auch seine Wirkung auf den Strahl stark reduziert.

### 7.3.5 Simulationsergebnisse

Die Verteilung der Teilchen im horizontalen transversalen Phasenraum vor dem Kick und in den ersten 1000 folgenden Umläufen sind in den Abbildungen 7.11 - 7.13 dargestellt. Eingezeichnet ist zusätzlich jeweils die lineare Akzeptanz an den jeweilige Positionen, die sich aus den optischen Funktionen ohne Berücksichtigung von nichtlinearen Feldern ergibt. Bei der Trackingrechnung wurden diese nichtlinearen Felder hingegen vollständig berücksichtigt.

#### 7.3.5.1 Position des NLK in qf03+05

Die horizontale Betafunktion ist in der Mitte des Quadrupols mit  $\beta_x = 6,17 \text{ m}$  größer als am Septum  $\beta(s_{\text{Septum}}) = 3,87 \text{ m}$ . Dadurch ist der injizierte Strahl hier räumlich um den Faktor 1,3 aufgeweitet. Dies führt dazu, dass ein Teil des Strahls unabhängig von der Kickstärke von dem Kickermagneten nicht mehr in die lineare Akzeptanz bewegt werden kann. Durch die große räumliche Ausdehnung des Strahls erfährt dieser außerdem positionsabhängig sehr unterschiedliche Ablenkwinkel, kann aber bei einem maximalen Ablenkwinkel von  $\alpha_{\text{NLK}} = +3,00 \text{ mrad}$  größtenteils noch in die lineare Akzeptanz bewegt werden. Bei der Trackingrechnung der folgenden 1000 Umläufe zeigt sich aber, dass die dynamische Akzeptanz aufgrund der starken nichtlinearen Felder im Delta Speicherring deutlich kleiner als die lineare berechnete Akzeptanz ist. Dadurch bedingt befindet sich der Großteil der Teilchen auch nach dem Kick außerhalb der dynamischen Akzeptanz und geht im Laufe der 1000 berechneten Umläufe verloren, so dass sich der Teilchenverlust insgesamt auf 92,1% beläuft. Bemerkenswert ist, dass eine sukzessive Reduktion der Emittanz des injizierten Strahl am Injektionspunkt zwar die räumliche Ausdehnung des Strahls beim Kickermagneten deutlich reduziert, allerdings zu noch größeren Teilchenverlusten führt, siehe Abb. 7.10. Bei einer Boosteremittanz von  $0,25 \cdot \epsilon_0$  liegt ein

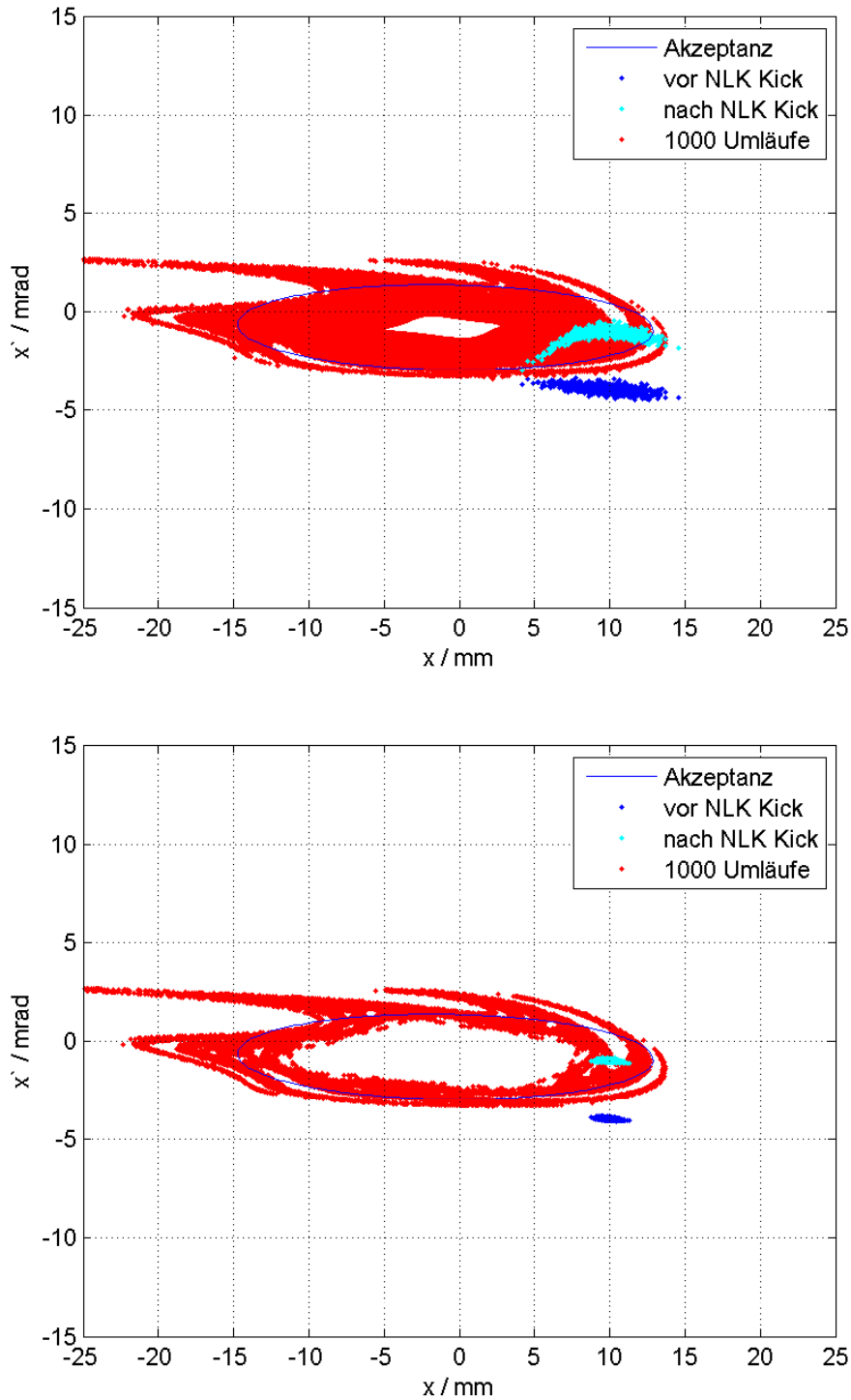


**Abbildung 7.10:** Berechneter Teilchenverlust während der Injektion mit dem nichtlinearen Kickermagneten in den ersten 1000 Umläufen für verschiedene Kickerpositionen.

vollständiger Strahlverlust vor. Bei größeren Werten der Boosteremittanz ist der Strahlverlust nicht vollständig, da aufgrund der großen räumlichen Ausdehnung einige Teilchen durch Zufall in die Akzeptanz bewegt werden. Die Reduktion der Boosteremittanz führt dann dazu, dass diese Teilchen näher an den Schwerpunkt des Strahl bewegt werden und sich somit näher am Feldmaximum des nichtlinearen Kickers befinden. Von diesem Punkt aus können sie aber nicht mehr in die dynamische Akzeptanz bewegt werden. Durch eine Anpassung des Phasenvorschubs könnten die Teilchenverluste deutlich reduziert werden. Dies würde aber voraussetzen, dass der Schwerpunkt des injizierten Strahls aus dem Feldmaximum des nichtlinearen Kickers bewegt werden müsste. Er würde dann nur von der Flanke des Feldes gekickt. In diesem Fall wäre voraussichtlich die Sextupol-Lösung von Takai et al. [9] die bessere Alternative. Daher soll diese „unsaubere Lösung“ für den nichtlinearen Kickermagneten hier aber nicht weiter untersucht werden.

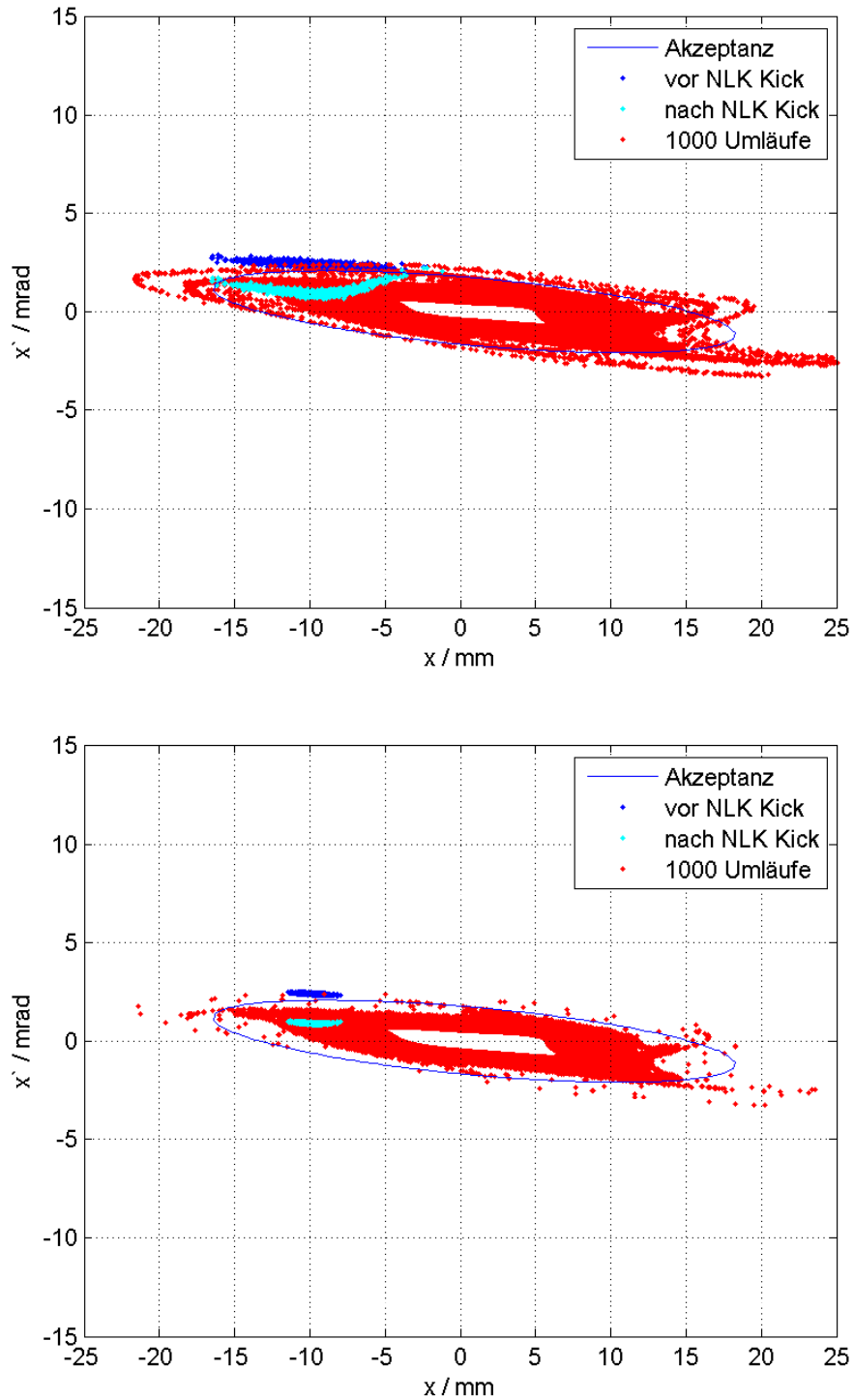
### 7.3.5.2 Position des NLK in qf03+06

Die horizontale Betafunktion hat an dieser Position einen noch größeren Wert von  $\beta_x = 11,19$  m. Der injizierte Strahl ist folglich noch stärker aufgeweitet. Aufgrund der Form der Akzeptanzellipse an dieser Position kann der injizierte Strahl bei einem maximalen Ablenkwinkel des Kickermagneten von  $\alpha_{\text{NLK}} = -1,50$  mrad fast vollständig in die lineare

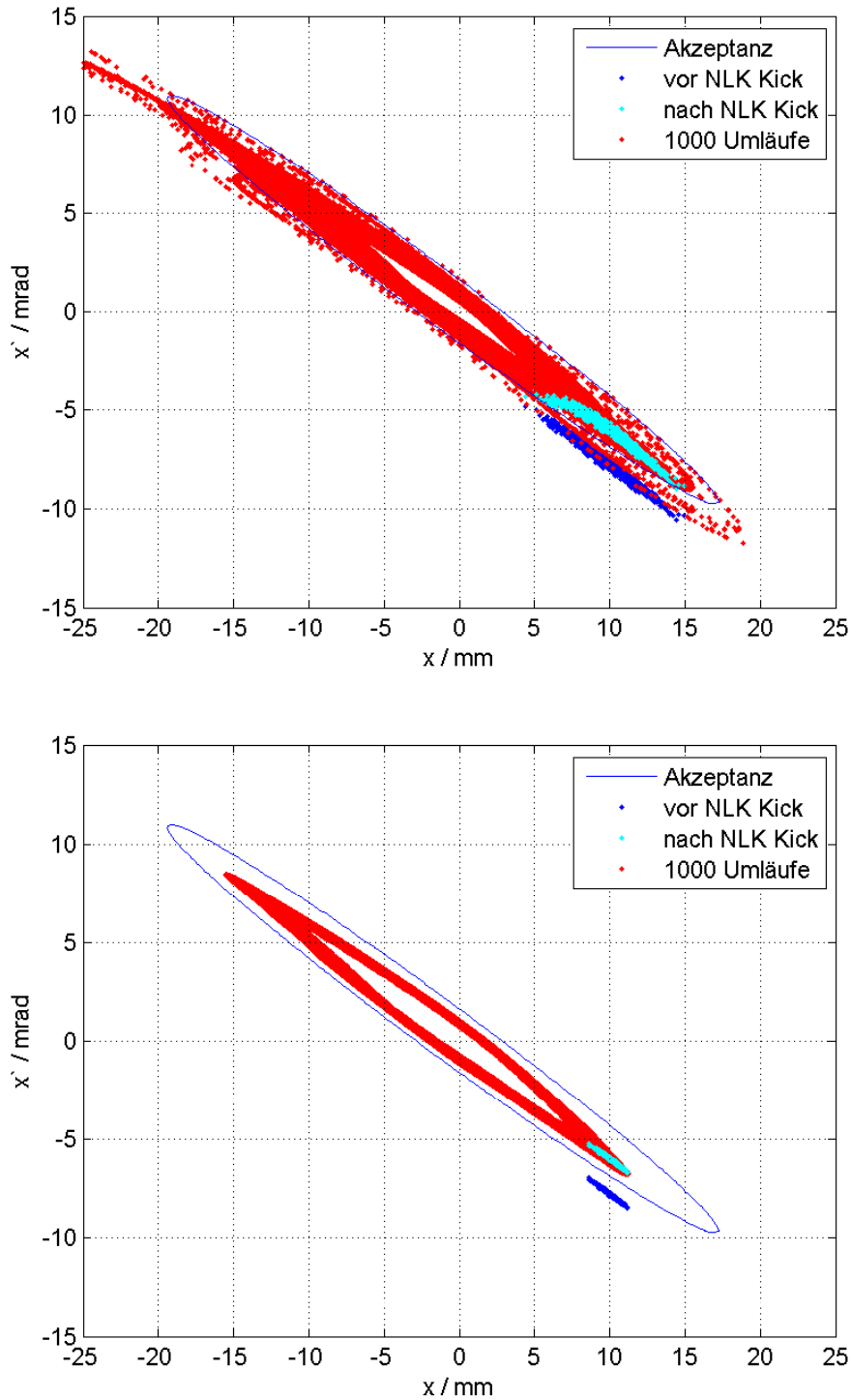


**Abbildung 7.11:** Ergebnisse des Teilchentrackings für die Kickerposition „qf03+05“. Dargestellt ist der injizierte Strahl vor und nach dem Passieren des Kickerfeldes und die folgenden 1000 Umläufe. *oben:* Rechnung mit 100% der Boosteremittanz. *unten:* Rechnung mit 25% der Boosteremittanz.





**Abbildung 7.12:** Ergebnisse des Teilcentrackings für die Kickerposition „qf03+06“. Dargestellt ist der injizierte Strahl vor und nach dem Passieren des Kickerfeldes und die folgenden 1000 Umläufe. *oben:* Rechnung mit 100% der Boosteremittanz. *unten:* Rechnung mit 25% der Boosteremittanz.



**Abbildung 7.13:** Ergebnisse des Teilchentrackings für die Kickerposition „sf03+12“. Dargestellt ist der injizierte Strahl vor und nach dem Passieren des Kickerfeldes und die folgenden 1000 Umläufe. *oben:* Rechnung mit 100% der Boosteremittanz. *unten:* Rechnung mit 25% der Boosteremittanz.

Akzeptanz bewegt werden. Auch die Variation der Kickstärke über das Strahlprofil wirkt sich hier nicht sehr störend aus. Aber auch hier zeigt sich, dass die Akzeptanz aufgrund von nichtlinearen Feldern kleiner als der linear erwartete Wert ist. Die Teilchenverluste belaufen sich an dieser Position allerdings nur auf 25,5%. Eine sukzessive Reduktion des Strahlquerschnitts durch eine Reduktion der Boosteremittanz  $\epsilon$  führt hier allerdings zu deutlich kleineren Strahlverlusten, die bei  $0,25 \cdot \epsilon_0$  auf 2% sinken, so dass der Strahl mit diesen Parametern praktisch vollständig gespeichert werden kann.

### 7.3.5.3 Position des NLK an sf03+12

An der letzten untersuchten Position hat die horizontale Betafunktion gleichzeitig ihren größten Wert von  $\beta_x = 13,60$  m. Somit ist der injizierte Strahl auch an dieser Position stark aufgeweitet. Dennoch können aufgrund der Form der Akzeptanzellipse fast alle Teilchen bei einer Kickstärke von  $\alpha_{\text{NLK}} = +1,80$  mrad in die Akzeptanz bewegt werden. Die nichtlinearen Trackingrechnungen der folgenden Umläufe zeigt zwar auch hier, dass die Akzeptanz kleiner als erwartet ist, doch belaufen sich die Teilchenverluste nur auf 16,1%. Eine Reduktion der Boosteremittanz auf  $0,5 \cdot \epsilon_0$  führt bereits zu 3,7% Verlusten die bei einer weiteren Reduktion auf  $\epsilon = 0,25 \cdot \epsilon_0$  zu Null werden.

## 7.4 Zusammenfassung der Simulationsergebnisse

In Abschnitt 7.2 wurde gezeigt, dass mehrere Positionen im Delta Speicherring verfügbar sind, an denen der Phasenvorschub vom Injektionspunkt so eingestellt werden kann, dass eine Injektion mit einem einzelnen nichtlinearen Magneten, möglich ist. Dabei muss durch Anpassung der Winkeldifferenz und Ablage zwischen injiziertem und gespeichertem Strahl die Phase richtig eingestellt werden. Die notwendige Kickerstärke ist dabei abhängig von der Ablage des injizierten Strahls vom gespeicherten. Die Ablage kann zum einen durch eine Orbitbeule verringert werden, oder alternativ durch Verschiebung der Septumschiene. Letzteres ist dabei deutlich aufweniger.

Bei den Trackingrechnungen zeigte sich, dass gleich mehrere Umstände eine Umsetzung des Injektionschemas erschweren. Zum einen ist die dynamische Akzeptanz durch die starken Nichtlinearitäten der Delta Speicherring Optik deutlich kleiner als die lineare Akzeptanz. Durch diesen Umstand ist die Position „qf03+05“ in Kombination mit einem Injektionskicker nach dem Vorbild des BESSY II Design vollkommen ungeeignet für eine Injektion, da der injizierte Strahl nur mit Teilchenverlusten  $> 92\%$  gespeichert werden kann.

Besser geeignet ist die Position „qf03+06“. Hier belaufen sich die Teilchenverluste auf 25%. Unter den aktuellen Bedingungen stellt sich die Position „sf03+12“ als optimal heraus, da hier der Teilchenverlust nur 16% beträgt. Grund für die hohen Verlusten ist die Kombination aus sehr kleiner horizontaler Betafunktion am Injektionspunkt bei

gleichzeitig großer Boosteremittanz. Dies führt dazu, dass der ohnehin schon „große“ Boosterstrahl an den untersuchten Positionen noch größer ist und daher von dem Injektionskicker nicht vollständig in die Akzeptanz bewegt werden kann. In früheren Arbeiten, vgl. [63], wurde gezeigt, dass die Emittanz des Boosters mit einer anderen Optik reduziert werden kann. Dafür müssen aber die Quadrupole über die maximale Leistung der jetzigen Netzgeräte hinaus bestromt werden. An der Position „sf03+12“ müsste die Emittanz des Boosters auf ca. 50% reduziert werden um die Teilchenverluste auf  $< 4\%$  zu reduzieren und somit eine Injektion mit akzeptabler Injektionseffizienz zu ermöglichen.

## 8 Zusammenfassung und Ausblick

Zur möglichen Optimierung des BESSY II Top-Up Betriebs wurde ein alternatives Injektionsschema untersucht. Dieses Schema benötigt im Gegensatz zum klassischen Injektionsschema, welches mindestens drei gepulste Magnete (Kicker) benötigt, nur einen einzelnen speziellen Kicker. Dafür wurde vom Helmholtz-Zentrum Berlin ein neuartiger Kicker entwickelt, der eine Injektion in den Speicherring, vollständig ohne Anregung des dort gespeicherten Elektronenstrahls, ermöglichen soll. Der Aufbau des Kickers besteht aus einem elliptischen Strahlrohr, in dessen Ober- und Unterseite sich 2,5 cm breite Schlitz befinden. In diese wurde jeweils eine Keramikhalterung mit vier Leitern eingefügt. Die Leiter befinden sich somit im Vakuum und erzeugen ein stark nichtlineares Magnetfeld. Die Innenseite der Keramik wurde zwischen den Leitern mit einer 5  $\mu\text{m}$  dünnen Titanschicht versehen um einen ungestörten, longitudinalen Fluss der Spiegelströme des Elektronenstrahls zu ermöglichen.

Der Test des ersten Kickerprototypen (Typ 1 Design) im BESSY II Speicherring zeigte, dass mit ihm in Kombination mit dem alternativen Injektionsschema eine Injektion durchgeführt werden kann. Dabei wurden Injektionseffizienzen von ca. 80 % erreicht. Die Anregung des gespeicherten Strahls konnte zwar reduziert werden, das Ziel, eine Anregung des Strahls vollständig zu vermeiden, wurde aber nicht erreicht. Bei dem Test wurde zudem eine starke Erhitzung des Kickers bei wachsendem Strahlstrom beobachtet, was eine Deinstallation des Kickers erforderlich machte.

Diese Arbeit befasste sich mit der Untersuchung der Wechselwirkung des Elektronenstrahls mit dem nichtlinearen Kicker und erklärt die Ursache für die starke Erhitzung des Prototypen bei hohen Strahlströmen. Dazu wurde mit CST Particle Studio das Wakepotential, der Lossfaktor und die Wakeimpedanz des Typ 1 Designs berechnet und die Einflüsse der verschiedenen Komponenten des Kickers untersucht.

Bei den durchgeführten Simulationen wurde ein starker Einfluss der Titanbeschichtung, sowohl auf das Wakefeldverhalten, als auch auf die numerische Stabilität der Simulation beobachtet. Die durchgeführten Rechnungen lieferten erst nach Verwendung eines lokal extrem feinen Rechengitters genaue Ergebnisse. So zeigt sich, dass der Lossfaktor des Kickers *ohne* die Titanbeschichtung extrem hohe Werte erreicht, die beim Betrieb zu einer starken Erhitzung des Kickers führen würden. Ursache hierfür sind Leitungsresonanzen, die sich zwischen den inneren Leitungsdrähten, bzw. zwischen den Drähten und der Kammerwand, ausbilden. Diese äußern sich im berechneten Impedanzspektrum

durch schmalbandige Resonanzlinien mit einer Höhe von bis zu einigen tausend Ohm. Ein solches Impedanzspektrum weisen in der Regel nur hoch resonante Strukturen auf, wie z.B. die Beschleunigungskavitäten. Durch Einfügen der Titanbeschichtung sinkt der Lossfaktor bei zunehmender Schichtdicke schnell, so dass er bei der für den Kicker vorgesehenen Dicke von  $5\ \mu\text{m}$  einen unkritischen Wert annimmt. Entsprechend sinkt die Höhe der Resonanzlinien der Leitungsresonanzen auf Werte von einigen  $10\ \Omega$ .

Während der Inbetriebnahme des Prototypen im BESSY II Speicherring ergab sich die seltene Möglichkeit den Lossfaktor einer Speicherringkomponente durch eine strahlbasierte Messung zu bestimmen. Dazu wurde im Rahmen dieser Arbeit der Lossfaktor des gesamten Speicherrings durch eine Messung der Stromabhängigkeit der synchronen Phase vor und nach der Installation des Kickers gemessen. Aus der Differenz konnte der Lossfaktor des Kickers bestimmt werden. Als Ergebnis dieser Messung wurde ein deutlich größerer Lossfaktor ermittelt, als es die numerischen Rechnungen erwarten ließen. Diese zeigen, dass der gemessene Wert des Lossfaktors erst bei einer Schichtdicke von nur ca.  $100\ \text{nm}$ , anstelle der vorgesehenen  $5\ \mu\text{m}$ , erreicht wird.

Zur Überprüfung der numerischen Ergebnisse wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Messstand zur Bestimmung der Wakeimpedanz des nichtlinearen Kickers mit der Coaxial-Wire-Methode aufgebaut. Das gemessene Impedanzspektrum des Kickerprototypen weist im Messbereich von  $100\ \text{MHz}$  bis  $1\ \text{GHz}$  viele schmalbandige Resonanzlinien mit einer Höhe von einigen hundert Ohm auf. Das gemessene Spektrum passt sehr gut zum numerisch bestimmten Spektrum des Kickers *ohne* Titanbeschichtung.

Alle erhaltenen Ergebnisse deuten darauf hin, dass die Dicke der Titanbeschichtung des Prototypen deutlich unter den Designvorgaben liegt. Eine Abschätzung der Schichtdicke wurde durch eine Messung des Längswiderstandes der Titanschicht durchgeführt. Ergebnis dieser ist, passend zu allen Beobachtungen, eine Schichtdicke von  $100\ \text{nm}$ . Es konnte somit gezeigt werden, dass die Wechselwirkung des Elektronenstrahls mit dem Prototypen des Typ 1 Designs, der über eine unzureichend dicke Titanbeschichtung verfügt, für die starke Erhitzung des Kickers verantwortlich ist.

Basierend auf diesen Ergebnissen wurde ein neues Design (Typ 2 Design) des nichtlinearen Kickers entwickelt. Dieses sieht zum einen eine leicht erhöhte Dicke der Titanbeschichtung von  $10\ \mu\text{m}$  vor. Zum anderen sollen die beobachteten Leitungsresonanzen unterdrückt werden. Dies wurde durch ein vollständiges Abschirmen der Leitungsdrähte hinter der Titanschicht realisiert.

Für dieses optimierte Design wurden die oben beschriebenen numerischen Simulationen ebenfalls durchgeführt. Dabei zeigt sich, dass die Leitungsresonanzen, wie beabsichtigt, vollständig unterdrückt werden und dass der Lossfaktor gegenüber dem Typ 1 Design auf ein Drittel reduziert wurde. Auch die messtechnische Bestimmung der Wakeimpedanz des gebauten Prototypen des Typ 2 Designs bestätigt dieses Ergebnis.

---

Bei der Inbetriebnahme des Typ 2 Prototypen im BESSY II Speicherring konnte keine Erhitzung des Kickers beobachtet werden. Bei der Injektion mit diesem Kicker wurden ebenfalls Injektionseffizienzen von ca. 80 % erreicht. Die Anregung des gespeicherten Strahls während des Pulsens des Kickers war vergleichbar mit der des Typ 1 Prototypen. Das Ziel, eine Anregung des Strahls vollständig zu vermeiden, konnte also auch mit diesem Design nicht vollständig erreicht werden.

Anschließend wurde untersucht, ob das an BESSY II erfolgreich getestete Injektionschema in Kombination mit dem entwickelten Kicker auch im DELTA Speicherring eingesetzt werden kann. Dazu wurden Simulationen der Injektion unter Berücksichtigung verschiedener Parameter durchgeführt. Es zeigt sich, dass das Injektionschema zwar im Prinzip anwendbar ist, der Teilchenverlust während der erste 1000 Umläufe aber aufgrund der großen Booster-Emittanz und eingeschränkten dynamischen Akzeptanz mindestens 16 % beträgt, so dass eine Anwendung momentan nicht sinnvoll erscheint.

Obwohl die Injektion und der dauerhafte Betrieb mit dem Kicker des Typ 2 Designs in BESSY II aus Sicht der Temperatur- und Vakuumstabilität möglich ist, verhindern momentan zwei Gründe einen dauerhaften Einsatz im Top-Up Betrieb. Zum einen liegt die Injektionseffizienz mit 80 % unter den aus Strahlenschutzgründen geforderten 90 %. Diesbezüglich muss untersucht werden, ob der für die Injektion wirksame Bereich des Kickers zu beschränkt ist und ob dieser gegebenenfalls vergrößert werden kann. Zum anderen wird nach wie vor der gespeicherte Strahl beim Pulsen des Kickers angeregt. Erste Vermutungen legen nahe, dass nicht der Kicker direkt für diese Anregung verantwortlich ist, sondern Feldeinstreuungen von außen, etwa durch den asymmetrischen Aufbau der Zuleitungen. Daher werden im Augenblick Untersuchungen durchgeführt, ob diese durch eine Symmetrisierung des gesamten Aufbaus inklusive der Zuleitungen reduziert bzw. vermieden werden können, oder ob doch andere Ursachen für die Anregung des Strahls existieren.





# Literaturverzeichnis

- [1] ROBIN, D. ; BORLAND, M. ; BEI, M. ; CAI, Y. ; ELLEAUME, P. ; GERIG, R. ; HARKAY, K. ; EMERY, L. ; HUTTON, A. ; HETTEL, R. ; NAGAOKA, R. ; STEIER, C.: The Potential of an Ultimate Storage Ring for Future Light Sources. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 622 (2010), Nr. 3, S. 518–535
- [2] OHKUMA, H.: Top-Up Operation in Light Sources. In: *Proceedings of the European Particle Accelerator Conference, Genoa, Italy, 2008*, S. 36–40
- [3] LUMPKIN, A.H. ; YAO, C.-Y. ; YANG, B.X. ; TOELLNER, T.: Bunch Purity Evolution During APS Storage Ring Top-Up Operations. In: *Proceedings of the Particle Accelerator Conference, Portland, Oregon U.S.A., 2003*, S. 2411–2413
- [4] BÖGE, M.: First Operation of the Swiss Light Source. In: *Proceedings of the European Particle Accelerator Conference, Paris, France, 2002*, S. 39–43
- [5] TANAKA, H. ; KUMAGAI, N. ; MASAKI, M. ; MATSUI, S. ; OHKUMA, H. ; OHSHIMA, T. ; OISHI, M. ; SCHIMIZU, J. ; SOUTOME, K. ; TAKANO, S. ; TAKAO, M. ; TAKEBE, H. ; TSUMAKI, K. ; YONEHARA, H. ; YORITA, T. ; ZHANG, C.: Top-Up Operation of SPring-8 Storage Ring with Low-Emittance Optics. In: *Proceedings of the European Particle Accelerator Conference, Edinburgh, Scotland, 2006*, S. 3359–3361
- [6] KUSKE, P. ; ABO-BAKR, M. ; W., Anders ; BIRKE, T. ; BÜRKMANN, K. ; DIRSAT, M. ; DRESSLER, O. ; DÜRR, V. ; FALKENSTEIN, W. F. G. F. Gericke ; GÖRGEN, R. ; HOFMANN, F. ; KAMPS, T. ; KUSZYNSKI, J. ; MÜLLER, I. ; OTT, K. ; RAHN, J. ; SCHNEEGANS, T. ; SCHÜER, D. ; WESTPHAL, G. ; WÜSTEFELD, G.: Preparations of BESSY For Top-Up Operation. In: *Proceedings of the European Particle Accelerator Conference, Genoa, Italy, 2008*, S. 2067–2069
- [7] LEEMANN, S. C.: Pulsed sextupole injection for Sweden’s new light source MAX IV. In: *Phys. Rev. ST Accel. Beams* 15 (2012), Nr. 050705
- [8] HARADA, K. ; KOBAYASHI, Y. ; MIYAJIMA, T. ; NAGAHASHI, S.: New injection scheme using a pulsed quadrupole magnet in electron storage rings. In: *Phys. Rev. ST Accel. Beams* 10 (2007), Nr. 123501

- [9] TAKAKI, H. ; NAKAMURA, N. ; KOBAYASHI, Y. ; HARADA, K. ; MIYAJIMA, T. ; UEDA, A. ; NAGAHASHI, S. ; SHIMADA, M. ; OBINA, T. ; HONDA, T.: Beam injection with a pulsed sextupole magnet in an electron storage ring. In: *Phys. Rev. ST Accel. Beams* 13 (2010), Nr. 020705
- [10] RAST, H. ; KUSKE, P. ; DIRSAT, M. ; DRESSLER, O. ; ATKINSON, T.: Development of a Non-Linear Kicker System to Facilitate a New Injection Scheme for BESSY II Storage Ring. In: *Proceedings of International Particle Accelerator Conference, San Sebastián, Spain, 2011*, S. 3394–3396
- [11] CST COMPUTER SIMULATION TECHNOLOGY AG: *CST Studio Suite 2012*. Software. [www.cst.com](http://www.cst.com)
- [12] WILLE, K.: *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*. B.G. Teubner Stuttgart, 1992
- [13] KHAN, S.: *Collective Phenomena in Synchrotron Radiation Sources*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 2006
- [14] NEGRAZUS, Marco: *Optimierung und Messung der longitudinalen Kopplungsimpedanz des DELTA Speicherringes und Entwicklung eines neuartigen schnellen Kicker-magneten*, Universität Dortmund, Diss., 1994
- [15] WIEDEMANN, H.: *Particle Accelerator Physics*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2007
- [16] WEILAND, T.: Eine Methode zur Loesung der Maxwell'schen Gleichungen fuer sechskomponentige Felder auf diskreter Basis. In: *International Journal of Electronics and Communications* 31 (1977), S. 116–120
- [17] WEILAND, T.: On The Unique Numerical Solution of Maxwellian Eigenvalue Problems in Three Dimensions. In: *Particle Accelerators* 17 (1985), S. 227–242
- [18] WEILAND, T.: Time Domain Electromagnetic Field Computation With Finite Difference Methods. In: *International Journal of Numerical Modelling: Electronic Networks, Devices and Fields* 9 (1996), Nr. 4, S. 295–319
- [19] WEILAND, T.: On the Numerical Solution of Maxwell's Equations and Applications in the Field of Accelerator Physics. In: *Particle Accelerators* 15 (1984), S. 245–292
- [20] WEILAND, T.: Comment on wake field computation in time domain. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* 216 (1983), Nr. 1-2, S. 31–34
- [21] CHAO, A. ; TIGNER, Maury ; MORE ; CHAO, Alexander W. (Hrsg.) ; TIGNER, Maury (Hrsg.): *Handbook of accelerator physics and engineering*. 3rd Printing. World Scientific Publishing, 2009

- 
- [22] CST COMPUTER SIMULATION TECHNOLOGY AG: *MAFIA 4.x*. Software. [www.cst.com](http://www.cst.com)
- [23] CST COMPUTER SIMULATION TECHNOLOGY AG: *CST Studio Suite 2012 Hilfe*, 2012. [www.cst.com](http://www.cst.com)
- [24] KRIETENSTEIN, B. ; SCHUHMANN, R. ; THOMA, P. ; WEILAND, T.: The Perfect Boundary Approximation Technique Facing The Big Challenge Of High Precision Field Computation. In: *Proceedings of the International Linear Accelerator Conference, Chicago, Illinois U.S.A.*, 1998, S. S. 860–862
- [25] HAHN, H. ; PEDERSEN, F.: On Coaxial Wire Measurements of the Longitudinal Coupling Impedance. In: *Particle Accelerators and High Voltage Machines* BNL 50870 (1978), Nr. ISA 78-9
- [26] CASPERS, F.: Bench methods for beam-coupling impedance measurement. In: *Frontiers of Particle Beams: Intensity Limitations* Bd. 400. Springer Berlin Heidelberg, 1992, S. 80–109
- [27] SANDS, M. ; REES, J.: A Bench Measurement of the Energy Loss of a Stored Beam to a Cavity. In: *SLAC Report PEP-95* (1974)
- [28] HEUERMANN, H.: *Hochfrequenztechnik*. 2. Auflage. Vieweg + Teubner, 2009
- [29] HAHN, H.: Validity of coupling impedance bench measurements. In: *Phys. Rev. ST Accel. Beams* 3 (2000), Dec, Nr. 122001
- [30] WALLING, L.S. ; MCMURRY, D.E. ; NEUFFER, D.V. ; THIESSEN, H.A.: Transmission-line impedance measurements for an advanced hadron facility. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 281 (1989), Nr. 3, S. 433–447
- [31] KUSKE, P.: *Private Korrespondenz*
- [32] DRESSLER, O. ; FEIKES, J.: Operational Experiences with the BESSY II Injection System. In: *Proceedings of the Particle Accelerator Conference, New York, U.S.A.*, 1999
- [33] ATKINSON, T. ; DÜRR, V. ; HELMECKE, M. ; SCHÜLER, D. ; WEIHRETER, E. ; JOUSSE, D. ; PASTRE, J-L. ; SETTY, A.: Commissioning of the 50 MeV Preinjector Linac for the BESSY II Facility. In: *Proceedings of the International Particle Accelerator Conference, San Sebastián, Spain*, 2011, S. 3040–3042
- [34] HELMHOLTZZENTRUM BERLIN: *BESSY II*. Homepage. [www.helmholtz-berlin.de](http://www.helmholtz-berlin.de). Version: November 2012

- [35] JÄSCHKE, E. ; KRÄMER, D. ; KUSKE, B. ; KUSKE, P. ; SCHEER, M. ; WEIHRETER, E. ; WÜSTEFELD, G.: Lattice Design for the 1.7 GeV Light Source BESSY II. In: *Proceedings of the Particle Accelerator Conference, Washington, D.C., U.S.A.*, 1993, S. 1474–1476
- [36] KUSKE, B. ; ISOYAMA, G. ; LEHR, H. ; WÜSTEFELD, G.: Layout of the BESSY II Lattice. In: *Proceedings of the European Particle Accelerator Conference, Nice, France*, 1990, S. 1420–1422
- [37] WÜSTEFELD, G. ; KUSKE, B. ; SAJAEV, V. ; SCHIRMER: Optimization and Tracking Studies for the 1.7 GeV Light Source BESSY II. In: *Proceedings of the European Particle Accelerator Conference, London, England*, 1994, S. 994–996
- [38] SCHMID, P. ; BAHRDT, J. ; BIRKE, T. ; FOLLATH, R. ; KUSKE, P. ; SIMMERING, D. ; WÜSTEFELD, G.: Modifications to the Machine Optics of BESSY II necessitated by the EMIL Project. In: *Proceedings of the International Particle Accelerator Conference, New Orleans, Louisiana, USA*, 2012, S. 1614–1616
- [39] SCHMID, P. ; ENGEL, D. ; FEIKES, J. ; KUSKE, P. ; MÜLLER, R. ; WÜSTEFELD, G.: Optics Calibration at the MLS and at BESSY II. In: *Proceedings of the International Particle Accelerator Conference, Kyoto, Japan*, 2010, S. 2505–2507
- [40] TEREBILO, A.: Accelerator Toolbox for MATLAB. (2001), Nr. SLAC-PUB-8732
- [41] OTT, K.: Aspects of radiation safety for a topping-up operation of BESSY. In: *Radiation Measurements* 41 (2006), Nr. 2, S. 228–235
- [42] SHUMAN, D. ; BARRY, W. ; PRESTEMON, S. ; SCHLUETER, R. ; STEIER, C. ; STOVER, G.: Stray Field Reduction of ALS Eddy Current Septum Magnets. In: *Proceedings of the Particle Accelerator Conference, Knoxville, Tennessee*, 2005, S. 3718–3720
- [43] DIRSAT, M.: *Private Korrespondenz*
- [44] DRESSLER: *Private Korrespondenz*
- [45] DUERR, V.: *Private Korrespondenz*
- [46] ABO-BAKR, M. ; ANDERS, W. ; KUSKE, P. ; WÜSTEFELD, G.: Bunch Length Measurements at BESSY. In: *Proceedings of the Particle Accelerator Conference, Portland, Oregon U.S.A.*, 2003, S. 3020–3022
- [47] FEIKES, J. ; HOLLDACK, K. ; KUSKE, P. ; WÜSTEFELD, G.: Sub-Picosecond Electron Bunches in the BESSY Storage Ring. In: *Proceedings of the European Particle Accelerator Conference, Lucerne, Switzerland*, 2004, S. 1954–1956

- 
- [48] KHAN, S.: Beam impedance study for the BESSY-II storage ring. In: *Proceedings of the Particle Accelerator Conference, Vancouver, B.C., Canada, 1997*, S. 1703–1705
- [49] SOMMER, M.: *Untersuchung der Ursache strahlinduzierter Leitungsresonanzen eines nichtlinearen Kickers*, TU Dortmund, Bachelorarbeit, 2011
- [50] AGILENT: *Agilent E5071C ENA Network Analyzer*. <http://cp.literature.agilent.com/litweb/pdf/5989-5478EN.pdf>. Version: 2013
- [51] HAHN, H.: Interpretation of coupling impedance bench measurements. In: *Phys. Rev. ST Accel. Beams* 7 (2004), Nr. 012001
- [52] FARIAS, R. H. A. ; LIN, L. ; RODRIGUES, A. R. D. ; TAVARES, P. F. ; HOFMANN, A.: Oscilloscope measurement of the synchronous phase shift in an electron storage ring. In: *Phys. Rev. ST Accel. Beams* 4 (2001), Nr. 072801
- [53] GOLDBERG, D.A. ; LAMBERTSON, G.R.: Dynamic devices - A Primer on Pickups and Kickers. In: *AIP Conference Proceedings Series - Physics of Particle Accelerators* (1991)
- [54] RAST, Helge: *Anwendung und Analyse strahlbasierter Messmethoden am Speicherring DELTA*, TU Dortmund, Diplomarbeit, 2010
- [55] SCHIRMER, D.: *Entwicklung von Strahloptiken für den Testspeicherring DELTA auf Basis der Triplet-Struktur*, Universität Dortmund, Diplomarbeit, 1989
- [56] SCHIRMER, D.: *Entwurf und Auslegung eines supraleitenden asymmetrischen Multipol-Wigglers zur Erzeugung intensiver Röntgenstrahlung mit variabler Polarisation am 1.5 GeV Elektronenspeicherring DELTA*, Universität Dortmund, Diss., 1994
- [57] HUCK, H. ; BAKR, M. ; HOENER, M. ; KHAN, S. ; MOLO, R. ; NOWACZYK, A. ; SCHICK, A. ; UNGELENK, P. ; ZEINALZADEH, M.: Coherent Harmonic Generation at the DELTA Storage Ring. In: *Proceedings of the Free Electron Laser Conference, Shanghai, China, 2011*
- [58] MATHWORKS: *MATLAB R2011b*. Software. [www.mathworks.com](http://www.mathworks.com). Version: 2011
- [59] TEREBILO, A.: Accelerator modeling with MATLAB accelerator toolbox. In: *Proceedings of the Particle Accelerator Conference, Chicago, U.S.A., 2001*, S. 3203–3205
- [60] KOPITETZKI, O.: *Vermessung und Modellierung der Optik des Speicherrings Delta*, Universität Dortmund, Diplomarbeit, 2005
- [61] KOPITETZKI, O.: *Iterativer Algorithmus zur strahlbasierten Vermessung und Korrektur von Magnetfehlaufstellungen am Speicherring Delta*, TU Dortmund, Diss., 2009

- [62] RIEMANN, B. ; GRETE, P. ; WEIS, T.: Model-independent and fast determination of optical functions in storage rings via multiturn and closed-orbit data. In: *Phys. Rev. ST Accel. Beams* 14 (2011), Nr. 062802
- [63] KEIL, B.: *A Unified Distributed DSP-Based Beam Diagnostics and Global Feedback System for Ramped Electron Storage Rings: Development, Construction and Applications*, Universität Dortmund, Diss., 2003
- [64] GREWE, M.: *SVD-basierte Orbitkorrektur am Speicherring Delta*, Universität Dortmund, Diss., 2005

# Danksagung

Meinem Doktorvater Prof. Dr. Thomas Weis danke ich dafür, dass er den Kontakt zum Helmholtz-Zentrum Berlin hergestellt und mir die Möglichkeit zur Anfertigung dieser Arbeit gegeben hat. Prof. Dr. Carsten Westphal danke ich für seine Bereitschaft diese Arbeit zu begutachten.

Olaf Dressler, Marc Dirsat und dem ganzen Team vom Helmholtz-Zentrum Berlin danke ich für die freundliche Aufnahme in das Injektionskicker-Projekt. Insbesondere danke ich Dr. Peter Kuske für die intensive Betreuung und Zusammenarbeit bei den Experimenten an BESSY II.

Dr. Gerald Schmidt danke ich für seine stetige Diskussionsbereitschaft, die Durchsicht des Manuskriptes und die gemeinsamen Nachtski-Ausflüge nach Willingen. Ebenso bedanke ich mich bei Dr. Peter Hartmann und Malte Sommer für die schnelle und gründliche Korrektur des Manuskriptes. Meinem Bürokollegen Bernard Riemann danke ich für die vielen hilfreichen Diskussionen. Peter Kortmann und Wolfgang Brembt danke ich für die Unterstützung beim Aufbau der Experimente im HF-Labor.

Jessica, Dir danke ich dafür, dass du immer für mich da bist.