

Studien von Magnetooptiken zur Erzeugung ultra-kurzer Elektronenpakete für TBONE

DIPLOMARBEIT IM FACH PHYSIK

vorgelegt von
cand. phys. Steffen Hillenbrand

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

Koreferent: Prof. Dr. G. Quast
Institut für Experimentelle Kernphysik,
Karlsruher Institut für Technologie (KIT)

Oktober 2009

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

Karlsruhe, den 15. Oktober 2009

Steffen Hillenbrand

Als Diplomarbeit akzeptiert: _____

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	i
1 Einleitung	1
2 TBONE	2
2.1 Einführung	2
2.2 Anwendungen von TBONE	4
2.3 Beschleunigerparameter	4
3 Theoretische Grundlagen	7
3.1 Teilchenbeschleuniger	7
3.1.1 Linearbeschleuniger	7
3.1.2 Phasenfokussierung	8
3.1.3 Synchrotrons	9
3.2 Synchrotronstrahlung	9
3.2.1 Inkohärente Synchrotronstrahlung	9
3.2.2 Kohärente Synchrotronstrahlung - CSR	10
3.2.3 Microbunching	12
3.3 Synchrotronstrahlungsquellen	12
3.3.1 Die vier Generationen von Strahlungsquellen	12
3.3.2 Kantenstrahlung	13
3.3.3 Insertion Devices, FEL	13
3.3.4 low- α_c Mode	14
3.4 Der Bunch Compressor	14
3.5 Strahlparameter	18
3.5.1 Emittanz	18
3.5.2 Die Beta-Funktion	18
3.5.3 Apertur	19
3.6 Definitionen	19
3.6.1 RMS, FWHM, Strahlgröße	19
3.6.2 Energiebreite	20

3.6.3	Effektive Bunchlänge	20
3.6.4	Magnetoptik	20
4	Systematische Studien	22
4.1	Einleitung	22
4.2	Verwendete Parameter	22
4.3	Erste Simulationen	25
4.4	CSR - Coherent Synchrotron Radiation	25
4.5	Raumladungseffekte	26
4.6	Energieschwankungen und Bunchform	27
4.7	Ankunftszeitschwankungen	28
4.8	Variation der Driftstrecken D_1	29
4.9	Variation der Driftstrecke D_2	30
4.10	Transversale Strahlgröße	30
4.11	S-Schikane	31
4.12	Mehrstufige Kompression	31
4.13	Verformung des Bunch nach der Schikane	33
4.14	Strahlparamter nach Schikane	38
5	Nicht idealisierte Anfangsbedingungen	40
5.1	Nicht lineare Anfangsenergieverteilungen	40
5.2	Energieschwankungen	42
5.3	Nachmodellierte Anfangsverteilungen	43
5.4	Energieverteilung aus Tracking durch Linac	45
6	Studien zu CSRtrack	49
6.1	CSR Modelle, Raumladung	49
6.2	Geschwindigkeitsunterschiede	51
6.3	Numerische Fehler - Slices	52
6.4	Numerische Fehler - Strukturierung	53
7	Vergleich und CSRtrack mit AT	55
7.1	Theoretische Betrachtungen	55
7.2	Pass Methods	56
7.3	Geschwindigkeitsunterschiede	56
7.4	Vergleich mit CSRtrack	57
8	Das erzeugte Strahlungsspektrum	59
8.1	Theoretische Grundlagen	59
8.2	Systematische Studien	60

8.2.1	Verwendete Parameter	60
8.2.2	Einfluss der Bunchladung	61
8.2.3	Einfluss der Strahlenergie	62
8.2.4	Einfluss der Apertur	63
9	Zusammenfassung	65
A	Verwendeter Code	67
A.1	Die Magnetstruktur in CSRtrack	67
A.2	Die Magnetstruktur in AT	69
A.3	Monte Carlo Code für AT	70
	Literaturverzeichnis	73
	Danksagung	77

Kapitel 1

Einleitung

Viele zentrale Fragestellungen sowohl im Bereich der Festkörperphysik, als auch in biologischen Anwendungen, erfordern eine Untersuchung mit breitbandiger Strahlung im Frequenzbereich von THz bis hin zum mittleren Infrarot. Trotz der großen Bedeutung des Frequenzbereichs gibt es momentan noch sehr wenige Quellen, die den gesamten Bereich mit hoher Intensität abdecken können. Daher wurde vom Karlsruher Institut für Technologie (KIT) der Bau einer neuen Strahlungsquelle mit dem Namen TBONE, kurz für *THz Beam Optics for New Experiments* (THz Strahl-optik für neue Experimente), vorgeschlagen. Die neue Anlage soll auf einem Linearbeschleuniger beruhen und THz-Strahlung in Form von Synchrotronstrahlung erzeugen. Die Strahlungsleistung von inkohärenter Synchrotronstrahlung hängt linear von der Teilchenzahl pro Elektronenpaket ab. Bei kohärenter Emission kommt zu dieser linearen Abhängigkeit ein quadratischer Term hinzu, die Strahlungsleistung steigt dramatisch an. Um diesen Effekt nutzen zu können und kohärente Strahlung zu erzeugen muss die Länge des erzeugenden Elektronenpakets kürzer sein als die Wellenlänge der zu erzeugenden Strahlung. Für das von TBONE angestrebte Strahlungsspektrum müssen die Elektronenpakete daher kürzer sein als $2\ \mu\text{m}$.

Solch kurze Elektronenpakete können bisher nicht mit hoher Ladung erzeugt werden. Es ist daher notwendig, längere Pakete zu erzeugen und diese anschließend auf die gewünschte Länge zu komprimieren. Dies geschieht durch eine spezielle Anordnung von Magneten, die als Schikane oder auch, aus dem Englischen kommend, als Bunch Compressor bezeichnet wird. Im Rahmen dieser Arbeit wird untersucht, ob eine Kompression auf die von TBONE benötigte Bunchlänge technisch möglich ist. Des Weiteren werden mögliche physikalische Prozesse während und nach der Kompression untersucht. Als Abschluss der Arbeit wird das aufgrund der Simulationsergebnisse erwartete Strahlungsspektrum diskutiert.

Kapitel 2

TBONE

2.1 Einführung

Bei spektroskopischen Untersuchungen wird ermittelt, Lichtquanten welcher Energie eine Probe absorbieren und emittieren kann, um daraus Aufschlüsse über deren Aufbau zu erhalten. Hierfür ist Strahlung nötig, deren Photonenenergie den Abständen zwischen den Energieniveaus der Probe entspricht. Für viele Untersuchungen im Bereich der Festkörperphysik als auch in biologischen Anwendungen wird daher Strahlung im Frequenzbereich von THz benötigt. Momentan gibt es jedoch sehr wenige Quellen, die diesen wichtigen Frequenzbereich mit hoher Intensität abdecken können. Vom Karlsruher Institut für Technologie (KIT) wurde daher der Bau einer neuen Strahlungsquelle mit dem Namen TBONE, kurz für *THz Beam Optics for New Experiments* (THz Strahloptik für neue Experimente), angeregt [1, 2]. Die auf einem Linearbeschleuniger (kurz Linac für *Linear Accelerator*) basierende Anlage soll die bisherigen Möglichkeiten zur Forschung im Bereich der Infrarotstrahlung und THz-Strahlung erweitern und einen Teststand für Undulatoren und Wiggler bieten. Des Weiteren könnten an TBONE wertvolle Erfahrungen für zukünftige Strahlungsquellen der vierten Generation gesammelt werden.

Das Ziel von TBONE ist es, lediglich 5 fs kurze Strahlungspulse im Frequenzbereich von 0,1 bis 150 THz zu erzeugen und damit die Lücke der momentan verfügbaren Breitbandquellen zu schließen. TBONE soll eine spektrale Spitzenleistung im Bereich von Megawatt/cm⁻¹ und eine zeitlich gemittelte spektrale Leistung im Bereich von Watt/cm⁻¹ liefern. Diese hohe Leistung ermöglicht einen weiten Bereich an Forschungsmöglichkeiten, z.B. nicht-lineare THz Spektroskopie und 2D-THz Spektroskopie. Außerdem wird TBONE im Vergleich zu bisherigen Freien Elektronen Lasern (FEL) für THz-Strahlung instantan breitbandige Strahlung liefern. Bisherige FEL haben längere Pulse und lediglich eine geringe Bandbreite der Strahlung. Das Anpassen dieser Beschleuniger an neue Photonenenergien kann zudem mehrere

Minuten dauern und sie damit ungeeignet für Spektroskopie machen. Des Weiteren wird TBONE eine höhere Wiederholfrequenz und ein kürzere Pulsdauer als typische THz Laborlaser besitzen, was essentiell für viele spektroskopische Experimente ist. Ein mögliches Layout für die Anlage ist in Abbildung 2.1.1 zu sehen. Der Beschleu-

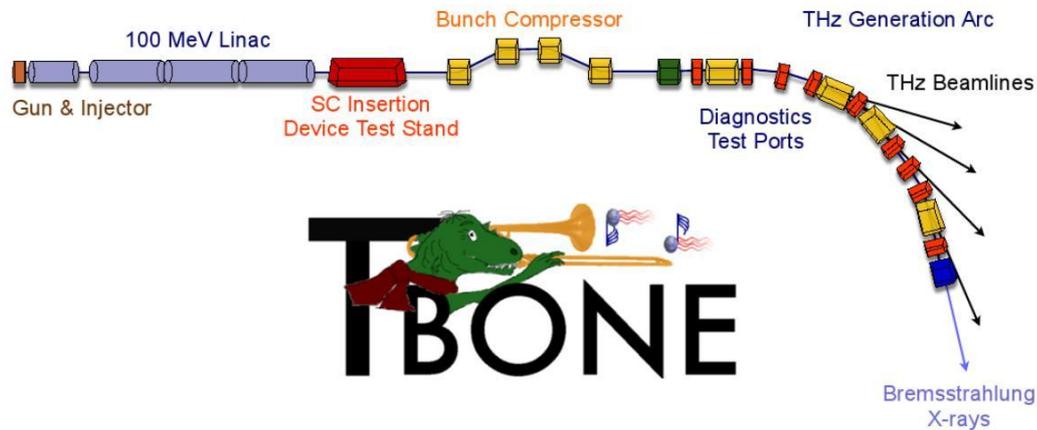


Abbildung 2.1.1: Gezeigt ist ein mögliches Layout für TBONE bestehend aus Linac, Bunch Compressor und einer Magnetstruktur zur Erzeugung der Strahlung. Die Abbildung ist nicht maßstabsgetreu.

niger beginnt mit Elektronenquelle und Injektor. Momentan sind hierfür zwei Optionen in der Diskussion. Entweder eine DC Photoinjektor Elektronenkanone, wie sie z.B. bei 4GLS Verwendung findet [3] oder ein SRF Photoinjektor wie z.B. bei ELBE [4]. Kriterien für die Auswahl sind, wie kurz die erzeugten Pulse sein können, mit wie viel Ladung sie erzeugt werden können und die Wiederholfrequenz der Quelle. An die Elektronenquelle schließt sich ein supraleitender Linac mit geplanter Endenergie von ca. 100 MeV an. Es ist geplant für diesen die TESLA SRF Technologie zu verwenden, wie sie u.A. bei ALICE Verwendung findet [5]. An den Linac anschließend soll es einen Teststand für supraleitende Insertion Devices geben. Hinter diesem Teststand kommt schließlich der Bunch Compressor, der Thema dieser Arbeit ist. Dieser ist notwendig, um die Elektronenpakete auf eine effektive Länge von ca. 5 fs zu komprimieren. Werden die Bunche soweit komprimiert, sind sie kürzer als die Wellenlänge der THz-Strahlung, die von TBONE erzeugt werden soll und emittieren daher im THz Generation Arc (TGA) kohärente Synchrotronstrahlung (CSR). Diese kohärente Emission bedeutet einen drastischen Anstieg der Strahlungsleistung, siehe Kapitel 3.2. Der TGA besteht aus einer Anordnung von Dipolmagneten zur Erzeugung der CSR und Quadropolen zur Fokussierung des Strahls. Die Erzeugung der Strahlung als Kantenstrahlung anstatt durch Insertion Devices ist einer der wesentlichen Punkte, in dem sich TBONE von anderen Quellen unterscheidet. Der TGA wird von einem Bremsstrahlungstarget abgeschlossen, das ultrakurze Röntgenpulse in der Länge der Bunche, also ca. 5 fs, liefern wird.

2.2 Anwendungen von TBONE

Die vorgeschlagene TBONE Anlage wird eine Vielzahl neuer Forschungsmöglichkeiten eröffnen. So wird die effektive Pulslänge von 5 fs eine Zeitauflösung dieser Größenordnung ermöglichen. Dies erlaubt unter Anderem die Echtzeit Untersuchung von Lösungsprozessen. So kann z.B. die Reaktion von Biomolekülen mit Wasser untersucht werden, wie in [6] beschrieben. Außerdem wird die hohe mittlere Strahlungsleistung von TBONE die Auflösungsgrenze herabsetzen und so die Untersuchung einzelner Proteine oder Nanopartikel ermöglichen. Aufgrund der niedrigen Energie der Photonen können diese schonend untersucht und ihr Verhalten beobachtet werden, ohne die Probe zu zerstören. Die langen Wellenlängen der THz-Strahlung garantieren zusammen mit der hohen Spitzenleistung eine hohe Eindringtiefe selbst für stark absorbierende Materialien. Die ultrakurzen, hochenergetischen Strahlungspulse eröffnen die Möglichkeiten zur nicht-linearen THz Spektroskopie. Die Erforschung solcher neuer Techniken wird eine Vielzahl neuer Forschungen ermöglichen, da die Energie einer Vielzahl von gekoppelten Bewegungen im von TBONE abgedeckten Frequenzbereich liegt. Als Beispiel ist hier die Untersuchung der Bewegung von Cooper-Paaren zu nennen.

2.3 Beschleunigerparameter

Aus den im voran gegangenen Abschnitt genannten Forschungszielen für TBONE ergeben sich gewisse Anforderungen an den Beschleuniger, die in Tabelle 2.3.1 zusammengefasst sind. Wie bereits erwähnt soll bei TBONE die Strahlung als kohärente

Frequenzbereich	0,1 - 150 THz
Spitzenleistung	bis zu einigen MW
Pulslänge	ca. 5 fs
Wiederholfrequenz	≥ 10 MHz
Strahlenergie	60 - 100 MeV
Bunchladung	10 - 100 pC

Tabelle 2.3.1: Die Designparameter für TBONE

Synchrotronstrahlung direkt in den Ablenkmagneten des TGA erzeugt werden. Um hierbei ein möglichst breites Frequenzband zu erhalten und die Lücke zu den gut etablierten Quellen im Bereich vom nahen Infrarot bis hin zum sichtbaren Licht zu schließen sollte die effektive Pulslänge im Bereich von 5 fs liegen. Um eine im zeitlichen Mittel ausreichend hohe Leistung für Spektroskopie zu bieten muss die Wieder-

holfrequenz höher liegen als die typischen Frequenzen der Rastersondenmikroskopie. Um dieses Ziel zu erreichen muss ein supraleitender Elektronen-Linearbeschleuniger verwendet werden, da nur diese die geforderte Wiederholfrequenz erreichen [1, 7]. Die TESLA SRF Technologie ist gut getestet und wird für viele Projekte weltweit verwendet, z.B. bei ALICE [5] und FLASH [8]. Für die Erzeugung von kohärenter THz Strahlung würde eine Strahlenergie von 60 MeV ausreichen, da TBONE jedoch auch als Teststand für supraleitende Insertion Devices dienen soll, wird auch eine Strahlenergie von 100 MeV in Betracht gezogen. (Siehe Kapitel 8.2.3 für mehr Informationen über den Zusammenhang von Strahlenergie und Strahlungsleistung.) Das angestrebte Strahlungsspektrum für eine gaussförmige Stromverteilung ist in Abbildung 2.3.1 zu sehen. In dieser Arbeit wird gezeigt, dass die Stromverteilung

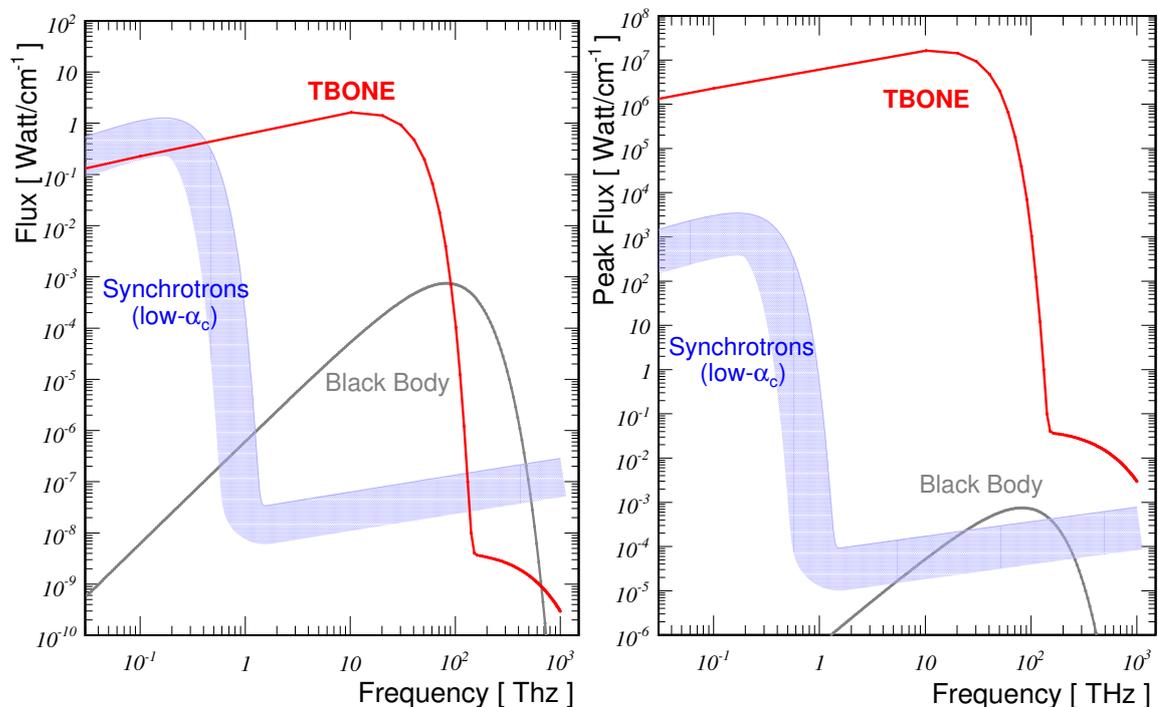


Abbildung 2.3.1: Gezeigt sind die mittlere angestrebte Strahlungsleistung und die angestrebte Spitzenstrahlungsleistung von TBONE als Funktion der Frequenz. Die rote Kurve zeigt das für TBONE mit einer gaussförmigen Stromverteilung abgeschätzte Spektrum für eine Strahlenergie von 100 MeV, einen Ablenkradius von 2 m und eine Bunchladung von 100 pC. In blau dargestellt ist das typische Leistungsspektrum wie es von Speicherringen im so genannten low- α_C mode erzeugt wird, in schwarz das Spektrum eines schwarzen Körpers. Alle Rechnungen wurden für eine Apertur von 90×90 mrad durchgeführt. (Siehe [1])

im Bunch nicht gaussförmig ist. Allerdings wird das Spektrum zu hohen Frequenzen hin durch den Peak in der Stromverteilung dominiert. Dies erlaubt eine Näherung

des Peaks durch einen Gauss und eine Vernachlässigung des sogenannten Tails, dem Schwanz in der Ladungsverteilung. Allerdings wird dadurch, dass sich nicht alle Teilchen in diesem Peak befinden, der Spitzenstrom und damit die Strahlungsleistung reduziert. Spitzenleistung und durchschnittliche Leistung sind verknüpft über $P_{av} = P_{peak} \cdot T \cdot f_{rev}$ mit der Pulslänge T und der Wiederholfrequenz f_{rev} .

Kapitel 3

Theoretische Grundlagen

3.1 Teilchenbeschleuniger

3.1.1 Linearbeschleuniger

Befindet sich ein geladenes Teilchen in einem elektrischen Feld, so erfährt es eine Beschleunigung. Dies ist das Grundprinzip aller Teilchenbeschleuniger. Zu Beginn der Beschleunigerentwicklung wurden statische elektrische Felder zur Beschleunigung verwendet. Allerdings sind diese statischen Felder, unabhängig von der Art ihrer Erzeugung, nach oben hin durch Überschläge limitiert. Daher wurde von Ising die Verwendung von schnell wechselnden Hochfrequenz (HF) -Spannungen vorgeschlagen. Der erste auf dieser Idee beruhende Beschleuniger wurde 1928 von Wideröe gebaut. Im Prinzip besteht der Beschleuniger aus einer Reihe entlang der Strahlachse angeordneter, metallischer Driftröhren, die abwechselnd mit den beiden Polen eines HF-Senders verbunden sind. Dieser liefert Spannung der Art $U(t) = U_0 \sin(\omega t)$. Während einer Halbperiode ist die Spannung an der ersten Driftröhre so gerichtet, dass sie für die gerade aus der Quelle austretenden Teilchen beschleunigend wirkt. Sie treten mit einer Geschwindigkeit v_1 in die Driftröhre ein. Diese wirkt wie ein Faradaykäfig und schirmt die Teilchen von äußeren Feldern ab. Während die Teilchen die Driftröhre durchqueren wechselt das HF-Feld seine Richtung. Gelangen sie an den Spalt zwischen der ersten und der zweiten Driftröhre, so erfahren sie wieder eine Beschleunigung. Dieser Prozess wiederholt sich bei allen Driftröhren. Nach der n -ten Driftröhre haben die Teilchen mit der Ladung q eine Energie

$$E_n = nqU_0 \sin \Psi_s, \quad (3.1.1)$$

wobei ψ_s die mittlere Phase ist, die die Teilchen beim Passieren der Spalten sehen. Die Energie steigt linear mit n an, jedoch wird die Maximalspannung nie größer als U_0 . Dadurch kann das Problem der Überschläge vermieden werden. Wie aus Gleichung 3.1.1 ersichtlich nimmt die Energie , und damit auch die Geschwindigkeit, der

Teilchen monoton zu. Daher müssen sowohl die Abstände zwischen den Driftstrecken als auch deren Längen auf die Geschwindigkeit der Teilchen abgestimmt werden. Werden Elektronen beschleunigt so erreichen diese aufgrund ihrer geringen Masse bereits nach den ersten wenigen Driftstrecken relativistische Geschwindigkeiten und werden praktisch nicht mehr schneller. Die Abstände zwischen den Driftstrecken und auch deren Längen werden konstant [9].

Normalerweise werden Beschleuniger mit einer möglichst kleinen Phase betrieben, um nahe an der maximalen Spannung zu operieren. Soll dem Bunch jedoch wie von TBONE benötigt eine ortsabhängige Energieverteilung aufgeprägt werden, so muss eine größere Phase gewählt werden, um auf der steileren Flanke des Cosinus zu beschleunigen. Dabei muss die Phase um so größer gewählt werden, je steiler die E - z -Korrelation entlang des Bunches sein soll [10]. Hierdurch sinkt der Anteil der verwendbaren Beschleunigungsspannung, die Kosten für die gleiche Beschleunigung steigen.

3.1.2 Phasenfokussierung

Wie aus Gleichung 3.1.1 ersichtlich, hängt die von den Teilchen gewonnene Energie empfindlich von U_0 und Ψ_s ab. Bei Verwendung sehr vieler Stufen führt eine kleine Abweichung von der Sollspannung U_0 dazu, dass die Geschwindigkeit der Teilchen nicht mehr mit den durch die Konstruktion vorgegebenen Längen der Driftstrecken übereinstimmt. Die Teilchen erleiden einen Phasenschlupf. Die Synchronisation zwischen Teilchenbewegung und HF-Feld ist dann nicht mehr gegeben. Diesem Problem wird durch die so genannte Phasenfokussierung entgegengewirkt. Die wesentliche Idee dabei ist, zum Beschleunigen nicht die Phase $\Psi_s = \pi/2$ und damit die Spitzen- U_0 zu wählen. Statt dessen wird ein Wert $0 < \Psi_s < \pi/2$ gewählt, wodurch sich die effektive Beschleunigungsspannung auf $U_s < U_0$ verringert. Betrachten wir nun ein Teilchen, das in den voran gegangenen Stufen zu viel Energie aufgenommen hat. Es ist daher etwas zu schnell und trifft früher ein als die Sollteilchen. Es sieht dadurch die mittlere HF-Phase $\Psi = \Psi_s - \Delta\Psi$ und wird durch eine Spannung

$$U'_s = U_0 \sin(\Psi_s - \Delta\Psi) < U_0 \sin(\Psi_s)$$

beschleunigt. Es erhält eine geringere Energiezufuhr und fällt wieder zurück, bis es Sollenergie erreicht hat. Umgekehrt läuft der Prozess für Teilchen mit zu geringer Energie. Tatsächlich führen alle Teilchen um die Sollphase Ψ_s Schwingungen aus. Dieses Prinzip der Phasenfokussierung ist von fundamentaler Bedeutung für alle Beschleuniger, die Hochfrequenz verwenden [9].

Die Wahl der Phase kann auch dazu benutzt werden, den longitudinalen Phasenraum zu formen, wovon in Kapitel 5.4 Gebrauch gemacht wird.

3.1.3 Synchrotrons

Häufig beruhen Synchrotronstrahlungsquellen auf Kreisbeschleunigern, den namensgebenden Synchrotrons, an denen der Effekt zuerst beobachtet wurde. Deren Funktionsweise soll daher kurz erläutert werden. Mit Linearbeschleunigern lassen sich im Prinzip beliebig hohe Teilchenenergien erreichen, allerdings wächst mit der Energie auch die Länge des Beschleunigers. Dies treibt die Kosten in die Höhe. Es erscheint daher plausibel, die Teilchen auf eine Kreisbahn umzulenken und dieselbe Beschleunigungsstruktur mehrfach zu verwenden. Für relativistische Teilchen ($v \approx c$) wächst der Radius in den Ablenkmagneten gemäß

$$r = \frac{E}{qcB}. \quad (3.1.2)$$

Das technisch sinnvoll erreichbare Magnetfeld ist auf einige Tesla beschränkt. Dies bedeutet, dass der Radius vergrößert werden muss, um die erreichbare Energie weiter zu erhöhen. Daher wurde ein System entwickelt, bei dem die Teilchen durch einzelne, schmale Magnete auf einer ortsfesten Bahn gehalten werden. Für diese ist r konstant, daher muss nach Gleichung 3.1.2 auch das Verhältnis E/B konstant sein. Das Magnetfeld muss *synchron* mit der Energie erhöht werden, daher der Name Synchrotron. Im Gegensatz zu einem Linearbeschleuniger wird in einem Synchrotron der Strahl über viele tausend Umläufe gespeichert, es muss lediglich der Energieverlust durch Synchrotronstrahlung ausgeglichen werden. Dies senkt den Energiebedarf deutlich [9].

Auch bei Synchrotrons wird die Phasenfokussierung ausgenutzt. Hier passiert sie dadurch, dass Teilchen mit einer höheren Energie als der Sollenergie in den Magneten weniger stark abgelenkt werden. Sie laufen daher eine längere Strecke, benötigen deshalb mehr Zeit und erreichen die nächste Beschleunigungsstrecke später als Teilchen mit Sollenergie.

3.2 Synchrotronstrahlung

3.2.1 Inkohärente Synchrotronstrahlung

Als Synchrotronstrahlung bezeichnet man allgemein elektromagnetische Strahlung, die entsteht, wenn ein geladenes Teilchen beschleunigt wird. Die Strahlung wird tangential zur Flugrichtung mit einem Öffnungswinkel von $\pm 1/\gamma$ emittiert, der Strahlungskegel ist für hohe γ -Faktoren also stark gebündelt. Die Strahlung kann einen Frequenzbereich von Radiowellen bis hin zu harter Röntgenstrahlung abdecken. Die an Synchrotrons erzeugte Strahlung ist linear polarisiert und übersteigt in ihrer Intensität die der meisten anderen Strahlungsquellen deutlich. Dies macht sie äußerst

interessant für Studien in Materialwissenschaften, Oberflächenphysik, Kristallografie, Biologie und vielen weiteren Gebieten.

Phänomenologisch ist Synchrotronstrahlung eine Konsequenz aus der Endlichkeit der Lichtgeschwindigkeit. Von geladenen Teilchen in gleichförmiger Bewegung gehen elektrische Felder aus. Werden diese Teilchen nun beschleunigt so können Teile dieser elektrischen Felder nicht mehr der Teilchenbewegung folgen, es entsteht Synchrotronstrahlung. Dieser Effekt nimmt deutlich zu je mehr sich die Teilchengeschwindigkeit der Lichtgeschwindigkeit annähert [11].

Mathematisch wird Synchrotronstrahlung durch die Anwendung der Maxwell'schen Gleichungen auf ein bewegtes Teilchen vollständig beschrieben. Der typische Strahlungskegel der Synchrotronstrahlung entsteht durch die Anwendung eines Lorentzboosts auf das Strahlungsfeld eines Hertz'schen Dipols.

Nach [12] ist die spektrale Leistungsdichte eines einzelnen Elektrons in Abhängigkeit vom Beobachtungswinkel gegeben durch

$$\frac{d^3P}{d\phi d\theta d\omega} = \frac{3e^2\gamma^2}{32\pi^4\epsilon_0\rho} \left(\frac{\omega}{\omega_c}\right)^2 (1 + \gamma^2\theta^2)^2 \left[K_{2/3}^2(G) + \frac{\gamma^2\theta^2}{(1 + \gamma^2\theta^2)} K_{1/3}^2(G) \right].$$

Hierbei ist $\gamma = E/E_0$, ρ der mittlere Ablenkradius in den Magneten, ϕ der Ablenkwinkel und θ der Beobachtungswinkel bezogen auf die Ablenkebene [13]. Die kritische Frequenz ω_c ist jene Frequenz, welche das Leistungsspektrum halbiert,

$$\omega_c = \frac{3c\gamma^3}{2\rho}.$$

Das Argument der modifizierten Besselfunktion ist

$$G = \frac{\omega}{2\omega_c} (1 + \gamma^2\theta^2)^{3/2}.$$

(Siehe Kapitel 8 für eine genauere Diskussion des bei TBONE erwarteten Spektrums.) Dabei ist das untere Ende des Strahlungsspektrums durch die Wiederholfrequenz bestimmt, das obere Ende liegt knapp über der kritischen Frequenz ω_c .

3.2.2 Kohärente Synchrotronstrahlung - CSR

Betrachtet man das Strahlungsspektrum, welches von einem Elektronenpaket abgestrahlt wird, so ergeben sich am unteren Ende des Strahlungsspektrums erhebliche Abweichungen von obiger Vorhersage. Die Änderung des Strahlungsspektrums ist in Abbildung 3.2.1 skizziert. Bei niedrigen Photonenergien kann ein dramatischer Anstieg der Strahlungsleistung beobachtet werden. Der Pointingvektor S ist definiert als [11],

$$S = \frac{c}{4\pi} \left[\vec{E} \times \vec{B} \right].$$

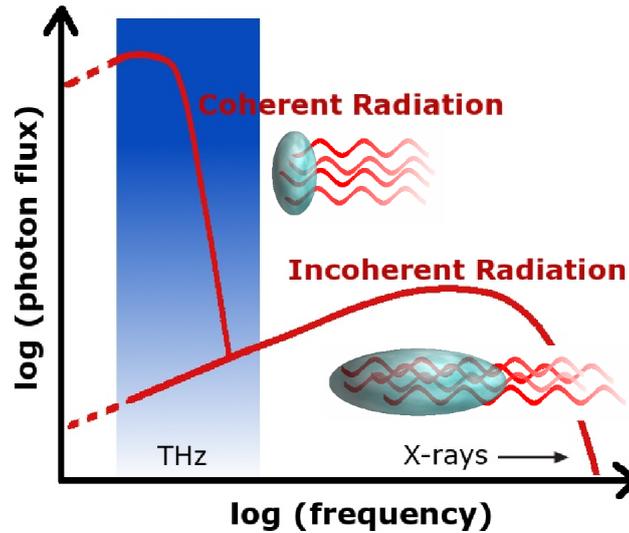


Abbildung 3.2.1: Gezeigt ist das Strahlungsspektrum, wie man es für lange Bunches ohne CSR erwartet, und die drastische Erhöhung der Strahlungsleistung durch die Emission kohärenter Strahlung im THz-Bereich für kurze Bunches.

Betrachten wir nun ein gleichförmig bewegtes Teilchen in seinem mitbewegten Koordinatensystem. Alle elektrischen Feldlinien gehen radial von diesem Teilchen aus. Wird dieses Teilchen nun für eine Zeit ΔT beschleunigt, so findet diese Beschleunigung auch in seinem eigenen Koordinatensystem statt. Während der Beschleunigung entstehen neue, radiale Feldlinien, die für Entfernungen größer $c\Delta T$ an die alten, ungestörten Feldlinien anschließen müssen. Während der Beschleunigung entsteht also eine nicht-radiale Feldkomponente. Des Weiteren erzeugt die bewegte Ladung ein azimuthales magnetisches Feld. Der Pointingvektor verschwindet nicht mehr. Sei Θ der Winkel zwischen Beobachtungsrichtung und Bewegungsrichtung des Teilchens, R der Abstand und a die Beschleunigung, so ergibt sich für die Störung des elektrischen Feldes senkrecht zur Beobachtungsrichtung zu

$$E^* = \frac{qa}{c^2 R} \sin \Theta.$$

Da das assoziierte magnetische Feld proportional zum elektrischen Feld ist, erhalten wir den Pointingvektor zu

$$\vec{S} = \frac{c}{4\pi} E^{*2} \vec{n},$$

wobei \vec{n} der Normalvektor in Beobachtungsrichtung ist. Die abgestrahlte Leistung ist also proportional zum Quadrat der Ladung. Für Photonenwellenlängen größer als die Bunchlänge erwarten wir daher, dass alle Teilchen kohärent emittieren und die Strahlungsleistung quadratisch statt linear ansteigt. Man spricht von kohärenter Synchrotronstrahlung oder auch CSR (für *C*oherent *S*ynchrotron *R*adiation).

In herkömmlichen Synchrotrons lässt sich dieser Effekt nicht beobachten da Strahlung sehr stark gedämpft wird, falls ihre Wellenlänge über den Dimensionen des

Strahlrohrs liegt. Es gibt jedoch Beschleuniger, die mit speziellen Betriebsparametern die Bunchlänge auf die Größenordnung von 1 mm reduzieren können. Diese Bunches sind dann wesentlich kürzer als die Abmessungen des Strahlrohrs und kohärente Strahlung kann erzeugt werden. Da diese Strahlung im Allgemeinen im Bereich von THz liegt wird CSR auch als Synonym für THz-Strahlung verwendet. Soll der spektrale Bereich der kohärenten Strahlung erweitert werden, so ist eine weitere Kompression der Bunches notwendig. Dies lässt sich nur noch mit Linearbeschleunigern und Bunch Kompressoren erreichen.

3.2.3 Microbunching

Normalerweise wird CSR für Wellenlängen emittiert, die länger sind als die Bunchlänge. Dies kann in Ablenkmagneten zu einer schädlichen Wechselwirkung des Schwanzes eines Bunch mit dem Kopf des Bunch führen. Zudem kann CSR aber auch für Wellenlängen erzeugt werden, die deutlich kleiner sind als die Bunchlänge, falls die Ladungsverteilung entlang des Bunch entsprechend dieser Wellenlänge moduliert ist. Dies kann zum Beispiel durch Nichtlinearitäten der beschleunigenden Radiofrequenz oder Schrotrauschen entstehen. Computersimulationen haben gezeigt, dass diese leichten Modulationen durch Wechselwirkung mit der erzeugten CSR im Bunch Compressor drastisch verstärkt werden können. Auch können Modulationen in der Teilchenenergie entlang des Bunch während der Kompression in Dichtemodulationen umgewandelt werden. Modulationen der Teilchenenergie könnten unter Anderem durch vorangegangene Wakefelder oder CSR-Effekte entstehen. In beiden Fällen ist das Resultat eine deutliche Strukturierung der Ladungsverteilung entsprechend der Wellenlänge der ursprünglichen Modulation. Man spricht von Microbunching oder einer Microbunching Instabilität [14, 15].

3.3 Synchrotronstrahlungsquellen

3.3.1 Die vier Generationen von Strahlungsquellen

Anfangs wurde Synchrotronstrahlung lediglich parasitär an bestehenden Speicherringen genutzt. Diese eigentlich für Kollisionsexperimente optimierten Beschleuniger werden als die erste Generation von Synchrotronstrahlungsquellen bezeichnet. Später wurden speziell auf die Nutzung der entstehenden Strahlung hin optimierte Synchrotrons gebaut, die Strahlungsquellen der zweiten Generation. Um die Strahlungsausbeute weiter zu erhöhen werden schließlich bei den heutigen Lichtquellen der dritten Generation in den geraden Abschnitten zwischen den Ablenkmagneten so genannte Insertion Devices eingebaut (siehe Abschnitt 3.3.3). Bei allen bisher be-

schriebenen Strahlungsquellen handelte es sich um Synchrotrons. In diesen auch als Speicherring bezeichneten Beschleunigern werden Elektronen einmal injiziert und dann über viele Stunden und tausende von Umläufen gespeichert. Zur Erzeugung der Strahlung werden dieselben Elektronenpakete wieder und wieder verwendet. Dies bedeutet zwangsläufig, dass sich nach kürzester Zeit ein Gleichgewichtszustand einpendelt, es ergeben sich natürliche Grenzen für Bunchform und Bunchlänge. Auch sollten Insertion Devices idealerweise keinen Einfluss auf den gespeicherten Strahl haben, da dieser sonst für die folgenden Umläufe unbrauchbar werden kann oder komplett verloren geht. Diese Probleme lassen sich lösen, wenn anstelle eines Speicherrings ein Linearbeschleuniger mit anschließenden Magnetstrukturen zur Erzeugung der Synchrotronstrahlung verwendet wird. Man spricht von den Strahlungsquellen der vierten Generation. TBONE wie auch bestehende FEL¹ fallen in diese letzte Gruppe.

3.3.2 Kantenstrahlung

Werden Elektronen in Dipolmagneten abgelenkt, so emittieren sie Synchrotronstrahlung. Diese wird aufgrund des Lorentzboosts tangential an ihre Flugbahn in einem Kegel mit Öffnungswinkel von $1/\gamma$ emittiert. Da die Elektronen an jedem Punkt der Kreisbahn Strahlung emittieren, überstreicht die Synchrotronstrahlung in der horizontalen Ebene einen Winkel, der dem Ablenkwinkel des Magneten entspricht. Wird die Strahlung verwendet, die direkt an den Feldgrenzen eines Magneten entsteht, so erhält man auch in der Horizontalen einen klar definierten Strahlungskegel. Der Hauptgrund für die Verwendung der Eintrittskante der Magnete zur Strahlungserzeugung liegt jedoch darin, dass aufgrund der fokussierenden Wirkung des Kantenfeldes eine höhere Strahlungsintensität erreicht wird. Damit die Strahlung sinnvoll weiter geleitet werden kann wird zur Strahlungserzeugung die Eintrittskante der Magnete verwendet. Man spricht daher von *Kantenstrahlung* [16].

3.3.3 Insertion Devices, FEL

Als Insertion Devices bezeichnet man Geräte, die in die geraden Abschnitte von Synchrotrons eingebaut werden, um die Ausbeute an Synchrotronstrahlung zu erhöhen. Die beiden häufigsten Vertreter sind Wiggler und Undulatoren. Diese bestehen im Prinzip aus einer linearen Aneinanderreihung von Dipolmagneten alternierender Feldrichtung. Durch die so erzeugte Feldkonfiguration wird ein durch sie hindurch fliegendes Elektronenpaket durch die Lorentzkraft auf eine periodische, näherungsweise sinusförmige, Bahn gezwungen. Es wird also ständig senkrecht zur mittleren Flug-

¹Freie Elektronen Laser

richtung hin beschleunigt und emittiert deshalb Synchrotronstrahlung in seine mittlere Flugrichtung. Wiggler und Undulatoren unterscheiden sich durch die Periodenlänge und die Art des erzeugten Spektrums. Bei Wigglern werden die Magnete so gewählt, dass die Elektronen eine starke Ablenkung erfahren und somit hochenergetische Photonen emittieren. Bei Undulatoren wird eine schwächere Ablenkung gewählt, wodurch sich die erzeugten Strahlungskegel überlagern. Dies erlaubt Interferenz und erhöht den Photonenfluss, allerdings nur bei durch die Magnetanordnung und Feldstärke bestimmten Wellenlängen.

Basierend auf Undulatoren und einem Teilchenbeschleuniger lassen sich so genannte *Freie Elektronen Laser*, kurz FEL bauen. Diese emittieren kohärente Strahlung, weshalb sie als Laser bezeichnet werden. Das Wort "frei" wird verwendet, das sich die Elektronen nicht in einem Medium sondern im Vakuum befinden. Dadurch besitzen sie kontinuierliche Energieniveaus und es ist prinzipiell möglich Strahlung beliebiger Wellenlänge zu erzeugen [12, 17].

3.3.4 low- α_c Mode

Manche Synchrotrons besitzen für Infrarot und THz Strahlung optimierte Betriebsmoden, in denen durch eine spezielle Wahl der Stärken der Fokussiermagnete die durch eine Impulsabweichung Δp erzeugte Pfadlängenänderung ΔL minimiert, und somit die Bunchlänge verkürzt wird. Für Kreisbeschleuniger ist der so genannte "momentum compaction factor" α_c definiert, der angibt, wie groß diese Pfadlängenänderung ist,

$$\frac{\Delta L}{L_0} = \alpha_c \frac{\Delta p}{p_0}.$$

Aus dem Englischen wird der Betriebsmodus oft als "low- α_c Mode" bezeichnet. Ein Beispiel für eine solche Strahlungsquelle ist ANKA, die *Angströmquelle Karlsruhe*. [7, 18]

3.4 Der Bunch Compressor

Wie in Kapitel 3.2 erläutert kann kohärente Synchrotronstrahlung erzeugt werden, wenn die Bunchlänge unter die Wellenlänge der gewünschten Strahlung reduziert wird. TBONE soll das Strahlungsspektrum bis hin zu 150 THz abdecken, dies entspricht einer Wellenlänge von ca. $2 \mu\text{m}$ und damit einer effektiven Bunchlänge von ca. 5 fs. Dies ist wesentlich kürzer als die ca. 2 ps Bunchlänge, die von aktuellen Elektronenquellen geliefert werden kann. Der Bunch muss daher komprimiert werden. Hierfür werden spezielle Magnetstrukturen verwendet, die, aus dem Englischen kommend, als Bunch Compressor (BC) bezeichnet werden [19, 20].

Die Funktionsweise eines Bunch Compressors soll im Folgenden erläutert werden. Die relativistische Masse der Elektronen hängt von deren Energie ab, $m = m_0 \cdot \gamma$, wobei m_0 die Ruhemasse und $\gamma = \frac{E_{kin} + m_0 c^2}{m_0 c^2}$. Somit hängt auch der Larmor-Radius, der sich aus der Gleichsetzung von Lorentz- und Zentripetalkraft ergibt, von der Energie des Teilchens ab [21]

$$r(E) = \frac{m(E)c}{Be}.$$

In einem homogenen Magnetfeld erfahren die Bahnen von Teilchen mit höherer Energie also eine geringere Krümmung $1/r$ als Teilchen niedrigerer Energie. Prägt man einem Elektronenpaket nun eine Energieverteilung auf, wie sie beispielhaft in Abbildung 3.4.1 zu sehen ist, so kann dies ausgenutzt werden um Pfadlängendifferenzen zwischen Teilchen unterschiedlicher Energie zu erzeugen. Hierfür gibt es verschiedene

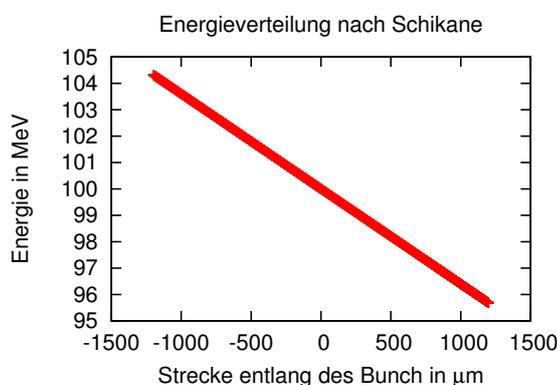


Abbildung 3.4.1: Eine Anfangsenergieverteilung, wie sie für die Funktion eines Bunch Compressors benötigt wird. Die Elektronen am Kopf des Bunch besitzen eine niedrigere Energie als die Elektronen am Ende. Der lineare Energieverlauf stellt einen idealisierten Fall dar.

mögliche Magnetstrukturen, die auch als Schikanen bezeichnet werden. Die einfachsten sind die trapezförmige und die S-förmige Schikane [20], wobei die trapezförmige am weitest häufigsten verwendet wird, unter Anderem bei LCLS, FERMI und TTF-FEL [22, 23, 24]. Im Rahmen dieser Arbeit wird ebenfalls eine trapezförmige Schikane verwendet, deren Aufbau schematisch in Abbildung 3.4.2 zu sehen ist. Die Teilchen höherer Energie (blau dargestellt) werden weniger stark abgelenkt als die Elektronen niedrigerer Energie (rot dargestellt) und laufen einen kürzeren Weg. Die Gerade im E-z-Schaubild wird im Uhrzeigersinn rotiert. In Abhängigkeit von der Wahl der Magnetstärken und der Länge der Driftstrecken sind 3 Fälle möglich, die in den Abbildungen 3.4.3 bis 3.4.5 dargestellt sind. Für alle 3 Fälle wurde die in Kapitel 4.2 ausführlich beschriebene trapezförmige Schikane verwendet und eine parabelförmige Stromverteilung innerhalb des Bunch gewählt. Unter Beibehaltung der

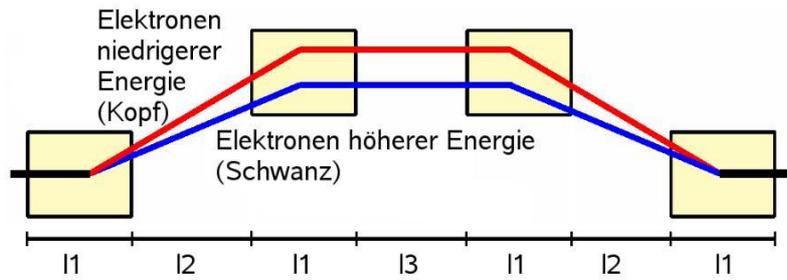


Abbildung 3.4.2: Schematische Darstellung eines Bunch Compressors. In gelb dargestellt sind Dipolmagnete, rot und blau die Bahnen von Teilchen niedrigerer und höherer Energie.

anfänglichen Energieverteilung und den geometrischen Abmessungen der Schikane wurde der Ablenkradius r_0 für ein Teilchen mit Referenzenergie, also die Stärke der Magnete, variiert. Dadurch ergeben sich unterschiedliche Pfadlängendifferenzen zwischen den Teilchen unterschiedlicher Energie. Abbildung 3.4.3 zeigt die Energie- und

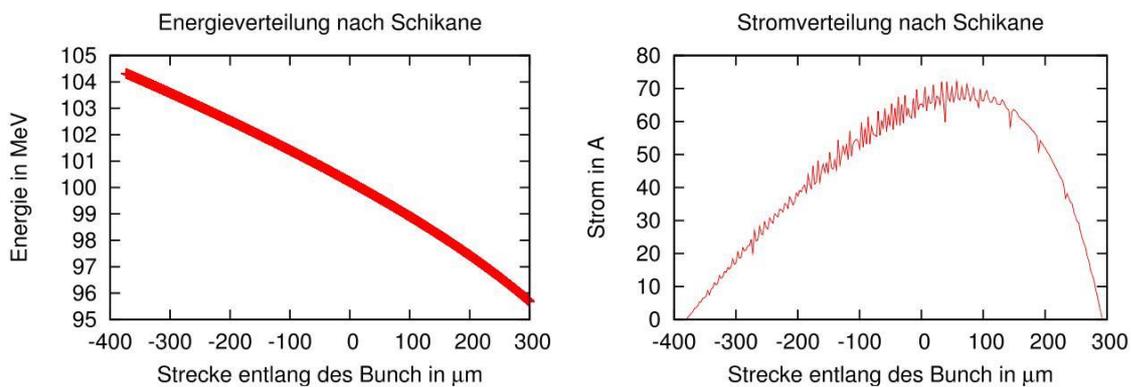


Abbildung 3.4.3: Gezeigt sind die Energieverteilung (links) und die Ladungsverteilung (rechts) am Ausgang des Kompressors für den Fall schwacher Kompression.

Die Phasenraumgerade wird nur leicht rotiert, die Stromverteilung ändert sich nur leicht. ($\sigma_E = 1,93 \text{ MeV}$, $r_0 = 8.50 \text{ m}$, siehe Kapitel 4.2 für eine genaue Beschreibung der Schikane)

Ladungsverteilung am Ausgang der Schikane für den Fall schwacher Kompression. Die Phasenraumgerade ist nur leicht rotiert, die Form der Ladungsverteilung ist immer noch näherungsweise parabelförmig. Der Bunch kann durch eine zweite Schikane weiter komprimiert werden, bis der Fall optimaler Kompression erreicht ist. Dieser ist in Abbildung 3.4.4 zu sehen. Es hat sich eine deutliche Spitze in der Stromverteilung gebildet, die Bunchlänge ist dramatisch reduziert. Wird der Ablenkradius in den Magneten weiter verringert so tritt Überkompensation auf. Die Phasenraumgerade wird über die Senkrechte hinaus rotiert, die hochenergetischen Teilchen haben also die Teilchen niedrigerer Energie überholt. Die Bunchlänge hat im Vergleich zur optimalen Kompression wieder deutlich zugenommen. In ungünstigen Fällen kann

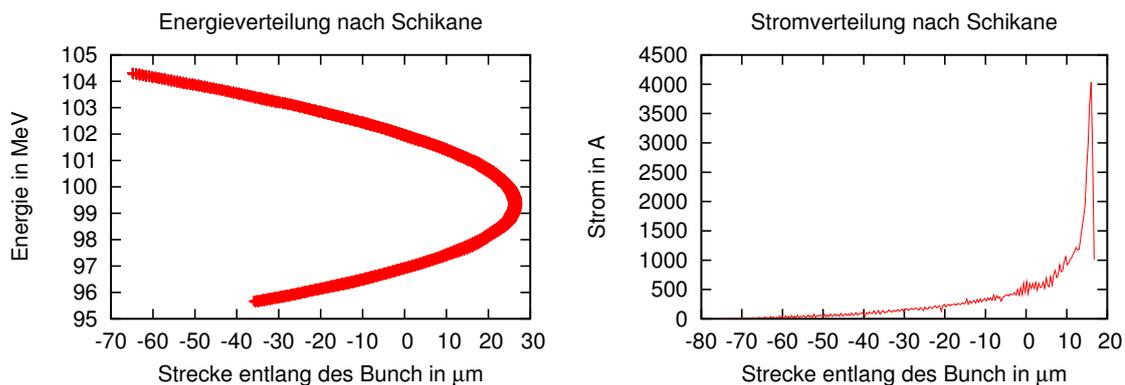


Abbildung 3.4.4: Gezeigt sind die Energieverteilung (links) und die Ladungsverteilung (rechts) am Ausgang des Kompressors für den Fall starker Kompression.

Die Phasenraumgerade ist verzerrt, Bunchlänge und Stromverteilung haben sich dramatisch geändert (Achsenbeschriftung beachten!).

($\sigma_E = 1,93 \text{ MeV}$, $r_0 = 7.25 \text{ m}$)

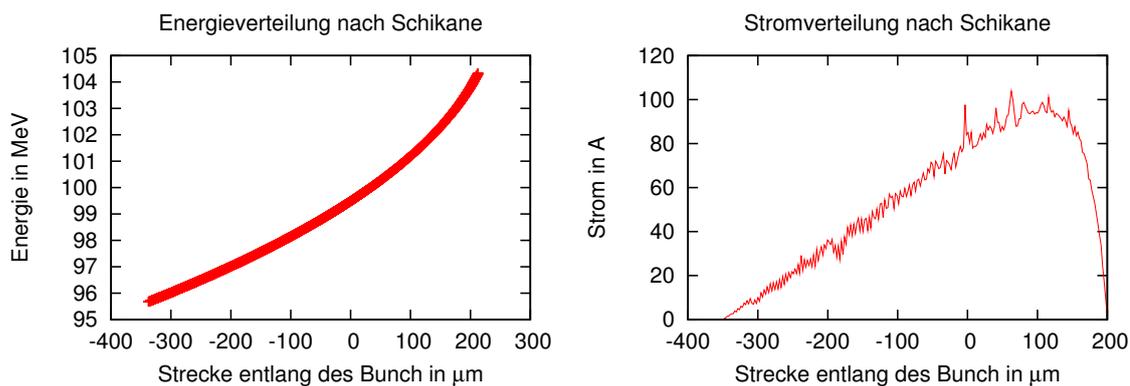


Abbildung 3.4.5: Gezeigt sind die Energieverteilung (links) und die Ladungsverteilung (rechts) am Ausgang des Kompressors für den Fall von Überkompression.

Die Phasenraumgerade ist über die senkrechte Ausrichtung weiter gedreht. Die Bunchlänge hat zugenommen, der Peak in der Stromverteilung ist wieder verschwunden.

($\sigma_E = 1,93 \text{ MeV}$, $r_0 = 6.50 \text{ m}$)

sich die Bunchlänge durch Überkompression sogar verlängern. Im Gegensatz zum Fall schwacher Kompression kann ein Bunch nach Überkompression aufgrund der anderen Energieverteilung nicht wieder komprimiert werden.

3.5 Strahlparameter

3.5.1 Emittanz

Für ein einzelnes Teilchen lassen sich die Bewegungsgleichungen für seinen Pfad durch eine beliebige Anordnung von Magneten berechnen. Soll jedoch der Strahl als Gesamtheit von ca. 10^8 Teilchen betrachtet werden so ist dies nicht mehr möglich. Die Teilchen des Strahls nehmen ein gewisses Volumen im 6D-Phasenraum ein. Wird im Rahmen der linearen Strahldynamik die Kopplung zwischen der Horizontalen und der Vertikalen vernachlässigt, so lässt sich dieses Volumen aufteilen in drei unabhängige Phasenraumebenen. In jeder dieser drei Ebenen nehmen die Teilchen eine gewisse Fläche ein, deren RMS Grenze von einer Ellipse der Fläche F eingehüllt wird. Für jede Raumrichtung ist die effektive Emittanz definiert als $\epsilon = \pi \cdot F$. Sie wird maßgeblich durch die Quelle bestimmt. Für kanonische Bewegungsgleichungen gilt der Satz von Liouville, der besagt, dass das Volumen jedes Phasenraumelements zeitlich konstant ist. In diesem Fall ist die Emittanz eine Invariante der Teilchenbewegung [9, 11]. Unter Berücksichtigung von Synchrotronstrahlung gilt dies nicht mehr.

Viele Trackingcodes, so auch der für diese Arbeit verwendete Code CSRtrack, verwenden ein so genanntes sliced-beam-Modell, bei dem der Bunch durch eine Anzahl von Schnitten, so genannten Slices, repräsentiert wird. Analog zu obiger Definition lässt sich die Emittanz jeder dieser Schnitte berechnen, die so genannte Slice-Emittanz.

Normalerweise wird die Emittanz in m-rad angegeben. Dies rührt daher, dass die Impulse in x- und y-Richtung in der Regel nicht über deren Energie, sondern als Winkel zum Sollimpuls in z-Richtung angegeben werden.

Man unterscheidet zwischen der effektiven Emittanz ϵ und der normierten Emittanz ϵ_N . Letztere ist unabhängig von der Energie der Teilchen und ergibt sich aus der effektiven Emittanz über

$$\epsilon_N = \beta\gamma\epsilon, \text{ mit [21] } \beta = \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2}}, \quad \gamma = \frac{E_{kin} + m_0c^2}{m_0c^2}.$$

3.5.2 Die Beta-Funktion

Zur Fokussierung von Teilchenstrahlen werden Quadropolmagnete verwendet. Sei deren Stärke $k(s)$ eine Funktion des Ortes, dann ist die Bewegungsgleichung der Strahlteilchen gegeben durch

$$x''(s) - k(s)x(s) = 0.$$

Die Bahnfunktion $x(s)$ ist im Prinzip eine Schwingung um den Orbit, deren Amplitude und Phase vom Ort abhängen. Sie wird als Betatronschwingung bezeichnet.

Der Ansatz

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

mit konstanter Amplitude A und Phase ϕ , liefert nach einiger Rechnung

$$u''(s) - \frac{1}{u(s)^3} - k(s)u(s) = 0.$$

Die auch als Amplitudenfunktion bezeichnete Betafunktion β ist definiert durch

$$\beta(s) := u^2(s).$$

Mit der konstanten Emittanz erhält man damit die ortsabhängige Strahlgröße σ gemäß [9] zu

$$\sigma(s) = \sqrt{\epsilon\beta(s)}.$$

3.5.3 Apertur

Wie bereits erwähnt wird Synchrotronstrahlung in einem Kegel emittiert. Die Apertur bezeichnet den maximalen Öffnungswinkel dieses Kegels, bei dem die Strahlung nicht von den Wänden des Strahlrohrs absorbiert wird. Sie wird üblicherweise in Milliradian angegeben.

Eine Vergrößerung der horizontalen Apertur ist relativ kostengünstig zu realisieren, es muss lediglich das Strahlrohr verbreitert werden. Eine Vergrößerung der vertikalen Apertur ist kostspieliger, da hierzu der Abstand zwischen den beiden Polen der Dipole vergrößert werden muss. Um das Feld auf der Höhe der Strahlachse konstant zu halten müssen daher stärkere Magnete verwendet werden, was den Preis in die Höhe treibt.

3.6 Definitionen

3.6.1 RMS, FWHM, Strahlgröße

In diesem Abschnitt sollen die gebräuchlichen Größen zur Beschreibung von Peak Breiten kurz genannt werden. RMS ist kurz für das englische root mean square, der quadratische Mittelwert.

$$RMS = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i^2$$

In der Beschleunigerphysik üblich ist der Begriff der "RMS-Breite". Dieser wird synonym zur Standardabweichung des Mittelwerts σ verwendet,

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N f(x_i)^2 - \mu^2},$$

wobei μ der Mittelwert der $f(x_i)$ ist.

FWHM schließlich ist englisch für full width half maximum, die Halbwertsbreite, also die volle Breite auf der halben Höhe einer Spitze. Für normalverteilte Funktionen

$$f(x) = e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x-\mu}{\sigma}\right)^2},$$

die hier oft als Näherung verwendet werden, gilt außerdem, dass

$$FWHM = 2\sqrt{2\ln 2}\sigma \approx 2,35\sigma.$$

3.6.2 Energiebreite

Als Energiebreite, Breite der Energieverteilung oder englisch Energy Spread bezeichnet man die Standardabweichung des Mittelwerts über die Energieverteilung des Bunches σ_E . In dieser Arbeit ist damit stets die *korrelierte* Energiebreite gemeint, die dadurch zustande kommt, dass dem Bunch beim Beschleunigen eine Energieverteilung aufgeprägt wird, wie sie z.B. in Abbildung 3.4.1 zu sehen ist. Zu dieser für die Kompression in der Schikane nötigen korrelierten Energiebreite kommt noch die *unkorrelierte* Energiebreite $\sigma_{E,u}$, die nicht gewollt ist. Sie hat Ihre Ursache darin, dass die Teilchen beim Verlassen der Elektronenquelle leicht unterschiedliche Energien besitzen. Diese Energieabweichungen bleiben während der Beschleunigung erhalten. Nach [25] sollte gelten, dass $(\sigma_{E,u}/E_0) \leq 10^{-4}$. Sie wird im Rahmen dieser Arbeit vernachlässigt.

3.6.3 Effektive Bunchlänge

Im Bunch Compressor soll die Länge des Bunch dramatisch reduziert werden. Allerdings bleibt bei dieser Kompression die parabelförmige Stromverteilung nicht erhalten, es bildet sich statt dessen eine starke Ladungsspitze mit einem langen Schwanz (siehe z.B. Abbildung 3.4.4). Für die Erzeugung von THz-Strahlung ist dieser Schwanz praktisch ohne Bedeutung, es interessiert nur die Form der Ladungsspitze. Deren RMS Breite wird als die effektive Bunchlänge bezeichnet. Es ist üblich diese anstatt in Metern in der Laufzeit der Teilchen bei Lichtgeschwindigkeit anzugeben, also in unserem Fall in Femtosekunden.

3.6.4 Magnetoptik

Innerhalb eines Bunches ist die Flugrichtung der Teilchen nur näherungsweise parallel. Tatsächlich führt eine endliche Impulsabweichung in transversaler Richtung dazu, dass der Strahl divergiert. Um diese Divergenz zu korrigieren werden magnetische Quadrupol und Sextupolfelder verwendet. In Quadrupolen ist die Kraft auf

die Teilchen abhängig von der Abweichung von der Sollbahn. Mit ihnen lässt sich der Strahl fokussieren. Die Gleichungen, die diese Fokussierung beschreiben, ähneln denen für Linsen in der linearen Optik, mit dem Unterschied, dass Quadropole stets nur in eine Richtung fokussierend wirken und in die andere Richtung defokussieren. Die Fokussierung (oder allgemeiner die Ablenkung im Magnetfeld) der Teilchen ist abhängig von deren Energie. Dieser Effekt entspricht der chromatischen Aberration in der Optik, er wird durch Sextupole korrigiert. Aufgrund dieser Ähnlichkeiten zur Licht-Optik spricht man von Magnet- oder Strahloptiken.

Kapitel 4

Systematische Studien

4.1 Einleitung

Bei der Kompression eines Bunches treten verschiedene strahldynamische Effekte auf. Diese können die Effizienz der Kompression deutlich beeinflussen. Um zu untersuchen, welche dieser Einflüsse sich wie stark auswirken, wurden im Rahmen dieser Arbeit verschiedene systematische Studien durchgeführt.

In diesem Kapitel wird auf die unterschiedlichen untersuchten Phänomene in und hinter dem Bunch Compressor [BC] eingegangen. Zunächst werden die verwendeten Parameter genannt, danach werden der Einfluss kohärenter Synchrotronstrahlung auf die Ladungsverteilung, Raumladungseffekte und der Einfluss von Energieschwankungen auf die finale Stromverteilung als auch auf die Ankunftszeit des Bunches untersucht. Anschließend werden der Einfluss der Driftstrecken auf die Kompression, die Veränderung der transversalen Strahlgröße während der Kompression und die erreichbare Kompression bei Verwendung einer zweistufigen Schikane untersucht. Am Ende des Kapitels wird eine Übersicht über die mit idealisierten Anfangsbedingungen erhaltenen Strahlparameter gegeben.

Alle Simulationen wurden mit CSRtrack Version 1.201 [26] durchgeführt.

Studien mit nicht idealisierten Anfangsbedingungen folgen im nächsten Kapitel.

Eine Überprüfung der Ergebnisse findet in den Kapiteln 6 und 7 statt.

4.2 Verwendete Parameter

Um systematische Effekte sinnvoll untersuchen zu können wurde ein Standardsatz von Ausgangsparametern verwendet. Falls nicht anders angegeben wurden die folgenden Startwerte verwendet:

Energie des Referenzteilchens E_0 in MeV	100
Gammafaktor des Referenzteilchens	196
Bunchladung in pC	100
Bunchlänge (gesamt) in mm	2,4
Bunchlänge (RMS) in mm	0,6
Normierte horizontale Emittanz ϵ_N in m·rad	2e-6
Horizontales β in m	42,755

Dabei wurden ϵ und β aufgrund von Erfahrungswerten gewählt [27].

Aus ihnen ergibt sich die transversale Ausdehnung des Bunch σ_x vor Eintritt in die Schikane gemäß [9] zu

$$\sigma_x = \sqrt{\beta_x \epsilon_x} = \sqrt{\frac{\beta_x \epsilon_{N,x}}{\beta \gamma}} \approx 0,67 \text{ mm.}$$

Es wurde eine gaussförmige Ladungsverteilung in transversaler Richtung gewählt. Die vertikale Ausdehnung des Bunch wird von CSRtrack nicht beachtet, daher wurde $\sigma_y = 0,0$ mm gesetzt. Für die systematischen Untersuchungen wurde eine (ideale) lineare Energieverteilung im longitudinalen Phasenraum (E vs. z) verwendet, wie sie in Abbildung 3.4.1 zu sehen ist. Die Simulationen wurden für zwei unterschiedliche Magnetstärken durchgeführt. Die korrelierte RMS Energiebreite σ_E beträgt 1,93 MeV bzw. 1,93 % für den Fall starker Magnete und 2,37 MeV bzw. 2,37 % für den Fall schwächerer Magnete. Dies liegt in dem Bereich, wie ihn z.B. [23, 25] erwarten lassen. So liegt die Energiebreite bei FERMI vor dem ersten Bunch Compressor bei 2,9 %, bei LCLS bei 1,5 %. Im linearen Fall ist die Energieverteilung parametrisiert durch

$$E(z) = 100 \text{ MeV} + a_1 \cdot z,$$

wobei $z = 0$ in der Mitte des Bunches. Für diese Parametrisierung ist die Steigung der Phasenraumgeraden $a_1 = -36$ MeV/m für $\sigma_E = 1,93$ MeV und $a_1 = -44$ MeV/m für $\sigma_E = 2,37$ MeV. Eine exakt lineare Energieverteilung ist in der Realität nicht zu erwarten, macht systematische Untersuchungen jedoch einfacher, da Effekte wie zum Beispiel die Änderung der Energieverteilung im Bunch Compressor leichter zu erkennen sind. Realistischere Anfangsverteilungen werden in Kapitel 5 behandelt. Des Weiteren wurde eine parabelförmige Ladungsverteilung innerhalb des Bunch gewählt. Dies stellt den besten Fit an tatsächliche Ladungsverteilungen dar, wie sie z.B. bei FERMI@elettra auftreten [24]. Für die geometrischen Abmessungen der Schikane wurden die folgenden Parameter gewählt:

Länge der Dipolmagnete l_1	0,5 m
Länge der äußeren Driftstrecken l_2	2,5 m
Länge der mittleren Driftstrecke l_3	1,0 m

Dabei verstehen sich alle Angaben als Abstände der zur z-Achse orthogonalen Feldgrenzen, *nicht* als Strecke entlang der Bahn des Referenzteilchens (vergleiche Abbildung 3.4.2). Aus den oben genannten Längen ergibt sich für einen Ablenkradius $r_0 = 7.25$ m eine Höhe der Schikane von ca. 19 cm. Richtlinien für die Längen ergeben sich aus dem für den Bunch Compressor eingeplanten Platz. Für die Form der Schikane wurde ein Trapez gewählt. Dies bedeutet, dass alle Magnete gleich stark sind, wobei die Feldrichtung in den beiden äußeren Magneten antiparallel zur Feldrichtung der beiden inneren Magneten gewählt wird. Der Ablenkradius r_0 eines Teilchens mit Referenzenergie betrug 8,0 m im Fall großer Energiebreite und 7,25 m im Fall geringerer Energiebreite. Letzteres entspricht einem magnetischen Feld der Stärke 4,7 mT.

Aufgrund der großen Anzahl an Teilchen in einem Elektronenpaket ist es in der Beschleunigerphysik üblich, die Wirkung von Magneten oder auch ganzer Magnetstrukturen über (6×6) -Transfermatrizen darzustellen. Diese geben an, wie sich ein Phasenraumvektor der Form $(x, x', y, y', z, \delta)$ innerhalb der Struktur ändert. Die typische Kenngröße für einen Bunch Compressor ist das Matrixelement R_{56} , das die Längenänderung des Bunches aufgrund von Energieunterschieden beschreibt [19, 27]:

$$\begin{pmatrix} z \\ \delta \end{pmatrix}_2 = \begin{pmatrix} 1 & R_{56} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} z \\ \delta \end{pmatrix}_1$$

Hierbei ist

z die Position bezogen auf das Referenzteilchen und

$\delta = \frac{\Delta\gamma}{\gamma}$ die Energieabweichung bezogen auf das Referenzteilchen.

Sei des Weiteren a_1 der Chirp¹ erster Ordnung, die E-z-Korrelation also linear, so erhält man

$$\begin{aligned} z_2 &= z_1 + R_{56}\delta_1 &= (1 + a_1 R_{56})z_1 \\ \delta_2 &= \delta_1 &= a_1 \cdot z_1 . \end{aligned}$$

In Kapitel 4.7 wird die Weglänge S durch eine trapezförmige Schikane berechnet zu

$$\begin{aligned} S &= 4l_1 + 2l_2 + l_3 + \frac{1}{r^2} \left[\frac{2}{3}l_1^3 + l_2l_1^2 \right] + \frac{1}{r^4} \left[\frac{3}{10}l_1^5 + \frac{3}{4}l_2l_1^4 \right] \\ &=: A_0 + \frac{1}{r^2}A_1 + \frac{1}{r^4}A_2. \end{aligned}$$

Für die Ableitung ergibt sich mit dem Ablenkradius eines nicht relativistischen Teilchens $R = r/\gamma$

$$\frac{\partial S}{\partial \gamma} = -\frac{2A_1}{\gamma^3 R^2} - \frac{4A_2}{\gamma^5 R^4}$$

¹ Die E-z-Korrelation eines Elektronenpakets wird aus dem Englischen als Chirp bezeichnet.

und

$$R_{56} = -\frac{\partial S}{\partial \gamma} \cdot \gamma.$$

Für einen Ablenkradius $r_0 = 7.25$ m und $E_0 = 100$ MeV lässt sich damit R_{56} berechnen zu 0.0271 m. Dies ist um einen Faktor 2 kleiner als die stärkste Kompression in der S-Schikane bei TTF-FEL [22] und in der Größenordnung, wie sie für FERMI [23] und LCLS [19] berechnet wurde.

4.3 Erste Simulationen

Für die ersten Simulationen wurde oben beschriebene Schikane mit einem Ablenkradius $r_0 = 8,0$ m verwendet. Es wurde die Steigung der E-z-Phasenraumgerade, aus dem Englischen oft als Chirp bezeichnet, variiert und der Einfluss auf die Kompression untersucht. Für $\sigma_E = 2,37$ MeV wurde bereits eine Peak-Breite im angestrebten Bereich erreicht.

Anschließend wurden die Simulationen mit einem reduzierten korrelierten Energiespread $\sigma_E = 1,93$ MeV wiederholt und statt dessen die Stärke der Ablenkmagnete variiert. Für $r_0 = 7,25$ m ergab sich die maximale Kompression, wieder mit einer Peak-Breite im angestrebten Bereich (siehe Abbildung 3.4.4)

Abschließend wurde der Einfluss der Länge der Ablenkmagnete studiert. Wurde für einen der beiden oben genannten optimierten Fälle l_1 verringert, so verschlechterte sich die Kompression. Wurde l_1 vergrößert trat sofort Überkompression auf. Dies ist verständlich, da die Parameter zuvor für $l_1 = 0,5$ m optimiert worden waren. Die Simulationen wurden daher mit $\sigma_E = 1,93$ MeV und $r_0 = 8,0$ m wiederholt. Für $l_1 = 0,55$ m wurde die beste Kompression und wieder eine Peak-Breite im gewünschten Bereich erreicht.

4.4 CSR - Coherent Synchrotron Radiation

Bei TBONE soll in den Dipolmagneten des THz Generation Arc kohärente Strahlung erzeugt werden. Dies führt zu der Frage, ob auch in den Magneten des Bunch Compressors kohärente Strahlung erzeugt wird und falls dies der Fall ist, ob diese mit dem Bunch wechselwirkt und ihn dadurch deformiert.

Um dies zu überprüfen wurde eine Simulationsreihe durchgeführt, bei der die Bunchladung variiert wurde. Die Leistung der CSR steigt quadratisch mit der Teilchenzahl bzw. der Ladung. Falls also Effekte durch CSR auftreten, so sollten deren Auswirkungen bei Erhöhung der Ladung stark zunehmen. Für TBONE wird eine Bunchladung von etwa 100 pC angestrebt.

Für die Simulationen wurde das Programm CSRtrack [26] verwendet. Dieses berück-

sichtigt explizit den Effekt der kohärenten Synchrotronstrahlung. Mehr Informationen zu CSRtrack finden sich in Kapitel 6.

In der ersten Reihe von Simulationen wurde zunächst die Bunchladung verringert. Hierbei veränderte sich die Form der finalen Stromverteilung nicht. Dies legt nahe, dass bei 100 pC CSR Effekte vernachlässigt werden können.

In einer zweiten Simulationsreihe wurde die Ladung stückweise erhöht. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.4.1 zu sehen. Ab einer Bunchladung von ca. 1 nC beginnt sich

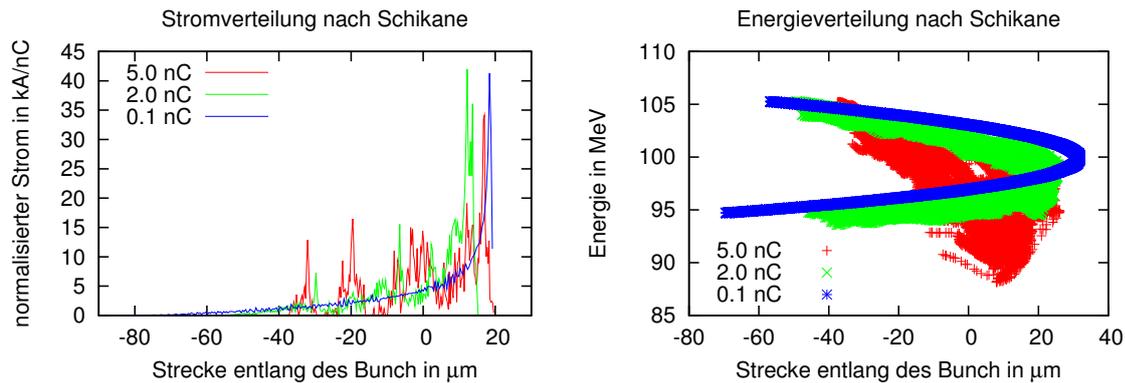


Abbildung 4.4.1: Gezeigt sind die finale Energie und Stromverteilungen für unterschiedliche Bunchladungen. Der Strom ist mit der jeweiligen Bunchladung normiert. ($\sigma_E = 2,36\%$, $r_0 = 8$ m)

eine Strukturierung des Bunches zu zeigen, welche sich mit weiterer Erhöhung der Bunchladung verstärkt. Hierbei handelt es sich vermutlich um Microbunching durch CSR, wie es in [28, 29] beschrieben ist. Auf der rechten Seite der Abbildung sieht man die finale Energieverteilung für die entsprechenden Bunchladungen. Man erkennt eine deutliche Verformung der Energieverteilung. Außerdem erkennt man den Energieverlust durch Synchrotronstrahlung. Im Vergleich zur Energieverteilung, wie sie für eine Bunchladung von 0,1 nC entsteht (blaue Kurve im Schaubild), ist die Energie für die Fälle höherer Bunchladung deutlich abgesunken (rote und grüne Kurven). Eine Überprüfung der Ergebnisse auf numerische Effekte ist in Kapitel 6.4 zu finden.

4.5 Raumladeeffekte

CSRtrack bietet verschiedene Methoden für das Tracking von Ladungsverteilungen. In der für die sonstigen Simulationen verwendeten Methode werden Raumladeeffekte nicht berücksichtigt. Um den Effekt von Raumladeeffekten zu überprüfen wurde die Simulation für den Fall optimaler Kompression mit einer anderen Tracking

Methode wiederholt und die Ergebnisse verglichen. Es zeigte sich kein wesentlicher Effekt auf die finale Stromverteilung, allerdings vergrößerten sich die horizontale Strahlgröße und die horizontale Emittanz. Probleme und Resultate werden detailliert in Kapitel 6.1 diskutiert.

4.6 Energieschwankungen und Bunchform

Es soll abgeschätzt werden, welchen Einfluss eine Schwankung der Anfangsenergie auf die Bunchform hat. Dies entspricht einer nicht zu 100% exakten Energie aus dem Linac, wie sie hauptsächlich durch Schwankungen der Beschleunigungsspannung entsteht [30]. Hierzu wurde in den Simulationen bei gleichbleibender Form und prozentualer Breite der Energieverteilung die Referenzenergie leicht variiert. Zuerst wurden die Simulationen mit einer Variation der Anfangsenergie um $\pm 0,1\%$ durchgeführt, was bereits einer sehr starken Schwankung entsprechen würde. Anschließend wurden die Simulationen mit einer Variation um $\pm 1\%$ wiederholt. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.6.1 zu sehen. Selbst bei einer Veränderung der Energie

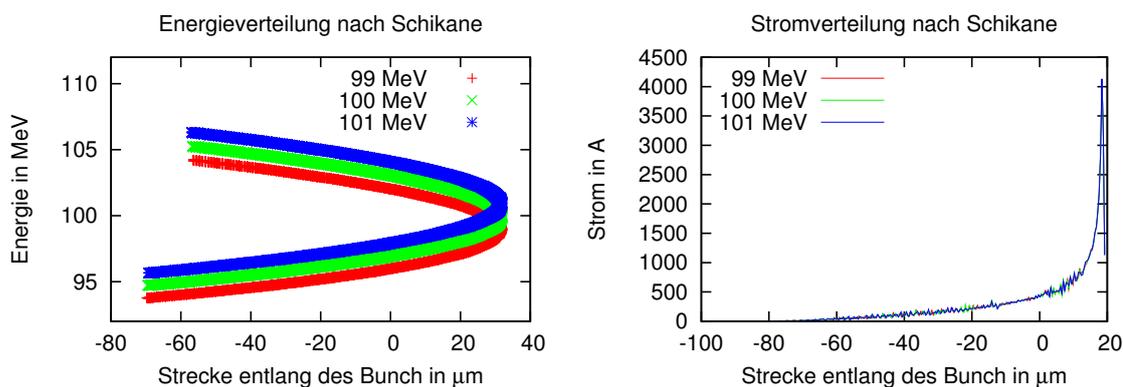


Abbildung 4.6.1: Gezeigt sind die finalen Energie- und Stromverteilungen für unterschiedliche Anfangsenergien. Selbst für eine Änderung der Anfangsenergie von $\pm 1\%$ zeigt sich keine nennenswerte Änderung. ($\sigma_E = 2,36\%$, $r_0 = 8,0\text{ m}$)

um $\pm 1\%$ zeigt sich keine nennenswerte Änderung der Energie- und Stromverteilung am Ende der Schikane. Dies bedeutet, dass eine Verschiebung der Energie um einen kleinen, konstanten Betrag in dieser Hinsicht kein Problem darstellt.

Allerdings können hierdurch andere Probleme wie zum Beispiel Ankunftszeitschwankungen entstehen, wie sie im folgenden Abschnitt näher diskutiert werden.

Außerdem ist damit zu rechnen, dass eine Energieschwankung im Beschleuniger nicht die Energie im Bunch linear verschiebt, sondern statt dessen die Energie für Teilchen an unterschiedlichen Positionen im Bunch unterschiedlich verändert und damit

die E-z-Korrelation verändert. Nichtlineare Anfangsenergiekorrelationen werden in Kapitel 5 diskutiert.

4.7 Ankunftszeitschwankungen

Nun soll abgeschätzt werden, wie sehr sich eine Schwankung der Anfangsenergie auf die Ankunftszeit des Bunch auswirkt. Hierzu wird zunächst die Laufzeit eines relativistischen Teilchens durch eine trapezförmige Schikane in Abhängigkeit von seinem γ -Faktor berechnet.

In den Magneten laufen die Teilchen auf dem Larmor Radius r ,

$$r = \frac{mv}{Be}.$$

Außerdem gilt

$$v \approx c, \quad \gamma = \frac{E}{E_0} \approx \frac{E_{kin}}{m_0 c^2}, \quad m = \gamma \cdot m_0,$$

also

$$r \approx \frac{\gamma m_0 c}{Be}.$$

Sei

l_1 die Länge der rechteckigen Magneten,

l_2 die horizontale Länge der Driftstrecke zwischen den Magneten 1-2 und 3-4,

D_1 die Länge der Driftstrecke zwischen den Magneten 1-2 und 3-4,

D_2 die Länge der Driftstrecke zwischen den Magneten 2-3,

θ der Ablenkwinkel des Teilchens im Magneten und

dr die Weglänge im Magneten,

dann gilt

$$\sin \theta = \frac{l}{r} \approx \theta, \quad \cos \theta = \frac{l_2}{D_1} \Rightarrow D_1 = \frac{l_2}{\cos \theta} = \frac{l_2}{\sqrt{1 - \sin^2 \theta}},$$

$$dr = \theta \cdot r = r \cdot \sin^{-1} \left(\frac{l}{r} \right).$$

Zusammen mit den folgenden beiden Näherungen [31]

$$\sin^{-1}(x) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(2k-1)!!}{(2k)!!} \frac{x^{2k+1}}{2k+1} \approx x + \frac{1}{2} \frac{x^3}{3} + \frac{3}{4} \frac{1}{2} \frac{x^5}{5}$$

$$(1 - \sin^2 \theta)^{-1/2} \approx (1 - \theta^2)^{-1/2} \approx 1 + \frac{\theta^2}{2} + \frac{3}{8} \theta^4$$

lässt sich die Weglänge damit nähern zu

$$\begin{aligned}
S &= 4dr + 2D_1 + D_2 = 4r \cdot \sin^{-1} \left(\frac{l_1}{r} \right) + 2 \frac{l_2}{\cos \theta} + D_2 \\
&\approx 4r \cdot \left[\frac{l_1}{r} + \frac{1}{6} \left(\frac{l_1}{r} \right)^3 + \frac{3}{40} \left(\frac{l_1}{r} \right)^5 \right] + 2l_2 \cdot \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{l_1}{r} \right)^2 + \frac{3}{8} \left(\frac{l_1}{r} \right)^4 \right] + D_2 \\
&= 4l_1 + 2l_2 + D_2 + \frac{1}{r^2} \left[\frac{2}{3} l_1^3 + l_2 l_1^2 \right] + \frac{1}{r^4} \left[\frac{3}{10} l_1^5 + \frac{3}{4} l_2 l_1^4 \right]. \tag{4.7.1}
\end{aligned}$$

Für $l_1 = 0,5 \text{ m}$, $l_2 = 2,5 \text{ m}$, $l_3 = 1,0 \text{ m}$ und $r_0 = r(100 \text{ MeV}) = 7,25 \text{ m}$ ergibt sich eine Weglänge von $S_{100} = 8,0135 \text{ m}$ für ein Teilchen mit Referenzenergie. Für eine Energieabweichung von $\pm 0,1 \%$ ergeben sich

$$\begin{aligned}
S_{100} - S_{99,9} &\approx -27,2 \mu\text{m} \approx -90,7 \text{ fs} \cdot c \\
S_{100} - S_{100,1} &\approx +27,1 \mu\text{m} \approx +90,4 \text{ fs} \cdot c
\end{aligned}$$

Dies ist klein verglichen mit dem zeitlichen Abstand von Bunch zu Bunch von ca. 100 ns (entsprechend 10 MHz Injektionsfrequenz), aber groß verglichen mit der angestrebten Bunchlänge von lediglich 5 fs! Das bedeutet, dass Experimente, die empfindlich auf die exakte Ankunftszeit des Strahlungspulses reagieren, nicht wie sonst üblich über die Radiofrequenz des Beschleunigers synchronisiert werden können. Sie benötigen statt dessen einen Trigger, der direkt auf dem Strahl selbst beruht. Eine Möglichkeit hierfür wäre es z.B. die im letzten Magneten der Schikane entstehende Synchrotronstrahlung zu detektieren und diese als Trigger zu verwenden. Sollte die dort entstehende Strahlung nicht genug Leistung besitzen (der Ablenkradius in der Schikane ist wesentlich größer als der Ablenkradius im TGA², daher entsteht in der Schikane wesentlich weniger Synchrotronstrahlung, siehe Kapitel 8) müsste nach der Schikane ein Insertion Device zur Strahlungserzeugung eingebaut werden oder die Strahlung aus dem ersten Ablenkmagneten des TGA als Trigger verwendet werden.

4.8 Variation der Driftstrecken D_1

In dieser Simulationsreihe wurde die Länge der beiden Driftstrecken D_1 zwischen dem ersten und zweiten und zwischen dem dritten und vierten Magneten symmetrisch variiert und der Einfluss auf die Kompression untersucht. Wie erwartet ist der Einfluss gravierend. Mit Gleichung 4.7.1 lässt sich abschätzen, dass für das geplante Design der Schikane ca. 90 % der Weglängendifferenz zwischen den unterschiedlich energetischen Teilchen in den Driftstrecken D_1 und nur ca. 10 % in den Magneten zustande kommt.

²THz Generation Arc, siehe Kapitel 2

4.9 Variation der Driftstrecke D_2

Es wurde der Einfluss der Länge der Driftstrecke D_2 (zwischen dem zweiten und dem dritten Magneten) auf die Kompression untersucht. Innerhalb dieser Driftstrecke sollten die Trajektorien aller Teilchen wieder parallel sein, ihre Länge sollte also keinen Einfluss auf die Kompression haben. In einer Simulationsreihe wurde die Länge der Driftstrecke variiert, es zeigte sich ein sehr schwacher Einfluss auf die Kompression. Dieser ist begründet in den leicht unterschiedlichen Geschwindigkeiten der Teilchen und den daraus resultierenden leicht unterschiedlichen Laufzeiten. Die Verformung der finalen Stromverteilung deckt sich mit den Abschätzungen durch Geschwindigkeitsunterschiede. Der Effekt der Driftstrecke D_2 auf die Kompression kann vernachlässigt werden. Ihre Länge wird durch den benötigten Platz für Vakuumpumpen o.Ä. bestimmt.

4.10 Transversale Strahlgröße

Wie in Kapitel 4.2 bereits erwähnt beträgt die transversale Strahlgröße zu Beginn der Schikane $\sigma_x \approx 0,7$ mm. Aufgrund deren symmetrischen Aufbaus wird diese Strahlgröße auch am Ende der Schikane wieder erreicht. Der Einfluss von Raum-

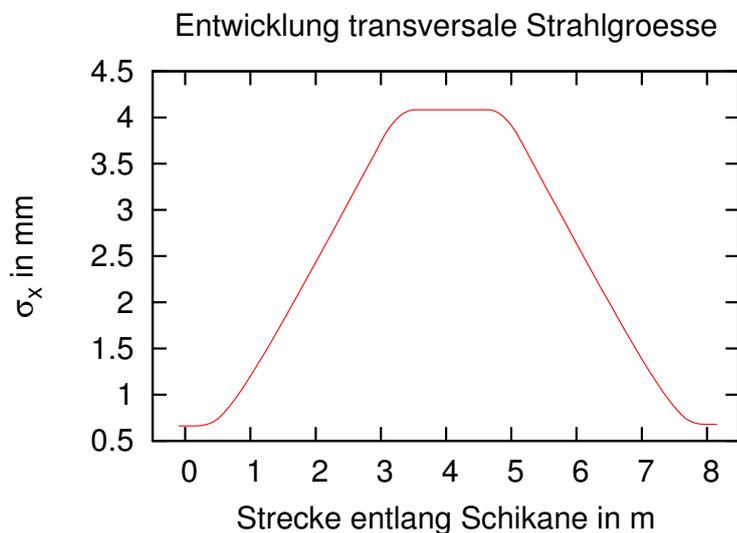


Abbildung 4.10.1: Gezeigt ist die Entwicklung der transversalen Strahlgröße entlang der Schikane für $\sigma_E = 1,93$ MeV und $r_0 = 7.25$ m.

ladungen wurde überprüft, es trat keine Erhöhung der transversalen Strahlgröße auf. Da Teilchen unterschiedlicher Energie jedoch in den Magneten eine unterschiedliche Ablenkung erfahren, verlassen sie den ersten Ablenkmagneten unter unterschiedlichen Winkeln. Innerhalb der ersten Driftstrecke wächst daher die trans-

versale Strahlgröße linear an, bis sie am Ende des zweiten Ablenkmagneten ihr Maximum erreicht. Bis zum Eintritt in den dritten Magneten bleibt die Strahlgröße konstant und verringert sich schließlich in der letzten Driftstrecke wieder auf den Anfangswert. Für $\sigma_E = 1,93 \text{ MeV}$, $r_0 = 7,25 \text{ m}$ erreicht der Strahl zwischen dem zweiten und dritten Magneten eine maximale Ausdehnung von $\sigma_x \approx 4,1 \text{ mm}$. Für $\sigma_E = 2,37 \text{ MeV}$, $r_0 = 8,0 \text{ m}$ beträgt die maximale Ausdehnung $\sigma_x \approx 4,5 \text{ mm}$. Die Entwicklung der Strahlgröße ist in Abbildung 4.10.1 zu sehen.

4.11 S-Schikane

Alle bisherigen Studien wurden mit einer trapezförmigen Schikane durchgeführt. Um eine S-förmige Schikane zu erhalten wurde bei der bisher verwendeten trapezförmigen Schikane die Ablenkrichtung im dritten und vierten Magneten umgedreht, um die Elektronen auf eine S-förmige Bahn zu zwingen. Des Weiteren wurde der Ablenkradius in den beiden mittleren Magneten so gewählt, dass er stets halb so groß war wie der Ablenkradius in den beiden äußeren Magneten. Mit der so erhaltenen Schikane ließ sich wieder eine Kompression im angestrebten Bereich erreichen.

4.12 Mehrstufige Kompression

Alle anderen im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Simulationen gehen von einstufiger Kompression aus. Die Wahl einstufiger Kompression ergibt sich aus dem bisher bei TBONE für die Schikane eingeplanten Platz, außerdem erleichtert die einfache Form der Schikane systematische Studien. In dieser Simulationsreihe soll überprüft werden, wie groß der Gewinn bei Verwendung einer zweistufigen Schikane wäre. Für die Studien wurde die in Kapitel 4.2 beschriebene Schikane dupliziert. Zwischen den beiden Stufen des Bunch Kompressors wurde eine Driftstrecke der Länge $1,86 \text{ m}$ für Diagnostik und Vakuumpumpen eingefügt. Für $\sigma_E = 1,93 \text{ MeV}$ wurden die Magnetstärken für die drei möglichen Fälle

1. hoher Feldstärke in der ersten und niedrigerer Feldstärke in der zweiten Stufe
2. gleicher Feldstärke in beiden Teilen der Schikane und
3. niedrigerer Feldstärke in der ersten und höherer Feldstärke in der zweite Stufe

optimiert. Die resultierenden Stromverteilungen sind in den Abbildungen 4.12.1 und 4.12.2 gezeigt. Für die richtige Wahl der Magnetstärken in den beiden Stufen der Schikane lässt sich der Spitzenstrom im Vergleich zum einstufigen Fall um etwa 10 % erhöhen. Für die Variante gleicher Ablenkradien in beiden Stufen der Schikane war

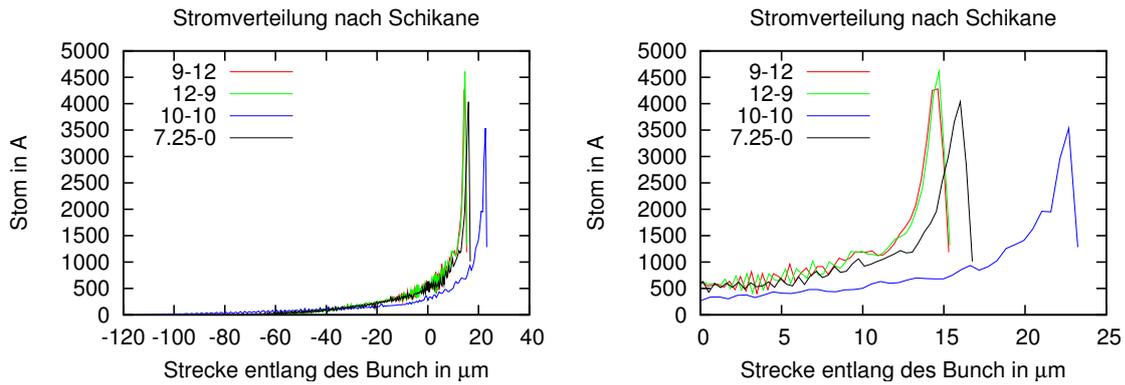


Abbildung 4.12.1: Gezeigt sind die Stromverteilungen für die 3 Fälle starker Kompression in der ersten Stufe (9-12), gleich starker Kompression in beiden Stufen (10-10) und starker Kompression in der zweiten Stufe der Schikane (12-9). Die Stromverteilung für einstufige Kompression ist zum Vergleich ebenfalls gezeigt (7,25-0). Rechts ist die Ladungsspitze vergrößert dargestellt. In der Legende ist jeweils der Ablenkradius in der ersten Stufe und der Ablenkradius in der zweiten Stufe der Schikane in Metern angegeben (wobei die Ablenkung um so stärker ist je kleiner der Radius).

es nicht möglich eine so gute Kompression wie im einstufigen Fall zu erreichen. Die Variante (3) mit hohem Ablenkradius in der ersten Stufe und kleinem Ablenkradius (hohem Feld) in der zweiten Stufe der Schikane lieferte die besten Ergebnisse. Dies

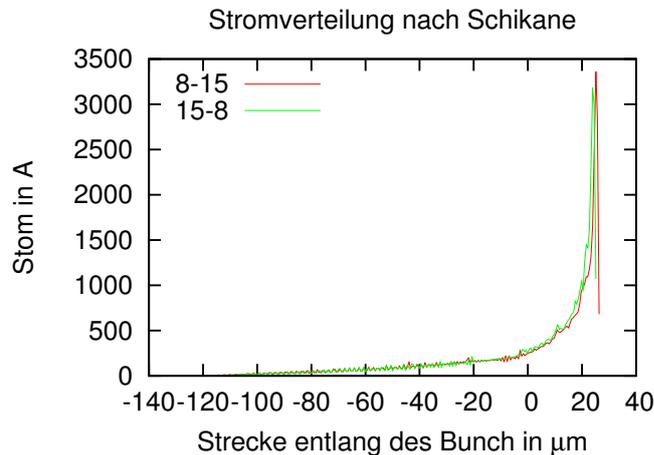


Abbildung 4.12.2: Gezeigt sind die Stromverteilungen für die Fälle (1) und (3) im direkten Vergleich. Es ist deutlich, dass es vorteilhaft ist die Stufe schwacher Kompression zu Beginn zu haben. (In diesem Fall ist dies die Kombination 15-8.)

Die Legende versteht sich jeweils als

(Ablenkradius in m in der ersten Stufe)-(Ablenkradius in m in der zweiten Stufe).

lässt sich dadurch verstehen, dass die schwache Kompression in der ersten Stufe

die Strom- und Ladungsverteilung des Bunch nur wenig verändert, den Bunch aber dennoch bereits etwas komprimiert (siehe Abbildung 3.4.3). Aufgrund des erhöhten Platzbedarfs ist der Verwendung einer zweistufigen Schikane vermutlich nicht rentabel.

4.13 Verformung des Bunch nach der Schikane

Elementar für die Funktion eines BC ist, dass dem Bunch eine Energieverteilung aufgeprägt wird, bei der die Elektronen am Kopf des Bunch eine geringere Energie besitzen als die Elektronen am Ende des Bunch. Eine entsprechende Energieverteilung ist z.B. in Abbildung 3.4.1 zu sehen. Für relativistische Elektronen, wie wir sie hier betrachten, kann die Geschwindigkeit in den meisten Fällen sehr gut durch die Lichtgeschwindigkeit c genähert werden. Dennoch besitzen die Elektronen innerhalb des Bunches nicht nur unterschiedliche Energien sondern dadurch bedingt auch unterschiedliche Geschwindigkeiten. Diese können für eine Energie des Referenzteilchens $E_0 = 100$ MeV um einige 100 m/s innerhalb des Bunch variieren. Für $E_0 = 60$ MeV ist der Effekt noch deutlich stärker, der Geschwindigkeitsunterschied zwischen zwei Teilchen mit $E_1 = 61$ MeV und $E_2 = 59$ MeV beträgt ca. 700 m/s. Innerhalb des BC kann dieser Geschwindigkeitsunterschied gegenüber der Veränderung der Weglänge durch die unterschiedlichen relativistischen Massen $m(E)$ vernachlässigt werden. In einer Driftstrecke nach dem BC entstehen durch ihn jedoch Laufzeitunterschiede zwischen den einzelnen Elektronen, die zu einer Veränderung der Ladungsdichte führen können.

Dieser Effekt soll zunächst abgeschätzt werden:

Die korrelierte Breite der Energieverteilung σ_E wird für TBONE im Bereich von 2 MeV liegen. Betrachten wir zwei Teilchen mit den Energien $E_1 = 99$ MeV und $E_2 = 101$ MeV und berechnen mit den bekannten Gleichungen [21]

$$v = \beta c, \quad \beta = \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2}}, \quad \gamma = \frac{E_{kin} + m_0 c^2}{m_0 c^2}$$

deren Geschwindigkeiten, so erhalten wir einen Geschwindigkeitsunterschied von ca. 160 m/s. In einer Driftstrecke der Länge 2 m entsteht hierdurch ein Laufzeitunterschied von ca. 3,5 fs. Dieser kann normalerweise immer vernachlässigt werden, ist aber in unserem Fall groß verglichen mit der angestrebten Peak Breite von lediglich 5 fs. Um den Effekt zu untersuchen wurde für das Tracking eine Driftstrecke der Länge 5 m an die Schikane angehängt und die entstehende Stromverteilung mit der Stromverteilung verglichen, die ohne selbigen Drift entsteht. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.13.1 gezeigt. Wie erwartet zeigt sich eine Verbreiterung des Peaks und ein leichtes Abfallen des Spitzenstroms. Der Effekt ist jedoch wesentlich klei-

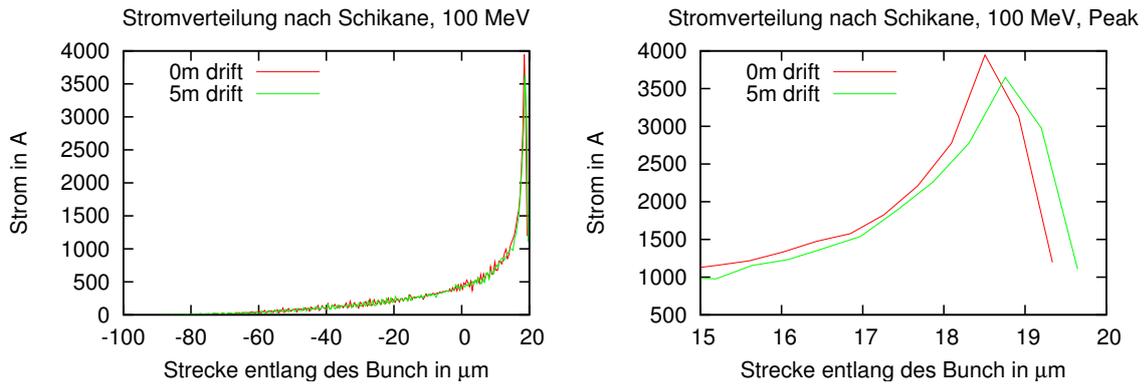


Abbildung 4.13.1: Gezeigt sind die Stromverteilungen, die sich direkt nach der Schikane und nach einer anschließenden Driftstrecke der Länge 5 m für $E_0 = 100$ MeV ergeben. Dabei ist das rechte Bild ein Zoom auf den Peak. Während des Drifts verbreitert sich der Peak, der Spitzenstrom fällt ab. Die korrelierte Energiebreite σ_E beträgt 2,36 %.

ner als abgeschätzt. Für eine Driftstrecke vom 5 m sollte sich der Peak nach obiger Abschätzung um ca. 10 fs verbreitern, also etwa drei mal so breit sein wie direkt nach der Schikane.

Anschließend wurden die Simulationen für $E_0 = 60$ MeV wiederholt, da sich hier der Effekt des Auseinanderlaufens noch deutlicher zeigen sollte. Dabei wurden zunächst die Magnetstärken für die geringere Teilchenenergie optimiert, um wieder maximale Kompression zu erreichen. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.13.2 gezeigt. Es zeigt

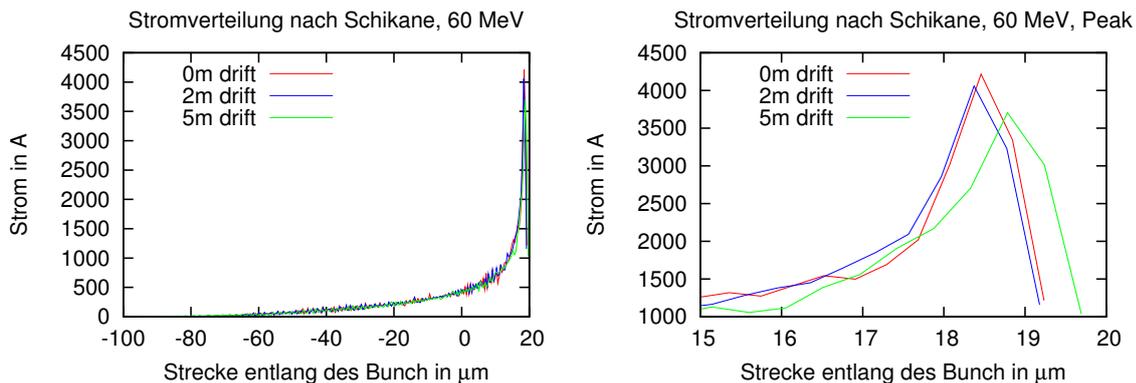


Abbildung 4.13.2: Gezeigt sind die Stromverteilungen für verschiedene Driftstrecken bei $E_0 = 60$ MeV. Dabei ist das rechte Bild ein Zoom auf den Peak. Vergleiche hierzu auch Abbildung 4.13.1. Die korrelierte Energiebreite σ_E beträgt wieder 2,36 %.

sich ein ähnliches Ergebnis. Offensichtlich bleibt der Peak deutlich länger bestehen als zuvor abgeschätzt.

CSRtrack berücksichtigt Geschwindigkeitsunterschiede zwischen den Teilchen innerhalb des Bunch aufgrund unterschiedlicher Energien. (Genauerer zu den hierzu durchgeführten Simulationen kann in Kapitel 6.2 nachgelesen werden.)

Das bedeutet, dass das deutlich geringer als naiv abgeschätzte Auseinanderlaufen andere Gründe haben muss. Es finden sich zwei Erklärungen:

1. Die Energiebreite im Peak ist deutlich geringer als im kompletten Bunch. Für die Simulationen wird eine anfängliche Ladungsverteilung in Parabelform verwendet. Der Großteil der Ladung sitzt also in der Mitte des Bunch, bei den Teilchen nahe der Referenzenergie und fällt zu den Rändern ab. Vergleicht man die finale Energieverteilung und die finale Stromverteilung so sieht man, dass sich der Peak genau aus diesen Teilchen zusammensetzt. Dies führt dazu, dass die Energiebreite σ_E des Peaks deutlich geringer ausfällt, als wenn man den kompletten Bunch betrachtet. Die auftretenden Geschwindigkeitsunterschiede fallen deshalb auch wesentlich geringer aus. ($\sigma_{E,Bunch} \approx 2,4 \text{ MeV}$, $\sigma_{E,Peak} \approx 0,6 \text{ MeV}$)
2. Die Bewegung der Teilchen innerhalb des Peak. Betrachtet man einzelne Teilchen innerhalb des Bunches während des Drifts genauer so stellt man fest, dass sich die Teilchen sehr wohl gegeneinander verschieben, und zwar genau in dem Maß wie zuvor abgeschätzt. Allerdings befinden sich direkt hinter der Schikane die Teilchen mit höherer Energie noch am Ende des Peak, der Kopf des Peak wird von Teilchen niedrigerer Energie gebildet. Dies bedeutet, dass die höherenergetischen Teilchen nicht wie zunächst angenommen aus dem Peak davon laufen, sondern diesen zunächst einmal ein- und überholen müssen. Im gleichen Maß fallen die langsameren Teilchen am Kopf des Peak zunächst in diesen zurück und tragen so ebenfalls noch zum Spitzenstrom bei.

Aufgrund dieser Umsortierung innerhalb des Bunch und der geringeren Energiebreite bleibt der Peak deutlich länger bestehen als zunächst abgeschätzt. Ein gravierendes Auseinanderlaufen tritt erst auf, wenn die schnelleren Teilchen die langsameren tatsächlich überholt haben. Dies tritt je nach anfänglicher Energieverteilung erst nach einigen 10 m ein, was wesentlich länger ist als der geplante Abstand zwischen Schikane und THz Generation Arc.

Die normalerweise für die Simulationen verwendete Simulationemethode ('projected') berücksichtigt keine Raumladungseffekte. Da die Ladungsdichte nach der Kompression maximal ist, wurde untersucht ob diese das Auseinanderlaufen des Bunches wesentlich verstärkt. Die Simulationen wurden daher mit der Methode 'csr_g-to-p'

wiederholt. (Siehe Kapitel 6.1 für mehr Informationen über die verschiedenen Simulationsmethoden.) Abbildung 4.13.3 zeigt die Ergebnisse für eine Strahlenergie von 100 MeV, Abbildung 4.13.4 die Ergebnisse für 60 MeV. Betrachtet man die unter

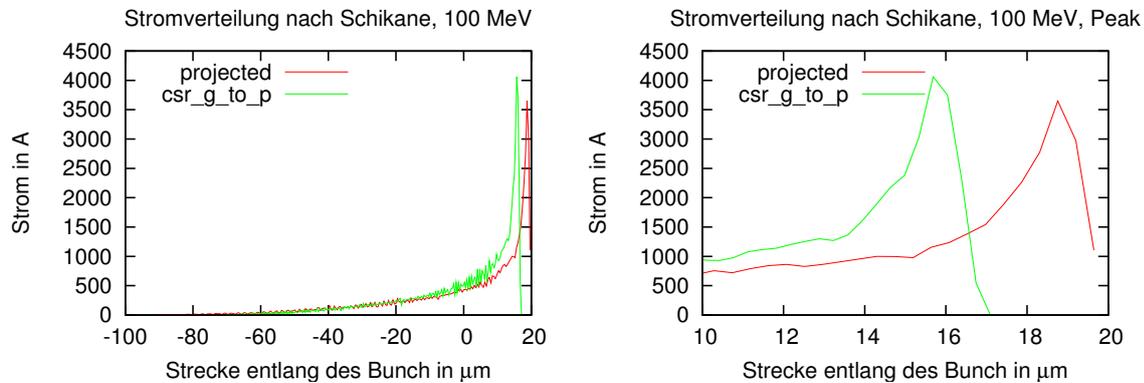


Abbildung 4.13.3: Gezeigt sind die Stromverteilungen nach einem 5 m langen Drift nach der Schikane für die Simulationsmethoden 'projected' und 'csr_g_to_p'. Unter Berücksichtigung von Raumladungen wurde ein höherer Spitzenstrom erreicht. ($E_0 = 100$ MeV, $\sigma_E = 2,36\%$)

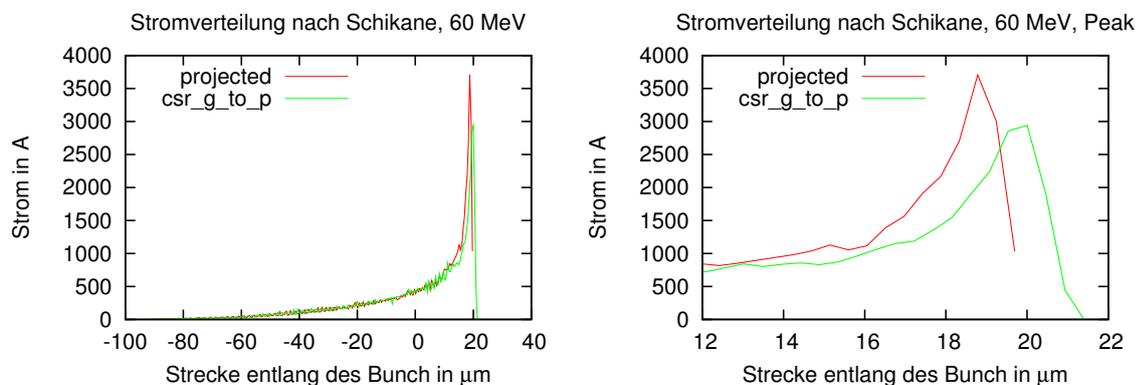


Abbildung 4.13.4: Gezeigt sind die Stromverteilungen nach einem 5 m langen Drift nach der Schikane für die Simulationsmethoden 'projected' und 'csr_g_to_p'. Unter Berücksichtigung von Raumladungseffekten ist der Spitzenstrom deutlich zurück gegangen. ($E_0 = 60$ MeV, $\sigma_E = 2,36\%$)

Berücksichtigung von Raumladungseffekten berechneten Stromverteilungen am Ende der Driftstrecke, so zeigt sich für eine Strahlenergie von 100 MeV ein Anstieg des Spitzenstroms. Die Raumladung hat in diesem Fall eine fokussierende Wirkung. Für 60 MeV ging der Spitzenstrom wie befürchtet deutlich zurück.

Für eine Strahlenergie von 100 MeV kann das Problem des Auseinanderlaufens vermutlich vernachlässigt werden, zumal die Driftstrecke bis zum TGA³ voraussichtlich nicht länger als 2 m sein wird. Für 60 MeV kann das Auseinanderlaufen des Bunches aufgrund von Raumladungseffekten ein Problem darstellen. Es muss versucht werden die Driftstrecke bis zum TGA, als auch diesen selbst, möglichst kurz zu halten.

Dem Auseinanderlaufen des Bunches aufgrund von Geschwindigkeitsunterschieden kann auf dreierlei Arten entgegen gewirkt werden:

1. Durch eine möglichst geringe Breite der Energieverteilung und dadurch bedingt möglichst geringe Geschwindigkeitsunterschiede. Allerdings ist eine gewisse Energiebreite nötig, da der Bunch sonst nicht komprimiert werden kann, vergleiche Kapitel 5.4.
2. Durch eine möglichst hohe Strahlenergie. Je höher die mittlere Strahlenergie, desto geringer fallen die Geschwindigkeitsunterschiede aufgrund der E - z -Korrelation aus.
3. Durch eine Anpassung des THz Generation Arc.
Durch eine entsprechende Wahl der Optik kann hier erreicht werden, dass die höherenergetischen Teilchen leicht schwächer abgelenkt werden und somit einen längeren Weg laufen müssen als die Teilchen niedrigerer Energie. Dies würde den Prozess des Auseinanderlaufens wieder umkehren.

³ THz Generation Arc, siehe Kapitel 2

4.14 Strahlparameter nach Schikane

Zum Abschluss dieses Kapitels soll eine Zusammenfassung aller Strahlparameter gegeben werden, wie sie für eine mögliche Schikane mit $r_0 = 7,25$ m für einen Strahl mit $\sigma_E = 1,93$ MeV entstehen. Für die Simulationen wurde die Methode 'csr.g.to.p' verwendet, da die ansonsten verwendete 'projected' Methode zwar gute Ergebnisse für die normalerweise im Vordergrund stehende longitudinale Ladungsverteilung liefert, aber unter anderem die Emittanz deutlich zu gering berechnet und Raumladungseffekte nicht beachtet. (Siehe Kapitel 6.1 für eine Diskussion der Simulationsmethoden.)

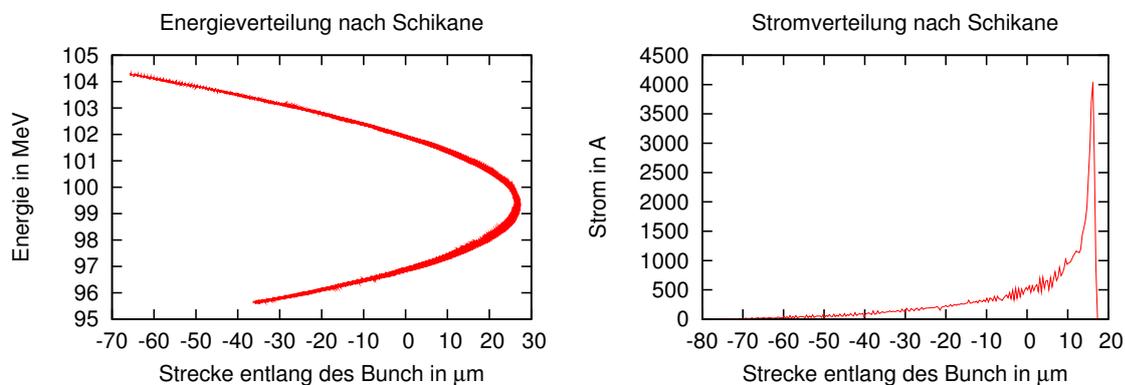


Abbildung 4.14.1: Gezeigt sind die Energieverteilung (links) und die Stromverteilung (rechts) nach der Schikane für $r_0 = 7,25$ m und $\sigma_E = 1,93$ MeV.

Abbildung 4.14.1 zeigt die Energie- und die Ladungsverteilung am Ende der Schikane, wie sie bereits aus den voran gegangenen Abschnitten bekannt sind. Die Stromverteilung zeigt eine hohe Spitze mit einer Breite von etwa 5 fs.

Abbildung 4.14.2 zeigt die Verteilung des horizontalen Impulses und der Emittanz entlang des Bunch. Im Bereich der Ladungsspitze ist der horizontale Impuls recht hoch. Da die Emittanz als Fläche der Phasenraumellipse direkt mit dem Impuls verbunden ist, zeigt sich die Spitze in der Impulsverteilung auch bei der Emittanz. Aufgrund der Form der in Abbildung 4.14.3 gezeigten horizontalen Strahlgröße ist die Spitze hier sogar noch ausgeprägter als beim Impuls.

Abbildung 4.14.3 schließlich zeigt die horizontale Strahlgröße und die Position des Ladungsschwerpunkts nach der Schikane. Die Strahlgröße wächst in Richtung des Kopf des Bunches leicht an. Dies liegt vermutlich an kohärenter Synchrotronstrahlung. Diese wird über den ganzen Bunch emittiert und tritt jeweils mit den weiter vorne liegenden Teilchen in Wechselwirkung.

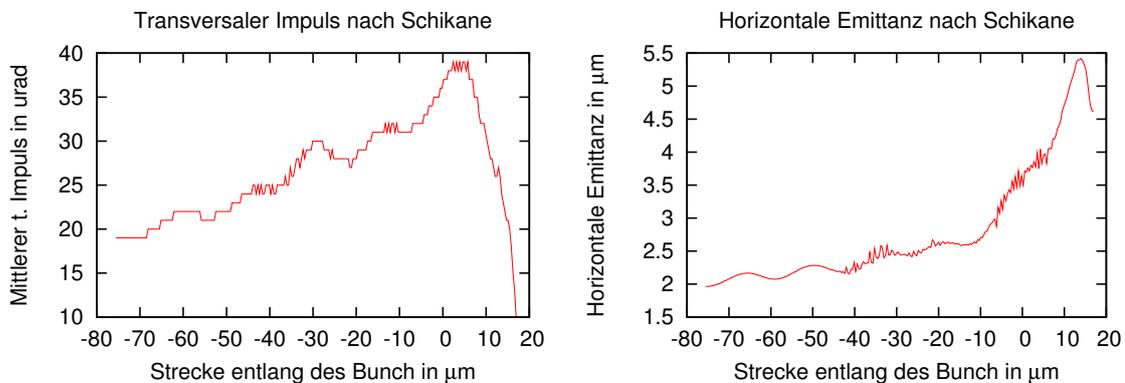


Abbildung 4.14.2: Links: Die Verteilung des horizontalen Impulses entlang des Bunch nach der Schikane. Im Bereich der Ladungsspitze ist der horizontale Impuls recht hoch. Rechts: Die so genannte Sliced Emittance, also die horizontale Emittanz für jede der 1000 Scheiben entlang des Bunch. Aufgrund des großen horizontalen Impulses im Bereich der Ladungsspitze ist auch die Emittanz dort deutlich höher als im restlichen Bunch.

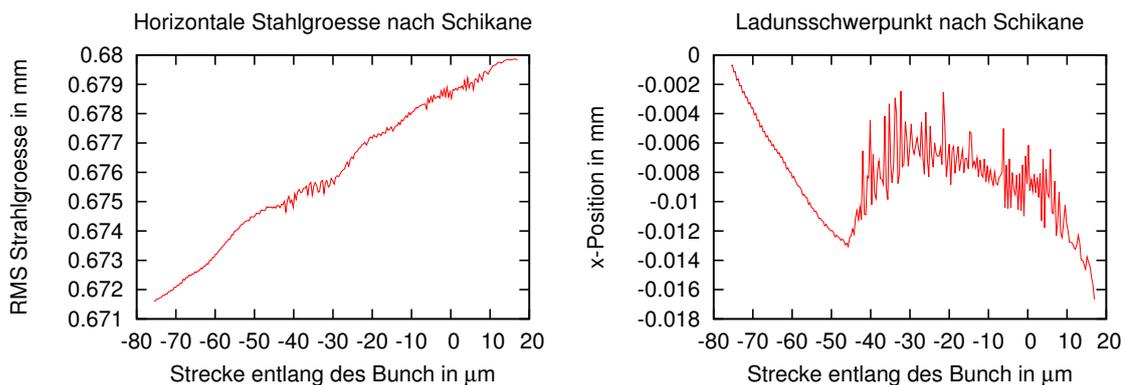


Abbildung 4.14.3: Gezeigt sind die horizontale Strahlgröße und die Position des Ladungsschwerpunkts nach der Schikane.

Kapitel 5

Nicht idealisierte Anfangsbedingungen

Alle in Kapitel 4 durchgeführten Simulationen wurden mit einem linearen Chirp durchgeführt. Dies stellt einen idealisierten Fall dar, der so in der Realität nicht erwartet werden kann. In den meisten Linacs enthält die E-z-Korrelation eine nicht-lineare Komponente. Diese rührt daher, dass zur Beschleunigung der Teilchen eine hochfrequente Wechselspannung verwendet wird. Aus Stabilitätsgründen findet die Beschleunigung nicht bei der Maximalspannung sondern auf einer der Flanken des Sinus statt (Vergleiche Kapitel 3.1.1 und 3.1.2). Die Beschleunigungsspannung ist also unterschiedlich für Teilchen mit unterschiedlicher Ankunftszeit. Dies ist für TBONE gewollt und benötigt, da die Bunche nur deshalb komprimiert werden können. Allerdings ist die Steigung des Sinus in dem für die Beschleunigung gewählten Bereich nicht konstant, somit ist auch die E-z-Korrelation nicht linear. (Nahe des Nulldurchgangs ist die Steigung des Sinus näherungsweise konstant, allerdings ist hier die Spannung Null und es findet keine Beschleunigung statt.) In diesem Kapitel soll untersucht werden, wie sehr sich eine Abweichung von idealisierten Fall auswirkt.

5.1 Nicht lineare Anfangsenergieverteilungen

Um eine realistische Verteilung abzuschätzen, wurde anstatt der linearen Korrelation ein Polynom dritter Ordnung zur Erzeugung der Energieverteilung verwendet. Sei l_{bi} die anfängliche Bunchlänge und z die longitudinale Position entlang des Bunch, dann wird die Energieverteilung entlang des Bunch für die folgenden Simulationen parametrisiert durch

$$E(z) = a_0 + a_1 \cdot z + \frac{a_2}{l_{bi}} \cdot z^2 + \frac{a_3}{l_{bi}^2} \cdot z^3 \quad (5.1.1)$$

mit a_0 in MeV und a_1, a_2 und a_3 in MeV/m. Es ist außerdem zu erwarten, dass

$$\frac{a_3}{l_{bi}^2} \cdot z^3 < \frac{a_2}{l_{bi}} \cdot z^2 \ll a_1 \cdot z \ll a_0.$$

Für die Simulationen wurde $r_0 = 8$ m und $a_1 = -44$ gewählt, dies entspricht $\sigma E = 2,37$ MeV im Fall $a_2 = a_3 = 0$. Für die Anfangsladungsverteilung wurde weiterhin die Parabelform beibehalten. In einer ersten Simulationsreihe wurde für $a_3 = 0$ der Parameter für die quadratische Energieabhängigkeit a_2 variiert. Es zeigte sich keine Änderung der finalen x-Emittanz. Auch blieb für $a_2 \leq 10$ die Breite der Stromspitze von ca. 5 fs erhalten und stieg erst danach drastisch an. In der nächsten Simulationsreihe wurde für $a_2 = 0$ der Parameter a_3 variiert. Für $a_3 \geq 10$ zeigt sich eine deutliche Deformation der finalen Stromverteilung. Diese verschlimmerte sich zunehmend für größere Werte von a_3 . In einer letzten Simulationsreihe wurden sowohl a_2 als auch a_3 variiert. Die Ergebnisse sind in der folgenden Tabelle dargestellt.

a_2	a_3	finale Bunchlänge in μm , RMS	Spitzenstrom in A
0	0	20,2	4127
0,1	0,1	20,5	4083
1	1	23,5	3460
2,5	2,5	28,6	3132
5	5	37,5	2541
10	10	55,8	1770
5	1	35,5	2545
1	5	25,7	3670

Die Ergebnisse sind noch einmal in Abbildung 5.1.1 dargestellt. Aufgrund der Division durch die Anfangsbunchlänge hat der Koeffizient für die Korrelation zweiter Ordnung einen deutlich stärkeren Einfluss als der Koeffizient für die Korrelation dritter Ordnung.

Bei allen drei Simulationsreihen zeigte sich ein relativ schnelles Abfallen des Spitzenstroms bei einer Abweichung vom idealisierten Fall einer linearen Energiekorrelation. Jedoch blieb die Breite des Peak über einen recht weiten Parameterbereich beinahe konstant. Dies bedeutet, dass sich die spektrale Verteilung der erzeugten Strahlung nur unwesentlich ändert, ihre Intensität jedoch deutlich abnimmt. Siehe hierzu Kapitel 8.

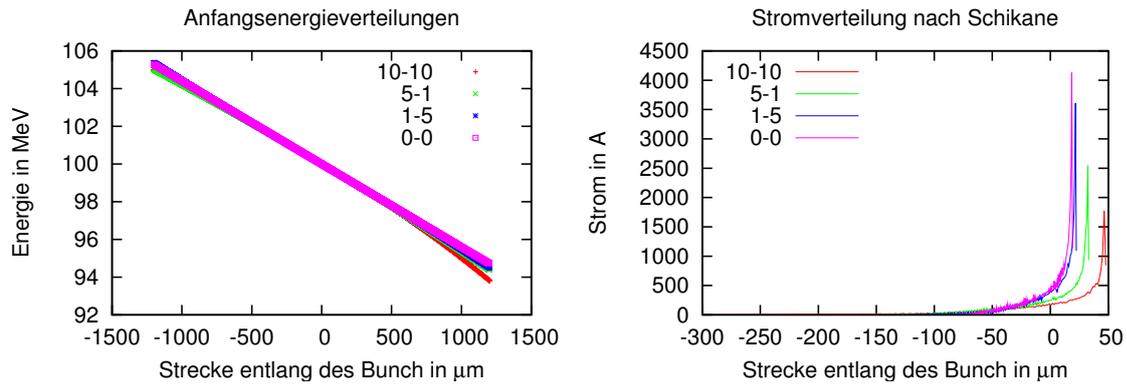


Abbildung 5.1.1: Gezeigt sind die Anfangsenergieverteilungen (links) und die daraus resultierenden Stromverteilungen nach der Schikane (rechts) für verschiedene E-z-Korrelationen. Die Legende versteht sich als a_2 - a_3 , siehe Gleichung 5.1.1. Die Simulationen wurden für $a_1 = -44 \text{ MeV/m}$ und $r_0 = 8,0 \text{ m}$ durchgeführt.

5.2 Energieschwankungen

In den in Kapitel 4.6 in Hinblick auf Energieschwankungen durchgeführten Simulationen wurde immer eine lineare Anfangsenergieverteilung verwendet. Die E-z-Korrelation wurde nun um Beiträge zweiter und dritter Ordnung erweitert. Es wurden die Parameter $a_1 = -36$, $a_2 = 20$ und $a_3 = 15$ verwendet. Dies entspricht einem äußerst pessimistischen Szenario und ist wesentlich schlechter als für TBONE erwartet. Für einen Ablenkradius $r_0 = 7,25 \text{ m}$, wie er im Fall linearen Chirps verwendet wurde, trat bereits Überkompensation auf. Der Ablenkradius musste daher auf $r_0 = 7,45 \text{ m}$ erhöht werden. Der Spitzenstrom fiel im Vergleich zum linearen Fall drastisch ab, ebenso stieg die Gesamtlänge des Bunch deutlich an. Anschließend wurden die Simulationen mit variiertener Referenzenergie durchgeführt um die resultierenden Stromverteilungen zu vergleichen. Erfreulicherweise änderte sich die Stromverteilung für leicht unterschiedliche Referenzenergien nicht, was die Ergebnisse aus Kapitel 4.6 bestätigt. Die anfänglichen und finalen Stromverteilungen für einen Bunch mit linearer und nichtlinearer Energiekorrelation und einer Energie des Referenzteilchens $E_0 = 100 \text{ MeV}$ sind in Abbildung 5.2.1 zu sehen. Abbildung 5.2.2 zeigt den Vergleich zwischen der Stromverteilung im linearen und nichtlinearen Fall und die Stromverteilungen für leicht variierte Referenzenergien.

Für ein Teilchen mit Referenzenergie beträgt die Höhe der Schikane $19,01 \text{ cm}$ für $r_0 = 7,25 \text{ m}$. Bei Erhöhung des Ablenkradius auf $r_0 = 7,45 \text{ m}$ verringert sich diese Höhe auf $18,96 \text{ cm}$. Eine Schwankung dieser Größenordnung sollte ohne eine Verbreiterung des Strahlrohrs akzeptabel sein. Eine Anpassung der Magnetstärken an eventuelle

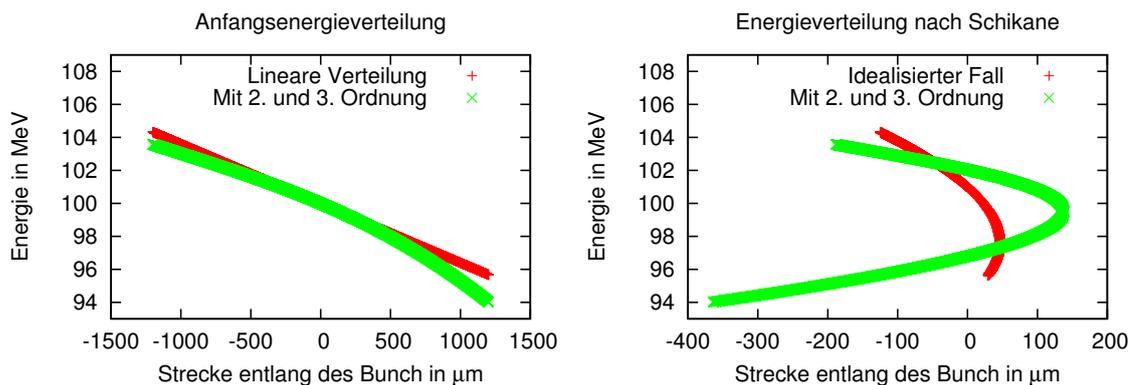


Abbildung 5.2.1: Gezeigt ist die Energieverteilung mit Beiträgen zweiter und dritter Ordnung, wie sie für die Simulationen verwendet wurde. Die Energieverteilung für eine lineare Anfangsenergieverteilung ist zum Vergleich ebenfalls gezeigt.

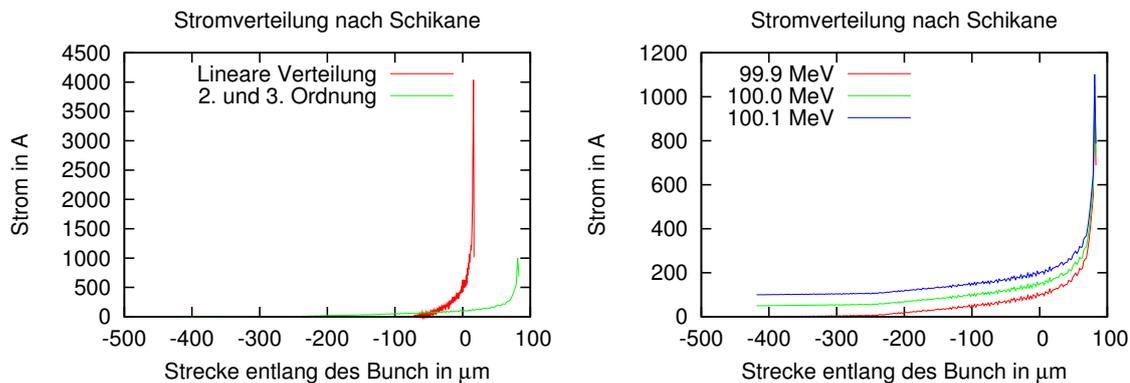


Abbildung 5.2.2: Gezeigt sind die Stromverteilungen nach der Schikane.

Links: Gezeigt ist der Vergleich zwischen einer linearen Anfangsenergieverteilung und einer Energiekorrelation mit zweiter und dritter Ordnung.

Rechts: Gezeigt sind die Verteilungen für variierte Referenzenergien. Die Stromverteilungen für 100 MeV und 100,1 MeV sind jeweils um 50 A nach oben verschoben, da die Kurven anderenfalls direkt über einander liegen würden und nicht zu unterscheiden wären.

Energieschwankungen des Beschleunigers sollte also auch nach dem Bau der Schikane nachträglich möglich sein.

5.3 Nachmodellierte Anfangsverteilungen

Für Studien mit realen Anfangswerten wurden die in [24] gegebenen Strom- und Energieverteilungen am Ende des 95 MeV Injektors von FERMI@elettra nachmodelliert. Anschließend wurden die Parameter an die Designparameter von TBONE ange-

glichen, also Bunchladung und Bunchlänge unter Beibehaltung der Form der Verteilungen geändert. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.3.1 zu sehen. Nachdem die Stärke

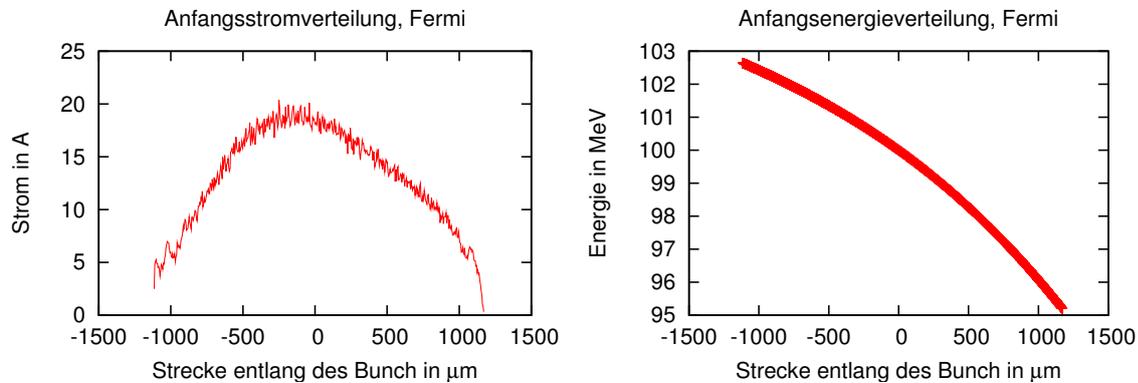


Abbildung 5.3.1: Die in 5.3.1 gegebenen Strom- und Energieverteilungen am Ende des Injektors vom FERMI@elettra wurden nachmodelliert. Links abgebildet ist die Strom-, rechts abgebildet die Energieverteilungen, wie sie für die Simulation verwendet wurde.

der Magnete für die Verteilungen optimiert wurde ergaben sich mit $l_3 = 1,14$ m die in 5.3.2 gezeigten finalen Strom- und Energieverteilungen. Die Ergebnisse sind in [1]

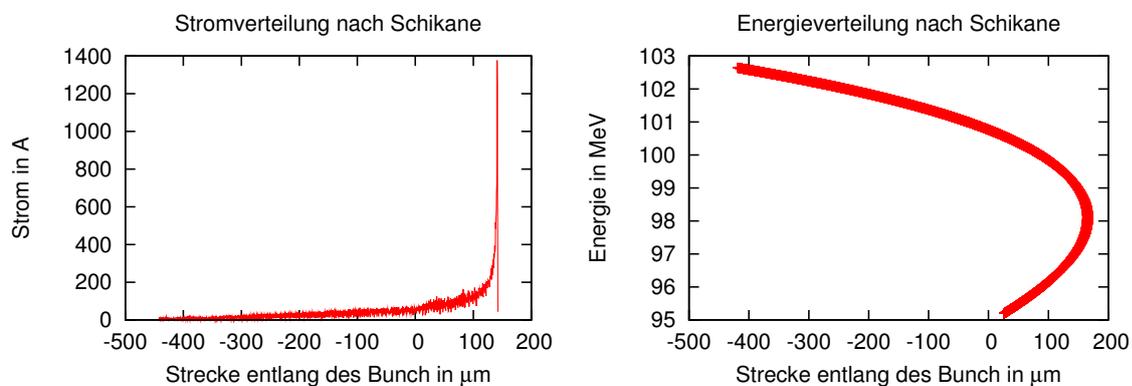


Abbildung 5.3.2: Für eine Teilchenverteilung mit der in Abbildung 5.3.1 gezeigten Energie- und Ladungsverteilung wurde ein Tracking durch die TBONE Schikane durchgeführt. Die Abbildung zeigt die resultierende Energie- und Ladungsverteilung. Die Spitze der Ladungsverteilung hat eine wieder Breite von lediglich 5 fs RMS.

publiziert. Die Spitze der Ladungsverteilung hat eine Breite von lediglich 5 fs RMS. Im Vergleich zu den idealisierten Anfangsbedingungen mit linearem Chirp hat sich die gesamte Bunchlänge deutlich verlängert. Dadurch bedingt ist der Spitzenstrom von über 4 kA im idealisierten Fall auf ca. 1,4 kA abgefallen.

5.4 Energieverteilung aus Tracking durch Linac

Für alle bisher durchgeführten Simulationen wurden die für das Tracking verwendeten Teilchenverteilungen so generiert, wie sie vor dem Eintritt in die Schikane angenommen werden. Die Annahmen basieren auf Fits an tatsächliche Ladungs- und Energieverteilungen, wie sie an bestehenden Linacs gemessen wurden. Die grundlegenden Charakteristika der so erzeugten Verteilungen sollten also relativ nahe an der Realität liegen, bleiben aber dennoch lediglich Näherungen. Um die Qualität der verwendeten Anfangsverteilung zu erhöhen wurden im Rahmen von [10] erste Simulationen für den für TBONE angestrebten Linac durchgeführt. Als Elektronenquelle wurde die in [3] genannte DC Photocathoden Quelle gewählt und die darin angegebene Energie- und Stromverteilung nachmodelliert. Allerdings sind die so erhaltenen Bunche deutlich länger, als die für TBONE angestrebten 2 ps RMS Bunchlänge vor Eintritt in die Schikane. Daher wurde die Teilchenverteilung an die für TBONE vorgesehenen Parameter angepasst, was insbesondere eine Verkürzung des Bunch um den Faktor zwei beinhaltet.

Mit der so erzeugten Verteilung wurde mit PLACET HTGEN [32] ein Tracking durch den Linac durchgeführt. Hierfür wurden drei 9-zellige supraleitende TESLA Kavitäten angenommen, wie sie voraussichtlich bei TBONE Verwendung finden werden. Die erhaltene Stromverteilung ist in Abbildung 5.4.1 zu sehen. Auffällig ist, dass

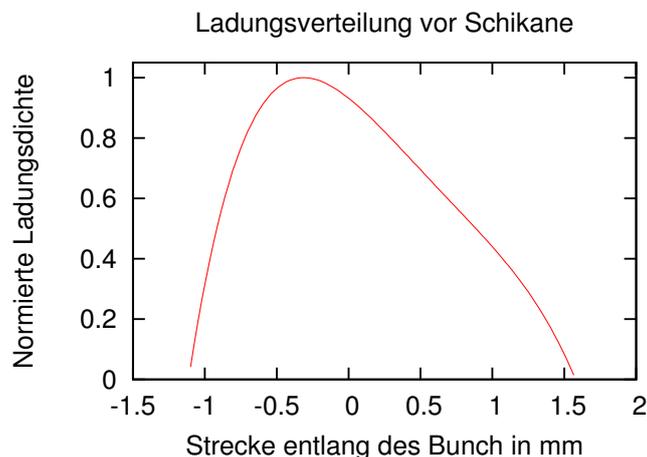


Abbildung 5.4.1: Gezeigt ist die Ladungsverteilung direkt nach dem Beschleuniger, wie sie aus den Simulationen mit PLACET HTGEN hervor gehen. Die Simulationen wurden anstelle von CSRtrack mit AT fortgesetzt. Da AT die Position im Bunch über die Ankunftszeit angibt, sitzt der Kopf des Bunch in diesem Fall links.

der Schwerpunkt der Ladungsverteilung nicht mittig im Bunch sitzt, sondern wie bereits in Kapitel 5.3 leicht in Richtung des Kopfes verschoben ist. Die Ladungs-

verteilung ist also nicht mehr parabelförmig wie in den idealisierten Simulationen angenommen.

PLACET HTGEN verwendet ähnlich CSRtrack ein sliced-beam-Modell, bei dem alle Teilchen innerhalb einer Scheibe dasselbe beschleunigende Feld innerhalb des Linac erfahren. Anders als bei CSRtrack wird die Ladungsverteilung innerhalb des Bunch und in den einzelnen Scheiben jedoch nicht über Makroteilchen mit entsprechenden Gewichtungsfaktoren geregelt. Statt dessen ergibt sich die Ladungsverteilung entlang des Bunch über die Anzahl der Teilchen pro Scheibe und die räumliche Ausdehnung und die transversale Ladungsdichte aus der Position der einzelnen Teilchen innerhalb der Scheiben. Da PLACET die Teilchenverteilung also über sehr viele einzelne Teilchen repräsentiert, wird anstatt CSRtrack die Accelerator Toolbox (AT) für Matlab für die Simulationen zu verwendet (Siehe Kapitel 7 für mehr Informationen über AT).

Die Berechnungen in [10] wurden für drei unterschiedliche Sets von Phasen in den Kavitäten durchgeführt, wobei eine Phase von 0° die Phase maximaler Spannung bedeutet. Für die erste Kavität wurde stets eine Phase von 5° verwendet, um maximale Beschleunigung zu erhalten (Siehe Kapitel 3.1.1 und 3.1.2). Dadurch erreichen die Elektronen möglichst schnell relativistische Geschwindigkeit und die Ladungsverteilung wird während der Beschleunigung nicht mehr durch unterschiedliche Teilchengeschwindigkeiten verändert. Für die zweite und dritte Kavität wurde eine höhere Phase verwendet, um dem Bunch die benötigte Energieverteilung aufzuprägen. Es wurden die resultierenden Teilchenverteilungen für Phasen von 20° , 30° und 40° in den beiden Kavitäten berechnet. Je höher die Phase, desto größer ist die resultierende korrelierte Energiebreite, wie in Abbildung 5.4.2 zu sehen. Allerdings fällt durch die höhere Phase die Endenergie des Strahls ab. So betrug die mittlere Energie 74,0 MeV für eine Phase von 20° , 70,4 MeV für 30° und lediglich 66,2 MeV für eine Phase von 40° .

Für alle Phasen ließ sich Kompression im angestrebten Bereich erreichen. Allerdings war, verglichen mit den idealisierten Studien, eine deutliche Verringerung des Ablenkradius r_0 nötig. So betrug der Ablenkradius 3,3 m für 20° , 3,95 m für 30° und 4,55 m für 40° . Dies bedeutet, dass die Schikane verglichen mit den idealisierten Studien deutlich höher ist. So beträgt die Höhe für einen Ablenkradius von 7,25 m ca. 19 cm, für einen Ablenkradius von 3,3 m ca 42 cm! Für eine Phase von 20° fiel der Spitzenstrom im Vergleich zu den anderen beiden Phasen um ca. 10% ab. Die erhaltenen Ladungsverteilungen sind in Abbildung 5.4.3 zu sehen. Aufgrund der im Vergleich zu einer Phase von 40° höheren erreichbaren Endenergie des Strahls ist daher eine Phase von 30° zu empfehlen.

Im Gegensatz zu allen anderen im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Simulationen wurde für diese Simulationsreihe die Anfangsteilchenverteilung nicht als

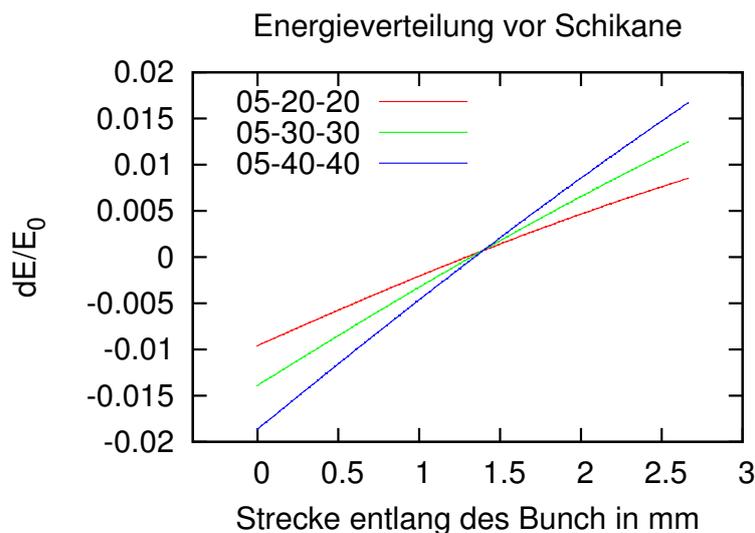


Abbildung 5.4.2: Gezeigt sind die Energieverteilungen nach dem Linac für unterschiedliche Phasen in den Kavitäten. In der Legende ist jeweils die Phase in Grad in der ersten, zweiten und dritten Kavität angegeben. Die mittlere Energie beträgt $E_0 = 74,0$ MeV für 05-20-20, $E_0 = 70,7$ MeV für 05-30-30 und $E_0 = 66,2$ MeV für 05-40-40.

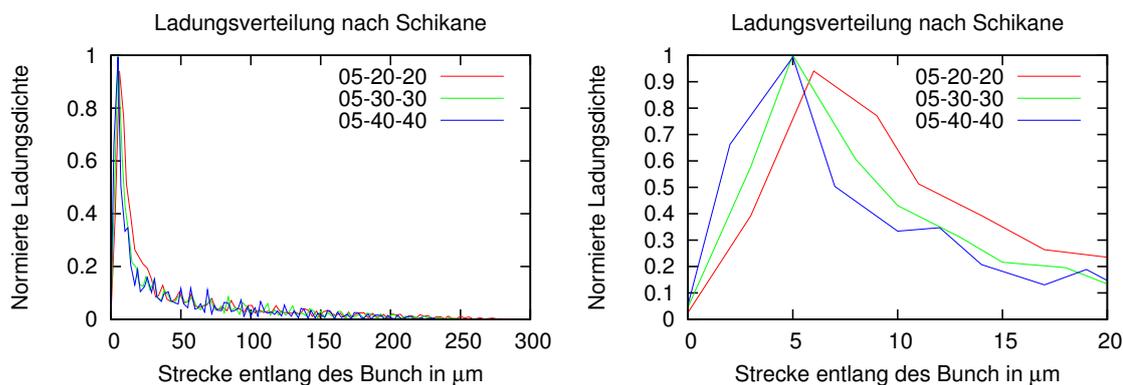


Abbildung 5.4.3: Gezeigt sind die normierten Ladungsverteilungen, wie sie sich für unterschiedliche Phasen erreichen ließen. Die erreichbare Kompression für 30° und 40° ist praktisch identisch, für eine Phase von 20° fällt der Spitzenstrom um ca. 10% ab. Das rechte Bild ist ein Zoom auf die Ladungsspitze. In der Legende ist jeweils die Phase in Grad in der ersten, zweiten und dritten Kavität angegeben.

Näherung an Teilchenverteilungen, wie man sie typischerweise nach Linacs erhält, erzeugt. Statt dessen wurde sie im Rahmen von [10], ausgehend von einer Verteilung nach dem Injektor, durch Tracking durch den für TBONE vorgesehenen Linac erzeugt. Sie stellt damit zusammen mit den in Kapitel 5.3 durchgeführten Simulationen die realistischsten Simulationen dieser Arbeit dar. Daher ist das positive Ergebnis äußerst erfreulich!

Allerdings ist darauf hinzuweisen, dass sie nicht auf einer gemessenen oder simulierten Verteilung nach der Elektronenquelle beruhen, sondern dass die aus [3] gewonnene Verteilung zuvor wieder modifiziert wurde, um Bunche in der gewünschten Länge zu erhalten. Es ist daher nicht ganz sicher, ob eine solche Anfangsverteilung wirklich erhalten werden kann. Die in [5] angegebene Elektronenkanone ist in der Lage, Pulse mit einer Länge von lediglich 2 ps zu erzeugen, liefert allerdings eine maximale Bunchladung von lediglich 77 pC. Studien zur Wahl der richtigen Quelle für TBONE sind daher dringend erforderlich. Ausgehend von den aus diesen Studien hervorgehenden Teilchenverteilungen müssen die Studien für das Tracking durch den Linack und den Bunch Compressor wiederholt werden.

Kapitel 6

Studien zu CSRtrack

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit systematischen Studien zum Verhalten des verwendeten Tracking Codes an sich. Für die Simulationen wurde CSRtrack in Version 1.201 [26, 33] verwendet. Dieser Code wurde gewählt, da er die für TBONE äußerst wichtigen kollektiven Effekte, insbesondere CSR, berücksichtigt.

6.1 CSR Modelle, Raumladung

CSRtrack ist ein Code zur Berechnung der Bewegung eines Kollektivs von Teilchen durch eine gegebene Anordnung von Magneten. Er bietet verschiedene Modelle für die Berechnung von Eigenwechselwirkungen, u.A.

- 'projected'
In diesem Modell verwendet CSRtrack ein einfaches und sehr effizientes Modell, das die transversalen Dimensionen der Teilchenverteilung, transversale Kräfte, transversale Abhängigkeiten longitudinaler Kräfte als auch Raumladungseffekte vernachlässigt. Die Methode basiert auf einem so genannten sub-bunch Ansatz. Alle Teilchen werden durch Unterpakete mit entsprechender Stärke und longitudinaler Position repräsentiert. Die dreidimensionale Teilchenverteilung wird durch eine eindimensionale Ladungsdichte approximiert.
- 'csr_g_to_p'
ersetzt alle Teilchen durch dreidimensionale, gaussförmige sub-bunches. Diese haben alle eine eigene Trajektorie und Stärke, aber die gleiche Form. Vertikale Versetzungen und Teilchenbewegungen werden vernachlässigt. Das elektrische Feld wird auf einem Gitter berechnet. Diese Methode erfordert deutlich mehr Rechenzeit als die 'projected' Methode.

Um zu überprüfen, ob Raumladungseffekte eine wesentliche Rolle spielen, wurde das Tracking durch die übliche Schikane mit den beiden oben genannten Methoden

durchgeführt. Bei Verwendung der Methode 'csr_g_to_p' vergrößerte sich die horizontale Strahlgröße um ca. ein Prozent gegenüber den Ergebnissen der Simulationen mit der 'projected' Methode. Die Veränderung der finalen Stromverteilung war ebenfalls marginal. Allerdings vergrößerte sich die horizontale Emittanz deutlich. Da die 'projected' Methode sämtliche transversalen Abhängigkeiten vernachlässigt, insbesondere die transversale Abhängigkeit longitudinaler Kräfte, ist dies nicht verwunderlich. Es ist bekannt, dass die 'projected' Methode die Slice Emittanz deutlich unterschätzt, siehe z.B. [34]. In Abbildung 6.1.1 sind die horizontale Emittanz und die horizontale Strahlgröße für die beiden verglichenen Methoden gezeigt. Abbildung 6.1.2 zeigt die finalen Stromverteilungen und die finalen Energieverteilungen. Es zeigt sich, dass Raumladungseffekte zumindest innerhalb der Schikane für die

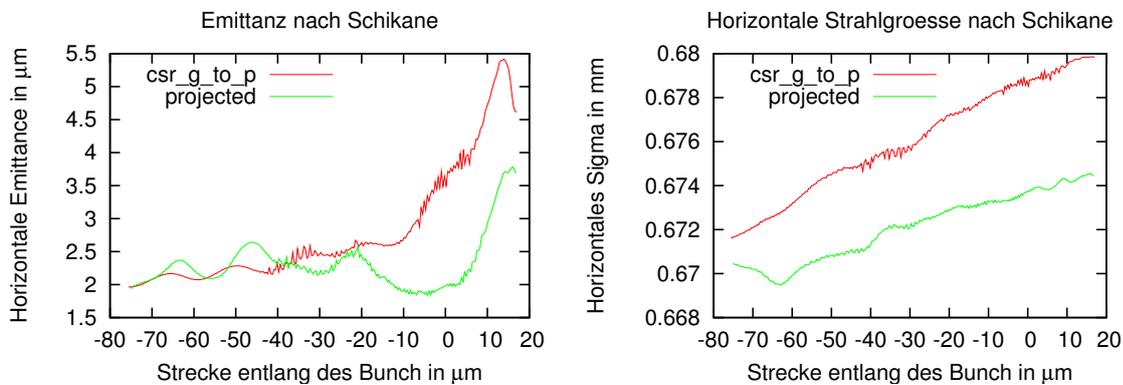


Abbildung 6.1.1: Gezeigt sind die finale horizontale Emittanz und die finale transversale Strahlgröße für die beiden Methoden 'projected' und 'csr_g_to_p'.

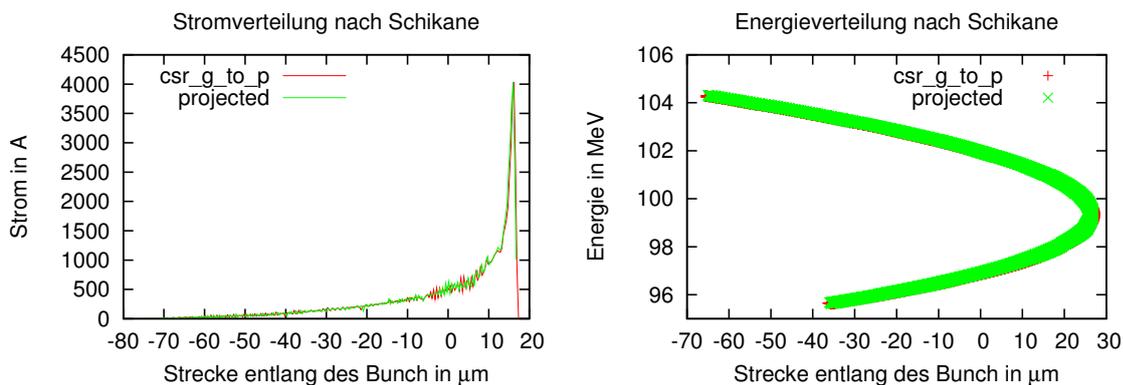


Abbildung 6.1.2: Gezeigt sind die finale Stromverteilung und die finale Energieverteilung für die beiden Methoden 'projected' und 'csr_g_to_p'. Der Unterschied ist äußerst gering.

angestrebten Betriebsparameter von TBONE in Hinblick auf die Form der Stromver-

teilung vernachlässigt werden können. Allerdings kann die Emittanz, die vor allem am Kopf des Bunch, also in Bereich des Peaks, sehr hoch ist Probleme bereiten. Sie stellt eine Herausforderung für das Matching dar, das Abstimmen der Magnetoptiken der einzelnen Sektionen von TBONE aufeinander. Auch kann, vor allem für eine Strahlenergie von 60 MeV, aufgrund von Raumladungen ein Auseinanderlaufen des Bunches nach dem Bunch Kompressor auftreten, vergleiche Kapitel 4.13.

6.2 Geschwindigkeitsunterschiede

Wie bereits in Kapitel 4.13 erörtert besitzen die Elektronen innerhalb eines Bunches unterschiedliche Geschwindigkeiten. Es wurde daher untersucht, ob CSRtrack unterschiedliche Geschwindigkeiten innerhalb des Bunch beachtet. Hierzu wurden zunächst zwei einzelne Teilchen durch eine Driftstrecke getrackt. Ihr Abstand änderte sich, wie aus Abschätzungen erwartet. Anschließend wurde ein kompletter Bunch ohne vorherige Schikane durch eine 3 m lange Driftstrecke geschickt und die Veränderung der Bunchlänge beobachtet. Die Energie des Referenzteilchens wurde auf 1 MeV gesetzt, da hier aufgrund des niedrigeren γ die Geschwindigkeitsunterschiede deutlich größer ausfallen. Es zeigt sich, dass sich die Bunchlänge zunächst verringert und anschließend schnell ansteigt da die höherenergetischen Teilchen am Ende des Bunch die langsameren Teilchen ein- und überholen. Danach läuft der Bunch auseinander.

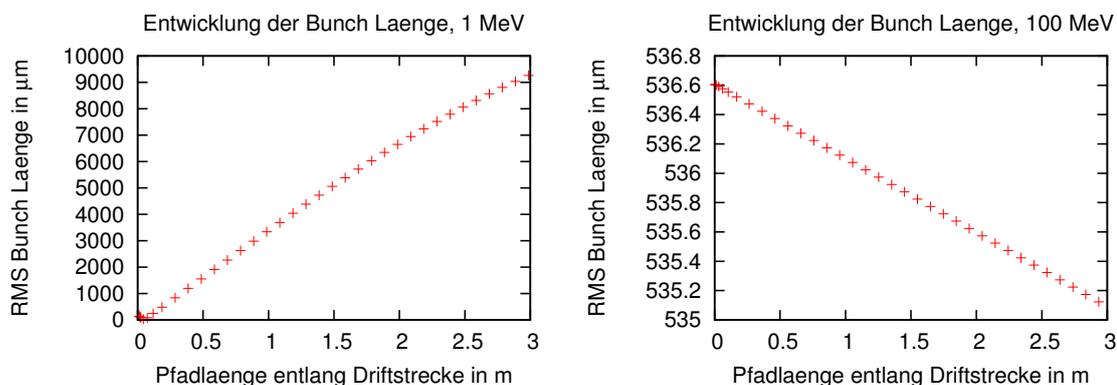


Abbildung 6.2.1: Gezeigt ist die Entwicklung der Bunchlänge in einer Driftstrecke der Länge 3 m für 1 MeV und 100 MeV. Für 1 MeV tritt praktisch sofort Überkompression auf, für 100 MeV verringert sich die Bunchlänge stetig. Die Längenänderung deckt sich mit den Abschätzungen.

Danach wurden die Simulationen für $E_0 = 100$ MeV wiederholt. Dabei verringerte sich die Bunchlänge stetig. Die Änderung der Bunchlänge innerhalb der Driftstrecke beträgt in diesem Fall ca. $1,2 \mu\text{m}$ bzw. 4 fs. Dies deckt sich mit den Abschätzungen

aus

$$\tau = \frac{D}{\beta c} = \frac{D}{c} \cdot \left(1 - \frac{1}{\gamma^2}\right)^{-\frac{1}{2}}$$

$$d\tau = -\frac{1}{2} \frac{D}{c} \left(1 - \frac{1}{\gamma^2}\right)^{-\frac{3}{2}} \left(\frac{2}{\gamma^3}\right) d\gamma \approx -\frac{1}{2} \frac{D}{c} \left(\frac{2}{\gamma^2}\right) \frac{d\gamma}{\gamma},$$

wobei D für die Länge der Driftstrecke und c für die Lichtgeschwindigkeit steht. Damit ist gezeigt, dass CSRtrack Geschwindigkeitsunterschiede innerhalb des Bunches beachtet. Die grafische Darstellung der Simulationsergebnisse ist in Abbildung 6.2.1 gezeigt.

6.3 Numerische Fehler - Slices

CSRtrack verwendet ein Sliced-Beam Model (siehe Kapitel 6.1)

Um die Genauigkeit bestimmter Simulationen zu erhöhen wurde die Anzahl von 1000 Slices erhöht, um somit die Form der Stromverteilungen (als auch der anderen Parameter) genauer aufzulösen. Dabei zeigte sich für 10.000 Slices eine leichte und für 100.000 Slices eine starke Strukturierung der finalen Stromverteilung. Hierfür gibt es keine offensichtliche geometrische oder physikalische Begründung. Daher wurden die Simulationen mit einer Ladung von lediglich 1 pC wiederholt. Sollte die Strukturierung ihre Ursache in physikalischen Effekten wie kohärenter Synchrotronstrahlung haben, so müsste sie für diese Bunch Ladung verschwinden oder zumindest stark zurück gehen. Das Ergebnis der Simulationen ist in Abbildung 6.3.1 zu sehen. Die Form der Stromverteilung blieb unverändert, was nahe legt, dass die Strukturierung keine physikalische Ursache hat.

Bei Simulationen mit AT (einem weiteren Tracking Code, siehe Kapitel 7) zeigte sich unabhängig von der Teilchenzahl keine Strukturierung der Stromverteilung. Da AT Wechselwirkungen zwischen den Teilchen nicht berücksichtigt, können somit geometrische Effekte ebenfalls ausgeschlossen werden. Dies bedeutet, dass die Strukturierung ihre Ursache in numerischen Effekten innerhalb von CSRtrack oder im anschließenden Binning hat. Um sicher zu stellen, dass die numerischen Probleme ihre Ursache nicht in einer zu geringen Ladung pro Slice haben, wurden die Simulationen für 10.000 Slices mit einer Bunch Ladung von 1 nC wiederholt. Dies liefert im Mittel die gleiche Ladung pro Slice wie bei 1000 Slices und 100 pC. Die Form der Ladungsverteilung blieb unverändert, es zeigte sich die selbe Strukturierung. Eine zu geringe Ladung pro Slice kann daher als Ursache der Strukturierung ausgeschlossen werden.

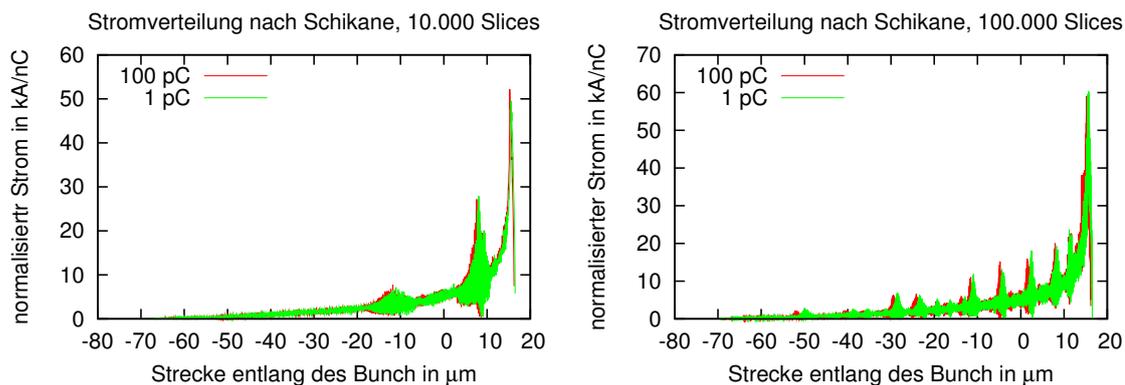


Abbildung 6.3.1: Gezeigt sind die Stromverteilungen, wie sie sich bei 10.000 und 100.000 Slices ergeben, jeweils für 1 pC und für 100 pC. Die Stromverteilungen sind jeweils mit der entsprechenden Bunch Ladung normiert. Die Strukturierung lässt sich auf numerische Fehler zurück führen.

6.4 Numerische Fehler - Strukturierung

In Kapitel 4.4 wurde eine Strukturierung des Bunches für hohe Bunch Ladungen festgestellt. Um zu überprüfen, ob diese ihre Ursache tatsächlich in physikalischen Prozessen und nicht in numerischen Instabilitäten hat, wurden zweierlei Simulationen für eine Bunch Ladung von 5 nC durchgeführt. Zunächst wurde der Ablenkradius r_0 der Magnete leicht variiert ($\sigma_E = 2,36\%$, $r_0 = 8,0\text{ m}$). Liegt die Ursache der Strukturierung in physikalischen Prozessen, so sollte die Stromverteilung hierbei praktisch unverändert bleiben. Anschließend wurden die Simulationen bei festem r_0 wiederholt und statt dessen die Breite der Anfangsenergieverteilung leicht variiert. Die Ergebnisse sind in Abbildung 6.4.1 gezeigt. In beiden Fällen bleibt die Stromverteilung prinzipiell gleich. Da im vorherigen Abschnitt eine Abhängigkeit der Form der Stromverteilung von der Anzahl der Slices festgestellt wurde, wurde ebenfalls überprüft, ob diese ein Grund für die Strukturierung sein könnte. Hierzu wurde $r = 7,25\text{ m}$ und $\sigma_E = 1,93\%$ gewählt und einmal für 100 und einmal für 1.000 Slices die Stromverteilung berechnet. Wie zuvor ist die Form der Stromverteilung für die niedrigen Bunch Ladungen gleich und ändert sich deutlich bei einer Erhöhung auf 5 nC (siehe Abbildung 6.4.2). Dies spricht wieder für eine physikalische Ursache der Strukturierung. Somit können numerische Probleme, wie sie zum Beispiel bei Division durch kleine Zahlen entstehen können, als Ursache der Strukturierung weitgehend ausgeschlossen werden.

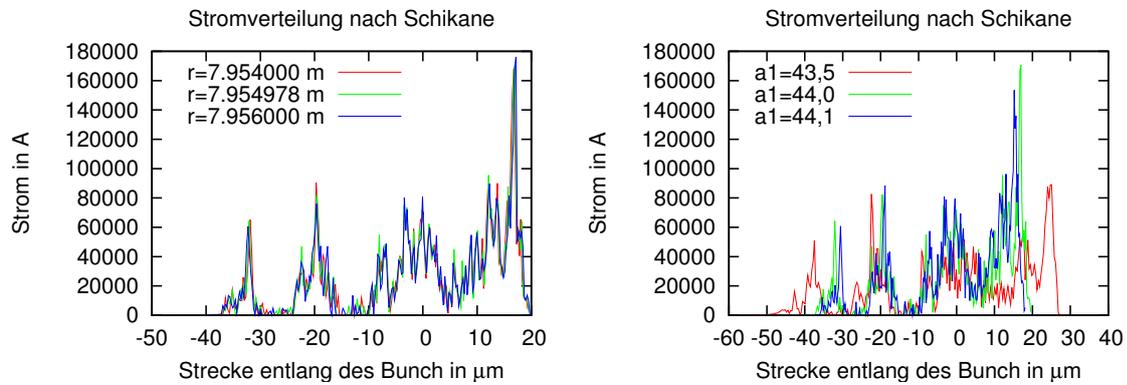


Abbildung 6.4.1: Gezeigt sind die finalen Stromverteilungen für eine Bunch Ladung von 5 nC. Links wurde die Stärke der Ablenkmagnete variiert, rechts die anfängliche Energiekorrelation $E(z) = a_1 \cdot z + a_0$. Numerische Fehler können als Ursache der Strukturierung weitgehend ausgeschlossen werden.

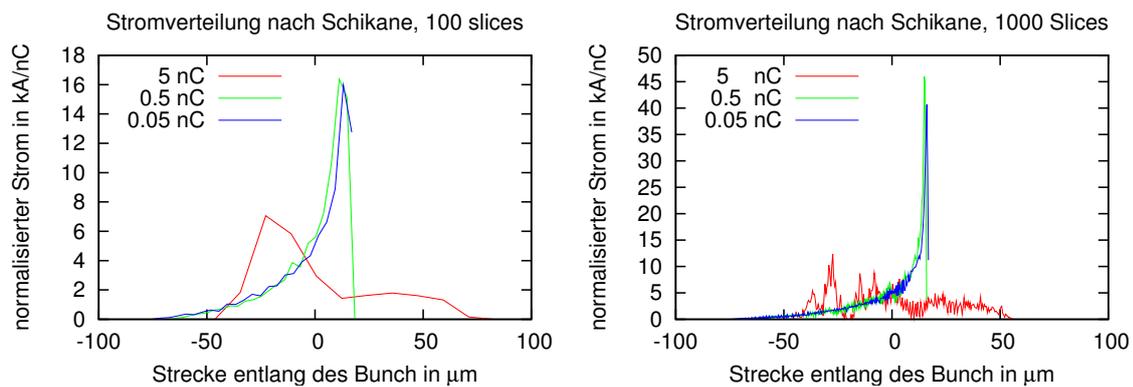


Abbildung 6.4.2: Gezeigt ist die normierte Stromverteilung für 100 und 1.000 Slices. Die Stromverteilung unterscheidet sich unwesentlich für 0,05 nC und 0,5 nC und ändert sich drastisch für 5 nC . Damit ist gezeigt, dass die Form der Stromverteilung nicht von der Zahl der Slices abhängt.

Kapitel 7

Vergleich und CSRtrack mit AT

CSRtrack gilt als zuverlässig und gut getestet. Dennoch können sich Fehler einschleichen, sowohl bei einem Tracking Code als auch beim Erzeugen der anfänglichen Ladungsverteilung, dem Setzen von Parametern für das Tracking und dem anschließenden Weiterverarbeiten der erzeugten Daten. Daher sollen die bisherigen Ergebnisse mit Ergebnissen aus Simulationen mit einem weiteren Tracking Code verglichen werden. Hierfür wurde die Accelerator Toolbox für Matlab, kurz AT, in Version 1.2 verwendet [35].

7.1 Theoretische Betrachtungen

AT führt das Tracking im Gegensatz zu CSRtrack prinzipiell für ein einzelnes Teilchen durch. Dies bedeutet, dass AT kollektive Effekte wie Raumladung und CSR nicht berücksichtigen kann. Das Verhalten einer Ladungsverteilung muss dadurch modelliert werden, dass eine große Anzahl von einzelnen Teilchen mit unterschiedlichen Phasenraumkoordinaten als Eingangsparameter verwendet werden. Hierzu kann eine $6 \times N$ -Matrix eingegeben werden, die jeweils in den Spalten die Phasenraumkoordinaten des Teilchens N_i enthält ($1 \leq i \leq N$). Um eine parabelförmige Stromverteilung zu erzeugen muss eine Teilchenverteilung erzeugt werden, bei der die einzelnen Teilchen in der Mitte des Bunch räumlich enger beieinander liegen als außen. Hierzu wurde eine so genannte Hit-or-Miss Monte Carlo Methode verwendet [27, 36], die im Folgenden kurz beschrieben werden soll. Sei i ein bei Null beginnender Zählparameter. Die normierte Ladungsverteilung soll am Ende von der Form $f(x) = -ax^2 + 1$ sein, wobei $f(0) = 1$ und $f(x) = 0$ außerhalb des Bunch. Es wird nun eine zufällige Position x innerhalb des Bunch erzeugt und der Funktionswert $f(x)$ berechnet. Dann wird eine weitere Zufallszahl p mit $0 \leq p \leq 1$ erzeugt. Ist diese kleiner oder gleich dem zuvor berechneten Funktionswert, so wird die Position x übernommen und der Zählparameter i um eins erhöht. Anderenfalls werden x und

p neu generiert. Der Vorgang wird wiederholt, bis $i = N$. Auf diese Weise folgt die Häufigkeit der Teilchen entlang des Bunch einer Parabelform. Der verwendete Code befindet sich im Anhang A.3.

7.2 Pass Methods

In AT gibt es verschiedene so genannte Pass Methods, die bestimmen wie das Tracking im jeweiligen Magneten durchgeführt wird. Für Dipole stehen folgende Methoden zur Verfügung:

1. 'BendLinPass'
Verwendet wird ein Polynom erster Ordnung zur Berechnung der Teilchenbahn.
2. 'BndMPoleSymplectic4Pass'
Verwendet symplektische Integration vierter Ordnung zur Berechnung der Teilchenbahn im Magneten.
3. 'BndMPoleSymplectic4RadPass'
Wie 'BndMPoleSymplectic4Pass', jedoch wird zusätzlich der Energieverlust durch Abstrahlung von Synchrotronstrahlung berücksichtigt.

Es wurde ein Vergleich durchgeführt um zu überprüfen ob die erhöhte Genauigkeit der letzten beiden Methoden einen Einfluss auf das Ergebnis der Simulationen hat. Die drei Methoden liefern praktisch identische Ergebnisse. Offensichtlich macht der Gewinn an Genauigkeit von BndMPoleSymplectic4Pass erst in Speicherringen mit vielen tausend Umläufen einen Unterschied, nicht jedoch bei einem einzelnen Durchgang durch den Magneten. Auch zeigte sich für einen einzigen Durchgang kein nennenswerter Einfluss des Energieverlustes durch klassische Synchrotronstrahlung auf die Energieverteilung nach der Schikane. Dies war nach den Simulationen mit CSRtrack bereits zu vermuten, auch dort war lediglich eine marginale Änderung der Durchschnittsenergie beim Durchlaufen der Schikane zu beobachten. Da AT kohärente Synchrotronstrahlung nicht beachtet, fällt hier der berechnete Energieverlust nochmals deutlich geringer aus. Im Folgenden wurde 'BendLinPass' als die am wenigsten Rechenzeit benötigende Methode verwendet.

7.3 Geschwindigkeitsunterschiede

Wie bereits in den Kapiteln 4.13 und 6.2 erörtert kann die unterschiedliche Geschwindigkeit der Elektronen innerhalb des Bunch für TBONE zu Problemen führen. Daher

wurde wie zuvor bei CSRtrack auch für AT überprüft, ob Geschwindigkeitsunterschiede vom Programm beachtet werden. Hierzu wurde zunächst eine Anfangsverteilung erzeugt wie in Kapitel 7.1 erklärt und anschließend die Ortskoordinate für alle Teilchen auf den selben Punkt gesetzt. Dieses Teilchenensemble wurde dann durch eine 3 m lange Driftstrecke geschickt. Nach der Driftstrecke befanden sich immer noch alle Teilchen bei der gleichen Ortskoordinate. Um einen stärkeren Effekt der Geschwindigkeitsunterschiede zu erreichen wurde die Simulation mit $E_0 = 1$ MeV wiederholt, mit dem selben Ergebnis. Damit ist gezeigt, dass AT für die Geschwindigkeit der Teilchen die Lichtgeschwindigkeit verwendet, anstatt sie aus deren Energie zu berechnen. Dies bedeutet zwangsläufig, dass AT Effekte wie das Auseinanderlaufen des Bunches nach der Schikane oder den Einfluss unterschiedlicher Geschwindigkeiten auf die Kompression nicht reproduzieren kann.

7.4 Vergleich mit CSRtrack

Um CSRtrack und AT vergleichen zu können wurde zunächst die für CSRtrack verwendete Schikane für AT nachmodelliert. Für $E_0 = 100$ MeV wurden zwei Simulationen durchgeführt, einmal für $\sigma E = 1,93\%$ und $r_0 = 7,25$ m und einmal für $\sigma E = 2,36\%$ und $r_0 = 8,0$ m. Die Ergebnisse sind in Abbildung 7.4.1 zu sehen. Die

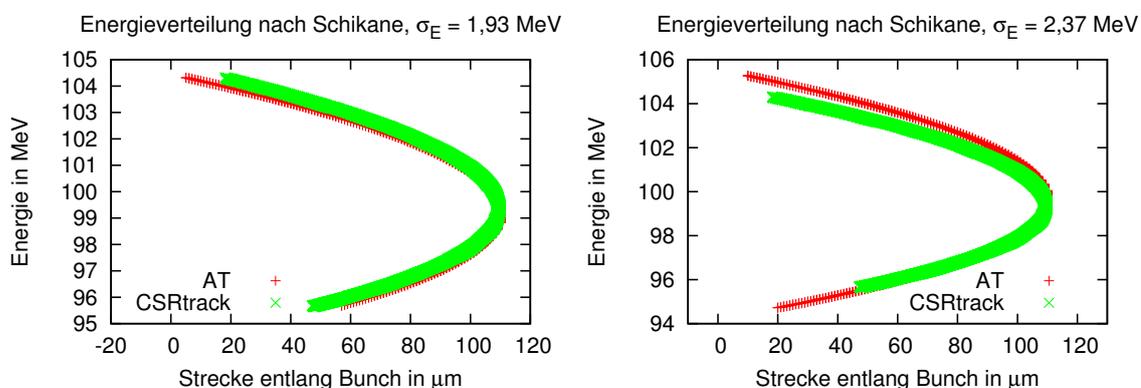


Abbildung 7.4.1: Die finale Energieverteilung, wie man sie aus CSRtrack und AT erhält. Die Energieverteilungen sind in z-Richtung so verschoben, dass die Köpfe der Bunche aufeinander liegen.

Kurven stimmen nicht perfekt überein, sind sich jedoch recht ähnlich. Dies war zu erwarten, da AT und CSRtrack unterschiedliche Effekte in Betracht ziehen. Die finalen Bunchlängen stimmen auf $\pm 10\%$ überein. Dabei liefert CSRtrack für starke Magnetfelder ($r_0 = 7,25$ m) den kürzeren Bunch, AT für eine steilere E-z-Korrelation und schwächere Magnete. .

Die Ergebnisse der Simulationen mit AT können die mit CSRtrack durchgeführten Simulationen also nicht exakt bestätigen, sind aber noch mit ihnen verträglich.

Kapitel 8

Das erzeugte Strahlungsspektrum

Das Ziel von TBONE ist es, kohärente THz Strahlung zu erzeugen. In diesem Kapitel soll das erwartete Strahlungsspektrum behandelt werden.

Für die Ablenkmagnete des THz Generation Arc (TGA) wird ein Ablenkradius von 2 m angenommen.

8.1 Theoretische Grundlagen

Nach [12] ist die spektrale Leistungsdichte eines einzelnen Elektrons in Abhängigkeit vom Beobachtungswinkel gegeben durch

$$\frac{d^3 P}{d\phi d\theta d\omega} = \frac{3e^2 \gamma^2}{32\pi^4 \epsilon_0 \rho} \left(\frac{\omega}{\omega_c} \right)^2 (1 + \gamma^2 \theta^2)^2 \left[K_{2/3}^2(G) + \frac{\gamma^2 \theta^2}{(1 + \gamma^2 \theta^2)} K_{1/3}^2(G) \right]. \quad (8.1.1)$$

Hierbei ist $\gamma = E/E_0$, ρ der mittlere Ablenkradius in den Magneten, ϕ der Ablenkwinkel und θ der Beobachtungswinkel bezogen auf die Ablenkebene [13]. Die kritische Frequenz ω_c ist jene Frequenz, welche das Leistungsspektrum halbiert,

$$\omega_c = \frac{3c\gamma^3}{2\rho}.$$

Das Argument der modifizierten Besselfunktion ist

$$G = \frac{\omega}{2\omega_c} (1 + \gamma^2 \theta^2)^{3/2}.$$

Integration über die Raumwinkel $d\phi d\theta$ liefert die gesamte von einem Elektron abgestrahlte Energie

$$P_0 = \frac{ce^2 \gamma^4}{6\pi \epsilon_0 \rho^2}.$$

Da die Abstrahlung lediglich beim Durchlaufen der Ablenkmagneten stattfindet (andere Magnete werden vernachlässigt) ist der Energieverlust pro Umlauf gegeben durch

$$\Delta E = \frac{e^2 \gamma^2}{3\epsilon_0 \rho}.$$

Die gesamte (inkohärente) Leistung, die von $N = I/e$ Elektronen emittiert wird, ist somit gegeben durch

$$P_{total} = \frac{e\gamma^4 I}{3\epsilon_0\rho} \approx 88,46 \frac{E^4 I}{\rho}, \quad (8.1.2)$$

in Einheiten von kW für eine Strahlenergie E in GeV und einen Strahlstrom I in A. Durch Erweitern mit P_0 lässt sich nun Gleichung 8.1.1 umschreiben zu

$$\frac{d^3 P}{d\phi d\theta d\omega} = \frac{9\rho P_0}{16\pi^3 c\gamma^2} \left(\frac{\omega}{\omega_c}\right)^2 (1 + \gamma^2\theta^2)^2 \left[K_{2/3}^2(G) + \frac{\gamma^2\theta^2}{(1 + \gamma^2\theta^2)} K_{1/3}^2(G) \right]. \quad (8.1.3)$$

Für die Annahme kleiner Winkel und Karthesischer Koordinaten liefert Integration über $d\phi d\theta$

$$\begin{aligned} \frac{d^3 P}{d\phi d\theta d\omega} &= 4 \cdot \frac{9\rho P_0}{16\pi^3 c\gamma^2} \left(\frac{\omega}{\omega_c}\right)^2 \int_0^{\phi_{max}/2} d\phi \\ &\quad \cdot \int_0^{\theta_{max}/2} (1 + \gamma^2\theta^2)^2 \left[K_{2/3}^2(G) + \frac{\gamma^2\theta^2}{(1 + \gamma^2\theta^2)} K_{1/3}^2(G) \right] d\theta \\ &= \frac{9\rho P_0}{16\pi^3 c\gamma^2} \phi_{max} \mathcal{H}(\theta_{max}). \end{aligned}$$

Dies gilt für ein einzelnes Elektron. Um den Ausdruck für N Elektronen zu erhalten muss der Ausdruck für P_0 durch den Ausdruck für einen Strahl mit N Elektronen ersetzt werden (siehe Gleichung 8.1.4). Um den Effekt der kohärenten Emission ebenfalls zu berücksichtigen muss die Gleichung nach [37, 38] wie folgt erweitert werden

$$\frac{dP}{d\omega} = \frac{9\rho P_0}{16\pi^3 c\gamma^2} P_{total} ((1 - \mathcal{F}) + N\mathcal{F}) \phi_{max} \mathcal{H}(\theta_{max}). \quad (8.1.4)$$

Dabei ist \mathcal{F} der Formfaktor der Ladungsverteilung. Für eine gaussförmige Ladungsverteilung ist er gegeben durch

$$\mathcal{F} = e^{-\left(\frac{\sigma\omega}{c}\right)^2}.$$

8.2 Systematische Studien

8.2.1 Verwendete Parameter

Ausgehend von Gleichung 8.1.4 soll die maximale und die durchschnittliche Strahlungsleistung für TBONE berechnet werden [39]. Diese sind verknüpft über

$$P_{av} = P_{peak} \cdot T \cdot f_{rev}$$

mit der Pulslänge T und der Wiederholfrequenz f_{rev} . Falls nicht anders angegeben wird für den TGA ein Ablenkradius ρ von 2 m und eine Apertur von 90×90 mrad

angenommen. Die Bunchladung soll 100 pC betragen und $f_{rev} = 10$ MHz. Der Photonfluss wird dabei in $\text{Watt}/\text{cm}^{-1}$ angegeben, also in Leistung pro Wellenzahl. Die Wellenzahl ν ist eine in der Spektroskopie übliche Größe und definiert als

$$\nu = \frac{\omega}{2\pi \cdot c} = \frac{1}{\lambda},$$

wobei λ die Wellenlänge der ausgesandten Strahlung bezeichnet.

Für den Formfaktor wird jeweils eine Gaussverteilung der Breite 5 fs angenommen. Dies steht in guter Übereinstimmung mit den simulierten Ladungsverteilungen. Abbildung 8.2.1 zeigt die für $\sigma_E = 1,93$ MeV und $r_0 = 7,25$ m erhaltene Ladungsverteilung (vergleiche auch Abbildung 4.14.1) und eine angepasste Gaussverteilung der Breite 5,1 fs. Leider befinden sich innerhalb der Stromspitzen nur sehr wenige

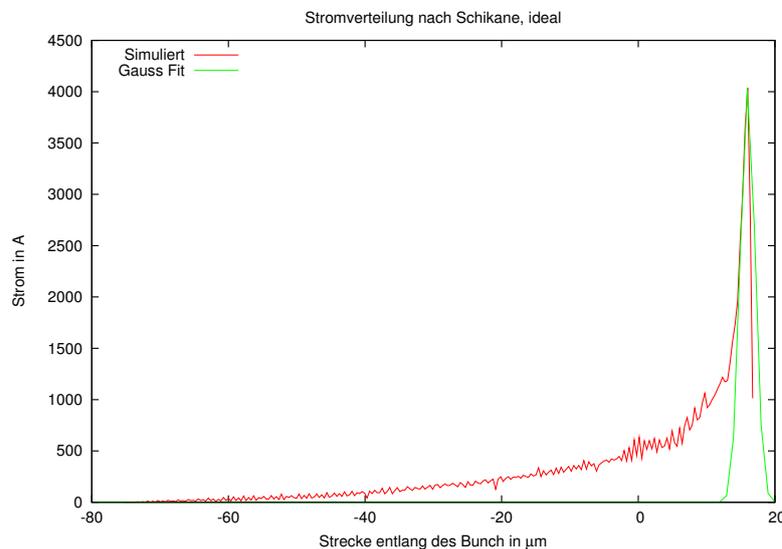


Abbildung 8.2.1: Gezeigt ist eine Stromverteilung, wie sie mit idealisierten Anfangsbedingungen entsteht, und ein Gauss Fit an die Stromspitze mit $\sigma = 5,1$ fs.

Datenpunkte, so dass sich für deren Breite σ ein Fehler von $\pm 14\%$ ergibt.

8.2.2 Einfluss der Bunchladung

In den Berechnungen von [1] wurde angenommen, dass sich sämtliche Ladung in einer gaussförmigen Spitze der Breite $T = 5$ fs befindet. In den Simulationen zeigte sich, dass sich im günstigsten Fall einer linearen Anfangsenergieverteilung ca. 33 % der Ladung tatsächlich in der Ladungsspitze befinden (siehe z.B. Abbildung 4.14.1). Für ungünstige Fälle reduzierte sich der Anteil auf ca. 10 % (siehe z.B. Abbildung 5.3.2). Daher wurde das erwartete Strahlungsspektrum für 33 pC und 10 pC neu berechnet. Das Ergebnis ist in Abbildung 8.2.2 zu sehen. Da die Strahlungsleistung bei kohärenter Emission näherungsweise quadratisch von der Teilchenzahl abhängt,

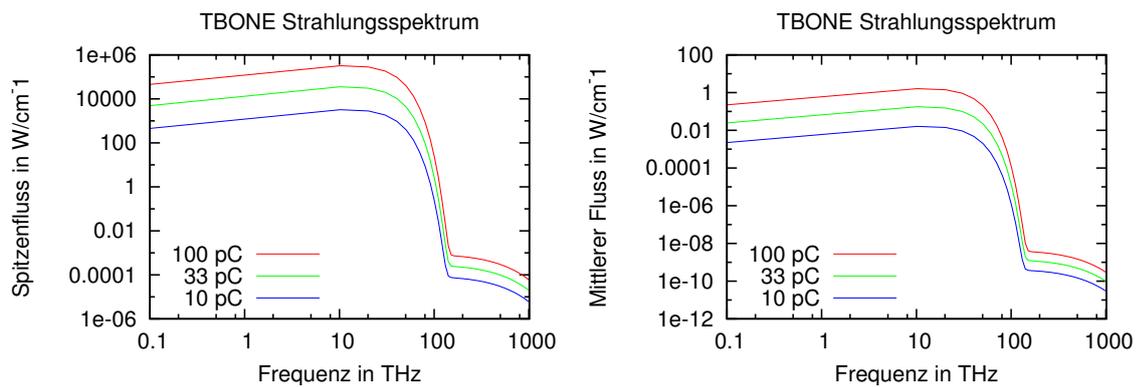


Abbildung 8.2.2: Gezeigt sind der maximale (links) und der durchschnittliche (rechts) Photonenfluß, wie er von einer gaussförmigen Ladungsverteilung der Breite 5 fs bei einer Teilchenenergie $E_0 = 100 \text{ MeV}$ in einem Magneten mit Ablenkradius $r_0 = 2 \text{ m}$ und $90 \times 90 \text{ mrad}$ Apertur erzeugt wird. Die quadratische Abhängigkeit von der Ladung ist gut zu erkennen.

ist sie im Fall von 33 pC um den Faktor 10 zurück gegangen, im Fall von 10 pC um einen Faktor 100.

8.2.3 Einfluss der Strahlenergie

Für TBONE wird eine Strahlenergie zwischen 60 MeV und 100 MeV diskutiert. Unter Verwendung einer 5 fs breiten Gaussverteilung und einer Bunchladung von

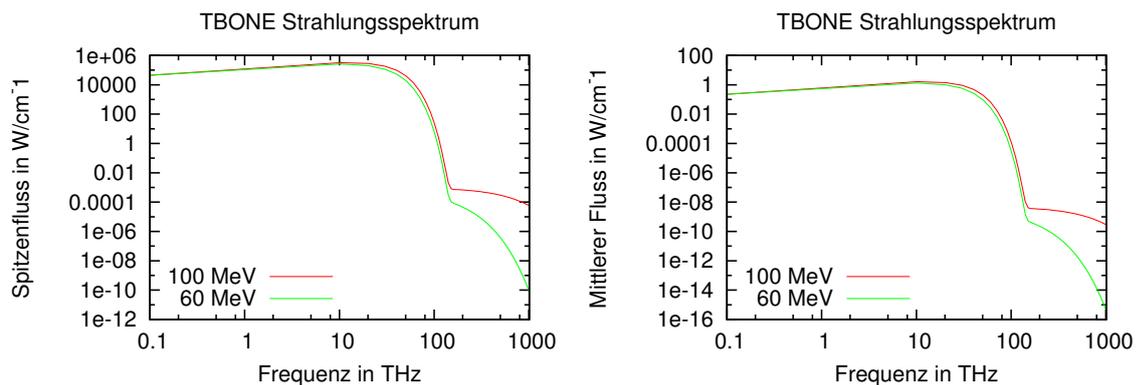


Abbildung 8.2.3: Gezeigt sind der maximale (links) und der durchschnittliche (rechts) Photonenfluß, wie er von einer gaussförmigen Ladungsverteilung der Breite 5 fs mit einer Ladung von 100 pC in einem Magneten mit Ablenkradius $r_0 = 2 \text{ m}$ erzeugt wird. Die Strahlenergie hat im Bereich bis ca. 110 THz keinen nennenswerten Einfluss auf die Strahlungsleistung.

100 pC wurde das Spektrum für die beiden oben genannten Energien berechnet. Das Ergebnis ist in Abbildung 8.2.3 zu sehen. Für eine Strahlenergie zwischen 60 MeV und 100 MeV ist der Photonenfluss im Bereich bis ca. 110 THz beinahe unabhängig von der Energie. Der Zusammenhang zwischen Strahlungsleistung, Strahlenergie und Bunchlänge ist noch einmal in Abbildung 8.2.4 dargestellt. Man erkennt einen

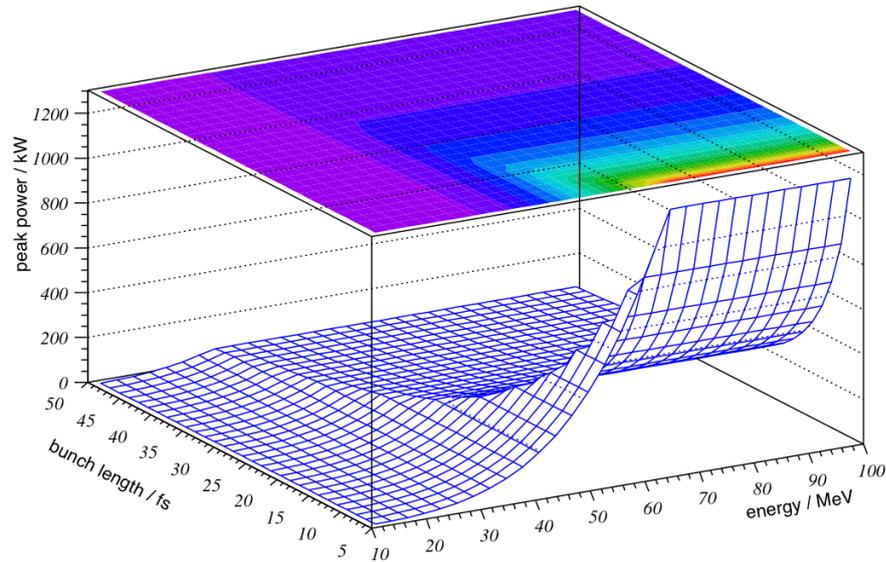


Abbildung 8.2.4: Gezeigt ist die Abhängigkeit des maximalen Photonenflusses von Strahlenergie und Bunchlänge. Man erkennt einen signifikanten Abfall des Photonenflusses für Energien kleiner 60 MeV. Auch erkennt man deutlich den Rückgang der Strahlungsleistung bei Vergrößerung der Bunchlänge. (Quelle Bild: [7])

signifikanten Abfall des Photonenflusses für Strahlenergien kleiner 60 MeV.

8.2.4 Einfluss der Apertur

Für die bisherigen Berechnungen war stets eine Apertur von 90×90 mrad verwendet worden. Dies ist eine gängige Größe und wurde gewählt, um das von TBONE erwartete Spektrum besser mit dem anderer Strahlungsquellen wie z.B. [38] vergleichen zu können. Auf Wunsch einiger Anwender wird für TBONE jedoch auch eine größere Apertur von bis zum 300×300 mrad diskutiert. Die Auswirkungen einer größeren Apertur auf das Strahlungsspektrum wurden daher untersucht. Zur besseren Vergleichbarkeit mit den in [1] publizierten Ergebnissen wird wieder eine 5 fs breite Gaussverteilung mit einer Ladung von 100 pC verwendet. Die Ergebnisse sind in Abbildung 8.2.5 zu sehen. Eine Vergrößerung der horizontalen Apertur führt zu einer Vergrößerung der Strahlungsleistung um den gleichen Faktor, da der horizontale Ablenkwinkel ϕ linear in Gleichung 8.1.4 eingeht. (Siehe hierzu die Kurven für 300×90 mrad und 90×90 mrad.) Eine Erhöhung der vertikalen Apertur hat nur einen

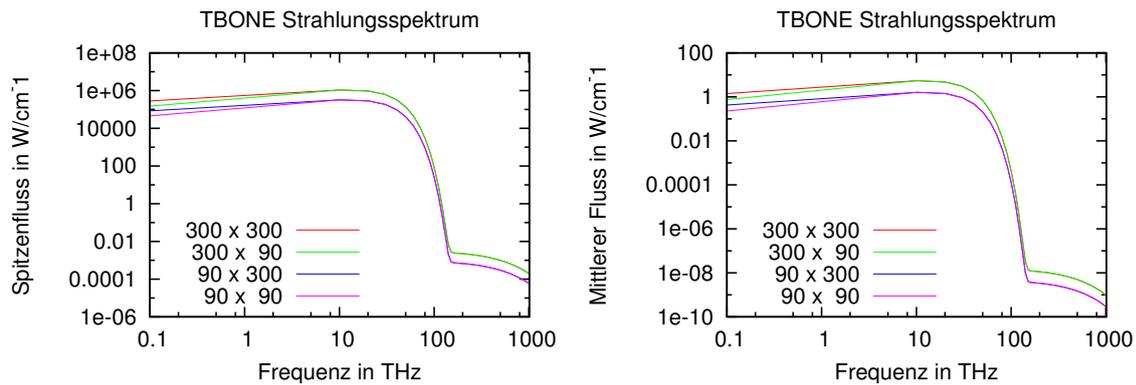


Abbildung 8.2.5: Gezeigt sind der maximale (links) und der durchschnittliche (rechts) Photonenfluß, wie er von einer gaussförmigen Ladungsverteilung der Breite 5 fs bei einer Teilchenenergie $E_0 = 100$ MeV in einem Magneten mit Ablenkradius $r_0 = 2$ m erzeugt wird. Die Ladung beträgt 100 pC. In der Legende ist jeweils die Apertur in mrad angegeben, in der Reihenfolge (horizontale Apertur)-(vertikale Apertur).

Die horizontale Apertur hat einen deutlich stärkeren Einfluss als die vertikale.

geringen Einfluss auf die Strahlungsleistung, der ab ca. 10 THz ganz verschwindet. Aus Kostengründen sollte daher die Variante mit 300×90 mrad Apertur in Betracht gezogen werden.

Kapitel 9

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde untersucht, ob es möglich ist, die von TBONE für die Erzeugung von kohärenter THz-Strahlung benötigte Bunchlänge von 5 fs zu erreichen. Hierzu wurde eine trapezförmige Schikane verwendet. An dieser wurden mit dem Tracking Code CSRtrack systematische Studien durchgeführt. Unter anderem wurden der Einfluss kohärenter Synchrotronstrahlung und der Einfluss von Raumladungseffekten auf die erreichbare Kompression untersucht. Es wurde gezeigt, dass für die von TBONE angestrebte Bunchladung kohärente Synchrotronstrahlung innerhalb der Schikane vernachlässigt werden kann. Innerhalb der Schikane stellen auch Raumladungen kein Problem dar, allerdings können diese für eine Strahlenergie von 60 MeV den Bunch in den Driftstrecken nach der Schikane und im THz Generation Arc auseinander treiben. Um dieser Vergrößerung der Bunchlänge entgegen zu wirken sollte daher eine möglichst hohe Strahlenergie gewählt werden. Ebenfalls untersucht wurde der Einfluss von Schwankungen der Strahlenergie. Im Bereich der zu erwartenden Energieschwankungen blieb die Ladungsverteilung nach der Schikane unverändert. Allerdings können aufgrund der energieabhängigen Weglänge in der Schikane Ankunftszeitschwankungen auftreten, die größer sind als die Länge der Strahlungspulse. Experimente, die kritisch von der Ankunftszeit der Strahlungspulse abhängen, können daher nicht über die Hochfrequenz des Beschleunigers synchronisiert werden sondern benötigen einen eigenen Trigger über die Strahlung aus vorangegangenen Magneten. Die Ergebnisse der Simulationen wurden auf numerische Stabilität überprüft und mit Ergebnissen aus Simulationen mit AT, einem weiteren Tracking Code verglichen.

In den systematischen Studien zeigte sich, dass es nicht möglich ist den kompletten Bunch auf eine Länge von lediglich 5 fs zu komprimieren. Es kann jedoch eine Spitze in der Ladungsverteilung mit der gewünschten Breite erzeugt werden. Dies war auch für realistischere Anfangsverteilungen möglich, welche aus an die Parameter von TBONE angepassten Simulations- und Messergebnissen gewonnen wurden.

Allerdings zeigten die Simulationen auch, dass sich in diesen Ladungsspitzen lediglich zwischen 10 % und 33 % der Bunchladung befinden werden. Aufgrund ihrer quadratischen Abhängigkeit von der Bunchladung bedeutet dies einen drastischen Rückgang der kohärenten Strahlungsleistung, wie in dieser Arbeit ebenfalls gezeigt wurde. Es wurde des Weiteren bestätigt, dass im Hinblick auf die erzeugte Strahlungsleistung eine Strahlenergie von 60 MeV vermutlich ausreicht, sofern die in den Driftstrecken nach der Kompression auftretende longitudinale Divergenz durch Raumladungseffekte mit der nachfolgenden Strahloptik kompensiert werden kann. Aus Gründen der Stabilität des Elektronenpakets in und nach der Schikane sollte dennoch die Variante mit 100 MeV gewählt werden. Des Weiteren sollte, sowohl aus Stabilitäts- als auch aus Kostengründen, eine möglichst flache E - z -Korrelation innerhalb des Bunch gewählt werden.

Um herauszufinden, welche Anfangsverteilungen realistisch für TBONE erwartet werden können, sind Studien sowohl der Elektronenquelle als auch des Linearbeschleunigers notwendig. Ausgehend von den Ergebnissen dieser Studien müssen einige im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Simulationen wiederholt werden, um die optimale Schikane für TBONE zu erhalten.

Anhang A

Verwendeter Code

A.1 Die Magnetstruktur in CSRtrack

Gezeigt ist der Code, durch den die Magnetstruktur der TBONE Schikane in CSR-track repräsentiert wird. Ausrufezeichen kommentieren jeweils den Rest der Zeile aus.

```
io_path{input =in,output=out,logfile=log.txt}
!-----
! 4 magnet bunch compressor (TBONE)
!-----
lattice{
    dipole ! 1st dipole
        {position{rho=0.0,psi=0.0,marker=d1a}
          properties{r=-6}
          position{rho=0.5,psi=0.0,marker=d1b}
        }
    dipole ! 2nd dipole
        {position{rho=3.0,psi=0.0,marker=d2a}
          properties{r=6}
          position{rho=3.5,psi=0.0,marker=d2b}
        }
    dipole ! 3rd dipole
        {position{rho=4.5,psi=0.0,marker=d3a}
          properties{r=6}
          position{rho=5.0,psi=0.0,marker=d3b}
        }
    dipole ! 4th dipole
        {position{rho=7.5,psi=0.0,marker=d4a}
```

```

        properties{r=-6}
        position{rho=8.0,psi=0.0,marker=d4b}
    }
}

!-----
! particle distribution
!-----
particles{reference_momentum =reference_particle
    reference_point_x =0.0
    reference_point_y =0.0
    reference_point_phi =0.0
    format=fmt1,array=#file{name=in_particles.fmt1}
}

!-----
! online monitors
!-----
online_monitor{name=x.fmt3,type=phase,format=fmt3,particle=all
    start_time_c0=now
    end_time_marker=d4b,end_time_shift_c0=0.0
    time_step_c0=all
}

!-----
! force definition
!-----

forces{type=projected
    sigma_long= 2.0e-6
}

!forces{type=csr_g_to_p,shape=ellipsoid
!     sigma_long= 4.0e-6
!     sigma_rad =550.0e-6
!     sigma_vert=265.0e-6
! }

!-----
! tracking
!-----

```

```

track_step{precondition=yes
            iterative=2
            error_per_ct=0.001
            error_weight_momentum=0.0
            ct_step_min=0.02
            ct_step_max=0.10
            ct_step_first=0.10
            increase_factor=1.5
            arc_factor=0.3
            duty_steps=yes
        }

tracker{end_time_marker=d4b,end_time_shift_c0=0.0}

!-----
! offline monitors
!-----

monitor{format=fmt3,name=out_particles.fmt3}

exit

```

A.2 Die Magnetstruktur in AT

Gezeigt ist der Code, durch den die TBONE Schikane in AT repräsentiert wird. Prozentzeichen kommentieren jeweils den Rest der Zeile aus.

```

function tbone
%TBONE lattice definition file

global FAMLIST THERING GLOBVAL

GLOBVAL.E0 = 100e6;           %Particle energy in eV
GLOBVAL.LatticeFile = 'tbone';
FAMLIST = cell(0);

%Parameters set in CSRtrack (parameters for AT get calculated with those)
r=           7.95;   %Bending Radius
len_B=       0.50;   %Length of the bending magnets
len_dr1=     1.00;   %Length of horizontal drift section

```

```

len_dr2=          2.50;    %Length of the 2 outer drift sections

%Parameters used in AT
BAngle = asin(len_B / r); %Bending angle in rad
Blen   = r * BAngle;      %Path length in magnet

% Drift sections
%           Name Length Method
DR1 =   drift('DR1', len_dr1, 'DriftPass');
DR2 =   drift('DR2', len_dr2, 'DriftPass');

% Bending magnets
%           Name Length BAngle Ain Aout K Method
B1 = rbend('Bend', Blen, -BAngle, 0, -BAngle, 0, 'BendLinearPass');
B2 = rbend('Bend', Blen, BAngle, BAngle, 0, 0, 'BendLinearPass');
B3 = rbend('Bend', Blen, BAngle, 0, BAngle, 0, 'BendLinearPass');
B4 = rbend('Bend', Blen, -BAngle, -BAngle, 0, 0, 'BendLinearPass');

% Build lattice
ELIST = [ B1 DR2 B2 DR1 B3 DR2 B4 ];
buildlat(ELIST);

evalin('caller','global THERING FAMLIST GLOBVAL');

```

A.3 Monte Carlo Code für AT

Zur Erzeugung der Anfangsverteilung für AT wurde der folgende Code verwendet:

```

GLOBVAL.E0 = 100e6;    %Energy of reference particle in eV
E_dev = 5.28e6;      %Max energy deviation from referenece particle
bl_i = 2.4e-3;       %Total initial bunch length in m
num_particles = 5e5; %Number of particles used for tracking

X0 = zeros(6,num_particles); %Create Matrix with zeros
%X0(1,:) = x          in m
%X0(2,:) = px        in eV
%X0(3,:) = y          in m
%X0(4,:) = py        in eV
%X0(5,:) = (p-p0)/p0

```

```

%X0(6,:) = ct          in m

%Create normalised parabolic particle distribution,  $f(x) = -ax^2 + 1$ 
a = 4 / (bl_i^2);
bl_i2 = bl_i / 2;
i = 1;
while (i <= num_particles)
    p = rand;          %Random number
    x = bl_i2 * (1 - 2*rand); %Radom position along bunch
    f_x = 1 - (a * x^2);    %Normalized parabolic distribution
    if p <= f_x
        X0(5,i) = E_dev / GLOBVAL.E0 / bl_i2 * x;
        X0(6,i) = x;
        i = i+1;
    end
end

B = sortrows(X0',6); %Sort the entries of X0
X0 = B';           %wrt distance along bunch

```

f_x beschreibt hierbei eine Wahrscheinlichkeitsverteilung in Abhängigkeit von der Position x . Liegt die Zufallszahl p unterhalb des Funktionswertes f_x so wird das Teilchen akzeptiert, anderenfalls werden x und p neu erzeugt. Auf diese Weise folgt die Häufigkeit der Teilchen entlang des Bunch einer Parabelform. Gleichzeitig wurde den Teilchen die für die Position im Bunch vorgesehene Energie zugewiesen. Abschließend wurden Einträge der Matrix entlang der Position im Bunch sortiert. Da der Befehl `sortrows` lediglich nach Spalten sortieren kann wurde die Matrix X_0 zunächst transponiert und die entstandene Matrix nach dem Sortieren wieder transponiert.

Literaturverzeichnis

- [1] A.-S. Müller, T. Baumbach, E. Bründemann, S. Casalbuoni, B. Gasharova, M. Hagelstein, M. Havenith, S. Hillenbrand, E. Huttel, Y.-L. Mathis, D. A. Moss, A. Plech, R. Rossmannith, and K. Sonnad.
TBONE: Ultra-fast high-power coherent THz to mid-IR radiation facility.
PAC'09, 2009.
 - [2] A.-S. Müller, E. Bründemann, S. Casalbuoni, B. Gasharova, M. Havenith, Y.-L. Mathis, A. Plech, and K. Sonnad.
TBONE: Ultra-fast high-power coherent THz to mid-IR radiation facility.
Proposal.
 - [3] C. Gerth and F.E. Hannon.
Injector design for the 4GLS energy recovery linac prototype.
EPAC'04, 2004.
 - [4] J. Teichert, A. Buechner, P. Evtushenko, F. Gabriel, U. Lehnert, P. Michel, and J. Voigtländer.
Results of beam parameter measurement of the ELBE electron accelerator after commissioning.
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 507(1-2):354 – 356, 2003.
 - [5] D. J. Holder et al.
The status of ALICE, the daresbury energy recovery linac prototype.
2009.
 - [6] D.M.Leitner, M. Gruebele, and M.Havenith.
Solvation dynamics of biomolecules: modeling and terahertz experiments.
HFSP Journal 1, 65, 2008.
 - [7] Anke-Susanne Müller.
Persönliches Gespräch.
 - [8] L. Lilje.
Performance limitations of TESLA cavities in the FLASH accelerator and their relation to the assembly process.
(CARE-Report-06-029-SRF), 2006.
 - [9] Klaus Wille.
Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen : eine Einführung.
Teubner-Studienbücher : Physik. Teubner, Stuttgart, 1992.
 - [10] Miriam Fitterer.
Modelling of halo and tail generation in electron beams.
Diplomarbeit and der Universität Karlsruhe, 2009.
 - [11] Helmut Wiedemann.
Particle accelerator physics, volume 1: Basic principles and linear beam dynamics.
-

- Springer, Berlin, 2. ed. edition, 1999.
- [12] J. A. Clarke.
The Science and Technology of Undulators and Wigglers.
Oxford University Press, 2004.
- [13] A. Chao and M. Tigner.
Handbook of Accelerator Physics and Engineering.
World Scientific, 1998.
- [14] Z. Huang, M. Borland, P. Emma, and K.-J. Kim.
Theory and simulation of CSR microbunching in bunch compressors.
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 507:318 – 322, 2003.
- [15] Z. Huang and K.-J. Kim.
Formulas for coherent synchrotron radiation microbunching in a bunch compressor chicane.
Phys. Rev. ST Accel. Beams, 5, 2002.
- [16] G. Geloni, V. Kocharyan, E. Saldin, E. Schneidmiller, and M. Yurkov.
Theory of edge radiation.
arXiv:0808.1846v1, 2008.
- [17] D. Oepts, A. F. G. van der Meer, and P. W. van Amersfoort.
The free-electron-laser user facility FELIX.
Infrared Physics & Technology, 36(1):297 – 308, 1995.
- [18] A.-S. Mueller et al.
Far infrared coherent synchrotron edge radiation at ANKA.
PAC 2005, 2005.
- [19] Linac coherent light source (LCLS) conceptual design report.
- [20] Paul Emma.
High brightness electron beam magnetic compression: Physics and compressor design.
Präsentation, 2002.
- [21] Horst Stöcker.
Taschenbuch der Physik : Formeln, Tabellen, Übersichten.
Harri Deutsch, Frankfurt am Main, nachdr. der 5., korr. Aufl. edition, 2007.
- [22] A. Mosnier A. Loulergue, editor.
A Simple S-Chicane for the Final Bunch Compressor of the TTF-FEL, 2000.
Proceedings of EPAC 2000.
- [23] M. Cornacchia, P. Craievich, S. Di Mitri, G. Penco, M. Venturini, and A. Zholents.
Running FERMI with one-stage compressor: advantages, layout, performance.
2008.
- [24] S. Di Mitri et al.
Design and simulation challenges for FERMI@elettra.
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, (article in press), 2009.
- [25] K. Bane et al.
Measurements of compression and emittance growth after the first LCLS bunch compressor chicane.
PAC 07, 2007.
- [26] M. Dohlus and T. Limberg.
CSRtrack version 1.2 user’s manual.
<http://www.desy.de/xfel-beam/csrtrack/>.
-

-
- [27] Kiran Sonnad.
Persönliches Gespräch.
- [28] M. Borland K.-J. Kim Z. Huang, P. Emma.
Effects of linac wakefield on CSR microbunching in the linac coherent light source.
PAC 03, 2003.
- [29] G. Stupakov and R. Warnock.
Microbunch instability theory and simulations.
ICFA Beam Dynamics Newsletter.
- [30] Christoph Montag.
Ion beam emittance growth in linac-ring electron-ion colliders due to linac rf voltage fluctuations and spurious dispersion.
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 581(3):581 – 585, 2007.
- [31] I.N. Bronstejn, K.A. Semendjaev, G. Musiol, and H. Mühlig.
Taschenbuch der Mathematik.
Deutsch, Frankfurt am Main, 2008.
- [32] D. Schulte, E. Adli, B. Burkhardt, Helmut Dalena, P. Eliasson, and A. Latina.
The Tracking Code PLACET.
- [33] M. Dohlus and T. Limberg.
CSRtrack: Faster calculation of 3-D CSR effects.
In *Proceedings of the 2004 FEL Conference, 18-21, 2004*.
- [34] G. Bassi, T. Agoh, M. Dohlus, L. Giannessi, R. Hajima, A. Kabel, T. Limberg, and M. Quattromini.
Overview of CSR codes.
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 557:189 – 204, 2006.
- [35] A. Terebilo.
Accelerator toolbox for matlab.
<http://www-ssrl.slac.stanford.edu/at/>, 2001.
- [36] K. Mosegaard and A. Tarantola.
Monte carlo sampling of solutions to inverse problems.
Journal of Geophysical Research, 100(B7), 1995.
- [37] R. Lai and A. J. Sievers.
On using the coherent far IR radiation produced by a charged-particle bunch to determine its shape: I analysis.
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 397(2-3):221 – 231, 1997.
- [38] G.P. Williams.
Far-IR/THz radiation from the jefferson laboratory, energy recovered linac, free electron laser.
Review of Scientific Instruments, 73:1461–1463, 2002.
- [39] Sara Casalbuoni.
Persönliches Gespräch.
-

Danksagung

Zum Abschluss meiner Arbeit möchte ich mich an dieser Stelle noch bei all jenen bedanken, die zu ihrem Gelingen beigetragen haben.

Hier seien zuerst Herr Professor Baumbach und Herr Professor Quast genannt, die mir diese Arbeit ermöglicht haben.

Herzlicher Dank geht des Weiteren an meine Gruppenleiterin Anke-Susanne Müller und an Kiran Sonnad für die freundliche und fundierte Betreuung, sowie an den Rest meiner Arbeitsgruppe für die konstruktive Kritik, die Unterstützung und vor allen Dingen auch die freundliche Atmosphäre.

Dank geht auch an Erhard Huttel und Peter Peiffer für das Korrekturlesen dieser Arbeit.

Zu guter Letzt möchte ich mich auch bei meinen Eltern und meinen Freunden Golo Fuchert und Ruben Schlüter für ihre moralische Unterstützung während meines gesamten Studiums bedanken.

Vielen Dank euch allen!
