

Konzeption, Aufbau und Test eines Elektronenlinearbeschleunigers für eine Synchrotronstrahlungsquelle der 3. Generation

Dissertation
zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften
im Fachbereich Physik
der Universität Dortmund

vorgelegt von

Christian Piel
aus Ennepetal
August 2003

1. Gutachter: Prof. Dr. T. Weis
 2. Gutachter: Prof. Dr. D. Husmann
- Vertreter der wiss. Mitarbeiter: Dr. P. Hartmann
Tag der mündlichen Prüfung: 16. Oktober 2003

Inhaltsangabe

1	EINLEITUNG.....	1
2	SYNCHROTRONSTRAHLUNGSQUELLEN DER 3. GENERATION.....	4
2.1	SYNCHROTRONSTRAHLUNG UND IHRE EIGENSCHAFTEN	5
2.1.1	<i>Die Winkelverteilung der Synchrotronstrahlung.....</i>	5
2.1.2	<i>Die Brillanz der Synchrotronstrahlung.....</i>	6
2.2	ANFORDERUNGEN DER EXPERIMENTE MIT SYNCHROTRONSTRAHLUNG.....	7
2.3	BETRIEBSMODI EINER SYNCHROTRONSTRAHLUNGSQUELLE	8
3	PRINZIPIEN DER TEILCHENBESCHLEUNIGUNG UND DER STRAHL- CHARAKTERISIERUNG	10
3.1	BESCHLEUNIGUNG IN GLEICHFELDERN	10
3.2	BESCHLEUNIGUNG IN HOCHFREQUENZFELDERN	10
3.3	KREISBESCHLEUNIGER	11
3.4	CHARAKTERISTISCHE GRÖßEN EINES TEILCHENSTRAHLS	11
3.4.1	<i>Die Koordinaten der Strahlteilchen im Phasenraum.....</i>	12
3.4.2	<i>Die Bewegung der Strahlteilchen im Phasenraum.....</i>	12
3.4.3	<i>Strahlquerschnitt und transversale Emittanz.....</i>	14
4	DIE SYNCHROTRONSTRAHLUNGSQUELLE UND IHRE VORBESCHLEUNIGER	15
4.1	DIE WAHL DES BOOSTERS	15
4.1.1	<i>Der Linearbeschleuniger.....</i>	15
4.1.2	<i>Das Mikrotron.....</i>	16
4.1.3	<i>Das Synchrotron.....</i>	16
4.1.4	<i>Die Wahl zwischen Linearbeschleuniger und Synchrotron.....</i>	17
4.2	EINFÜHRUNG IN AUFBAU UND FUNKTION EINES SYNCHROTRONS	17
4.3	DIE EMITTANZ DES STRAHLSTROMS	19
4.4	DER STRAHLSTROM	21
4.5	DIE STRAHLLEBENSDAUER IN BOOSTER UND SPEICHERRING	21
4.5.1	<i>Quantum-Lebensdauer</i>	21
4.5.2	<i>Einfluss der Restgasstreuung</i>	21
4.5.3	<i>Der Touschek-Effekt.....</i>	22
4.6	DIE AKZEPTANZ DES SYNCHROTRONS.....	22
4.6.1	<i>Die Energieakzeptanz.....</i>	22
4.6.2	<i>Die transversale Akzeptanz.....</i>	22
4.7	DER INJEKTOR FÜR DAS BOOSTER-SYNCHROTRON.....	23
5	DIE SCHWEIZER SYNCHROTRONSTRAHLUNGSQUELLE (SLS).....	24
5.1	DER SPEICHERRING DER SLS	24
5.2	DAS BOOSTER-SYNCHROTRON	25
6	ANFORDERUNGEN AN DEN SLS-LINEARBESCHLEUNIGER.....	26
6.1	INJEKTIONSENERGIE.....	26
6.2	DIE TRANSVERSALE AKZEPTANZ DES BOOSTERS	26
6.2.1	<i>Wiederholrate.....</i>	28
6.2.2	<i>Injektionsstrom.....</i>	28
6.3	WAHL DES INJEKTORS FÜR DAS BOOSTER-SYNCHROTRON.....	29

7	EINFÜHRUNG IN AUFBAU UND WIRKUNGSWEISE EINES ELEKTRONENLINEARBESCHLEUNIGERS	30
7.1	DIE ELEKTRONENQUELLE.....	31
7.2	DIE BESCHLEUNIGERSEKTION	32
7.2.1	<i>Die Beschleunigungsstruktur als Kette gekoppelter Pillbox-Resonatoren</i>	<i>33</i>
7.2.2	<i>Wanderwellenstrukturen.....</i>	<i>35</i>
7.2.3	<i>Die Wahl von Frequenz und Eigenschwingung.....</i>	<i>36</i>
7.2.4	<i>Teilchenbeschleunigung in einer Wanderwellenstruktur.....</i>	<i>36</i>
7.3	DIE BUNCHINGSEKTION.....	36
7.3.1	<i>Magnetische Bunchkompressoren.....</i>	<i>37</i>
7.3.2	<i>Phasenfokussierung.....</i>	<i>37</i>
7.3.3	<i>Der Buncher</i>	<i>38</i>
7.3.4	<i>Der Prebuncher</i>	<i>38</i>
7.4	DIE LONGITUDINALE STRAHLDYNAMIK IN EINEM ELEKTRONENLINEARBESCHLEUNIGER	39
7.4.1	<i>Energiebreite aufgrund der Ausdehnung der Teilchenpakete im Strahl.....</i>	<i>39</i>
7.4.2	<i>Energiebreite aufgrund von Leistungsaufnahme in der Beschleunigungsstruktur.....</i>	<i>40</i>
7.4.3	<i>Energiebreite aufgrund von longitudinalen Kielwellenfeldern.....</i>	<i>42</i>
7.5	DIE TRANSVERSALE STRAHLDYNAMIK.....	43
7.6	EMITTANZWACHSTUM.....	44
8	DER 100MEV-LINEARBESCHLEUNIGER DER SLS	46
8.1	DIE AUSLEGUNGSPARAMETER DES INJEKTOR-LINACS	47
8.2	DIE ELEKTRONENQUELLE.....	47
8.2.1	<i>Die Kathode.....</i>	<i>48</i>
8.2.2	<i>Die Modulation des Elektronenstromes der Quelle</i>	<i>51</i>
8.3	DIE BUNCHINGSEKTION.....	53
8.3.1	<i>Simulation der Teilchendynamik in der Bunchingsektion.....</i>	<i>54</i>
8.3.2	<i>PARMELA-Ausgangsbedingungen.....</i>	<i>55</i>
8.3.3	<i>PARMELA-Simulationsergebnisse.....</i>	<i>57</i>
8.3.4	<i>Das magnetische Strahlführungssystem</i>	<i>60</i>
8.4	DIE BESCHLEUNIGERSEKTION	64
8.4.1	<i>Beschleunigerstrukturen.....</i>	<i>64</i>
8.4.2	<i>Betrachtung der Kielwellenfelder.....</i>	<i>65</i>
9	DIE TECHNISCHE REALISIERUNG DES LINEARBESCHLEUNIGERS UND DER TEST DER EINZELKOMPONENTEN	68
9.1	HERSTELLUNG UND TEST DER ELEKTRONENQUELLE.....	68
9.2	DIE BUNCHINGSEKTION.....	73
9.2.1	<i>Der subharmonische 500MHz-Prebuncher.....</i>	<i>74</i>
9.2.2	<i>Wanderwellenbuncher I und II.....</i>	<i>76</i>
9.3	DIE BESCHLEUNIGERSTRUKTUREN	77
9.4	DIE ERZEUGUNG UND VERTEILUNG DER HOCHFREQUENZLEISTUNG.....	78
9.5	MAGNETSYSTEM	80
9.5.1	<i>Die Solenoide.....</i>	<i>80</i>
9.5.2	<i>Magnetfeldmessungen mit der Hallsonde</i>	<i>82</i>
9.5.3	<i>Feldintegralmessung mit der Pulsed-Wire-Methode.....</i>	<i>82</i>
9.5.4	<i>Das Quadrupol-Triplet.....</i>	<i>83</i>
9.6	STRAHLDIAGNOSTIK.....	85
9.6.1	<i>Der Faradaycup</i>	<i>85</i>

9.6.2	<i>Der Wandstrommonitor</i>	86
9.6.3	<i>Der Stromtransformator</i>	86
9.6.4	<i>Optische Monitore</i>	87
9.7	DAS VAKUUMSYSTEM	88
10	FUNKTIONSTEST DES 100MEV-LINEARBESCHLEUNIGERS	90
10.1	AUSGANGSWERTE	90
10.2	DIE PULSLADUNG.....	92
10.3	DIE STRAHLENERGIE.....	94
10.4	DIE ENERGIEBREITE	95
10.5	DIE EFFIZIENZ DES BUNCHINGS UND DER EINFLUSS DES BEAMLOADINGS	98
10.6	DIE ZEITLICHE STABILITÄT DER MITTLEREN STRAHLENERGIE.....	99
10.7	DIE EMITTANZ.....	103
11	ZUSAMMENFASSUNG	106
12	ANHANG	108
12.1	EINFÜHRENDE ANALYSE IN BESCHLEUNIGERSTRUKTUREN FÜR RELATIVISTISCHE ELEKTRONEN.....	108
12.1.1	<i>Elektromagnetische Felder und charakteristische Größen eines Pillbox-Resonators</i>	108
12.1.2	<i>Die detaillierte Betrachtung der Beschleunigungsstruktur als Kette gekoppelter Pillbox-Resonatoren</i>	109
12.2	BETRACHTUNG EXISTIERENDER LINACS	112
12.2.1	<i>Der DELTA-Injektor-Linac</i>	113
12.2.2	<i>Der LEP Injektor-Linac</i>	114
12.2.3	<i>Der Linearbeschleuniger der S-Band-Linear-Collider-Studie</i>	114
13	MESSERGEBNISSE UND EINSTELLWERTE VON KOMPONENTEN DES SLS LINEARBESCHLEUNIGERS	116
13.1	MAGNETFELDMESSUNG MIT DER HALLSONDE.....	116
13.2	FELDINTEGRALMESSUNG MIT DER PULSED-WIRE-METHODE	117
13.3	BETRIEBSDRUCK IN DEN VAKUUMKOMPONENTEN	117
13.4	SETZWERTE DER STRAHLFÜHRUNGSMAGNETE.....	118
14	DANKSAGUNG	119
15	LITERATURVERZEICHNIS	120

1 Einleitung

Im Jahre 1895 entdeckte Röntgen eine unbekannte Strahlung, die Materie durchdringen konnte. Diese „X-Strahlung“, wie er sie in seiner ersten Veröffentlichung nannte, kennzeichnet den Beginn der Analyse von Festkörpern mit Hilfe elektromagnetischer Strahlung. Ihre unmittelbare und bis heute bedeutendste Anwendung fand die Röntgenstrahlung in der Medizin, sie wurde jedoch schon wenige Jahre nach ihrer Entdeckung auch zur Analyse der Kristallstruktur von Festkörpern genutzt. Heute kann man auf den Einsatz der Röntgenstrahlung in der Materialuntersuchung und der Strukturanalyse in der Physik, der Chemie sowie der Biologie nicht mehr verzichten.

Röntgenstrahlung wird unter anderem auch von beschleunigten elektrischen Ladungen emittiert, sie ist daher immer ein Beiprodukt in jedem Teilchenbeschleuniger hoher Energie. Die Beobachtung der Lichtemission von kreisenden Elektronen in Synchrotrons und deren Verständnis im Rahmen der Elektrodynamik haben seit Beginn der sechziger Jahre zur Nutzung dieser Anlagen bei der Erzeugung hochenergetischer und intensiver elektromagnetischer Strahlung geführt. Diese Synchrotronstrahlung, die, je nach Energie der kreisenden Elektronen und der wirkenden radialen Beschleunigung, im Spektrum variiert und neben Röntgenstrahlung auch größere Wellenlängen bis in den Ultrarotbereich beinhaltet, findet zunehmend neue Anwendungsfelder. Die großen Vorteile von Synchrotronstrahlungsquellen sind der von ihnen erzeugte hohe Photonenfluss, die Abstimbarkeit der Wellenlänge bzw. der Energie der Synchrotronstrahlung, ihre geringe Winkeldivergenz, die Kontrolle ihrer zeitlichen Struktur und die äußerst geringe Ausdehnung des Leuchtflecks.

Diese hervorragenden Eigenschaften führen zu einer großen Zahl von Anwendungen und damit zu einer Vielzahl von Nutzern, die sehr unterschiedliche Anforderungen an die speziellen Eigenschaften der Synchrotronstrahlung stellen. Wegen der relativ hohen Kosten von Synchrotronstrahlungsquellen lassen sich jedoch nicht für jedes Forschungsgebiet dedizierte Quellen zur Verfügung stellen. Aus diesem Grund wird von modernen Strahlungsquellen eine hohe Variabilität in den Strahleigenschaften, bei großer Verfügbarkeit und vertretbaren Investitions- und Betriebskosten gefordert. Die Schwerpunkte der Nutzung wandeln sich. Waren vor wenigen Jahren noch die Festkörperphysik und die Mikrostrukturtechnik die treibenden Kräfte hinter neuen Projekten, so ist es nun die Biologie, die im Rahmen etwa des Genomprojektes Untersuchungen an komplexen Molekülstrukturen durchführt. Die sich rasch entwickelnden Anforderungen erlauben somit keine langen Projektierungs- und Bauphasen, welche die Aktualität und somit die Rechtfertigung des Projektes gefährden würden.

Synchrotronstrahlung wird im Bereich von wenigen meV bis hin zu vielen keV für Experimente verwendet. Dies entspricht, in Abhängigkeit vom Magnetsystem zur radialen Ablenkung, Teilchenenergien von 0.5 bis 8GeV bei magnetischen Feldern von bis zu 3Tesla. Selbst Beschleuniger, die für die Hochenergiephysik gebaut wurden (PETRA mit 23.5GeV, am DESY¹ in Hamburg), werden heute vermehrt zur Erzeugung von hochenergetischer Synchrotronstrahlung genutzt. Die Vielzahl der verwendeten Synchrotronstrahlungsquellen und der damit verbundenen Entwicklungen findet ihre Fortsetzung in den neuen Strahlungsquellen der 3. Generation, die sich zur Zeit im Betrieb, im Aufbau oder in der Planungsphase befinden. Dies sind die nationalen Synchrotronstrahlungsquellen in der Schweiz, in Kanada, Frankreich, England, Spanien und Australien. Diese Quellen bauen auf den Erfahrungen der letzten Jahrzehnte auf und machen sich alle zur Zeit anwendbaren

¹ Deutsches Elektronen-Synchrotron

technischen Konzepte zunutze, um intensive und hochbrillante Strahlung in einem möglichst großen Energiebereich für die Experimentatoren zur Verfügung zu stellen.

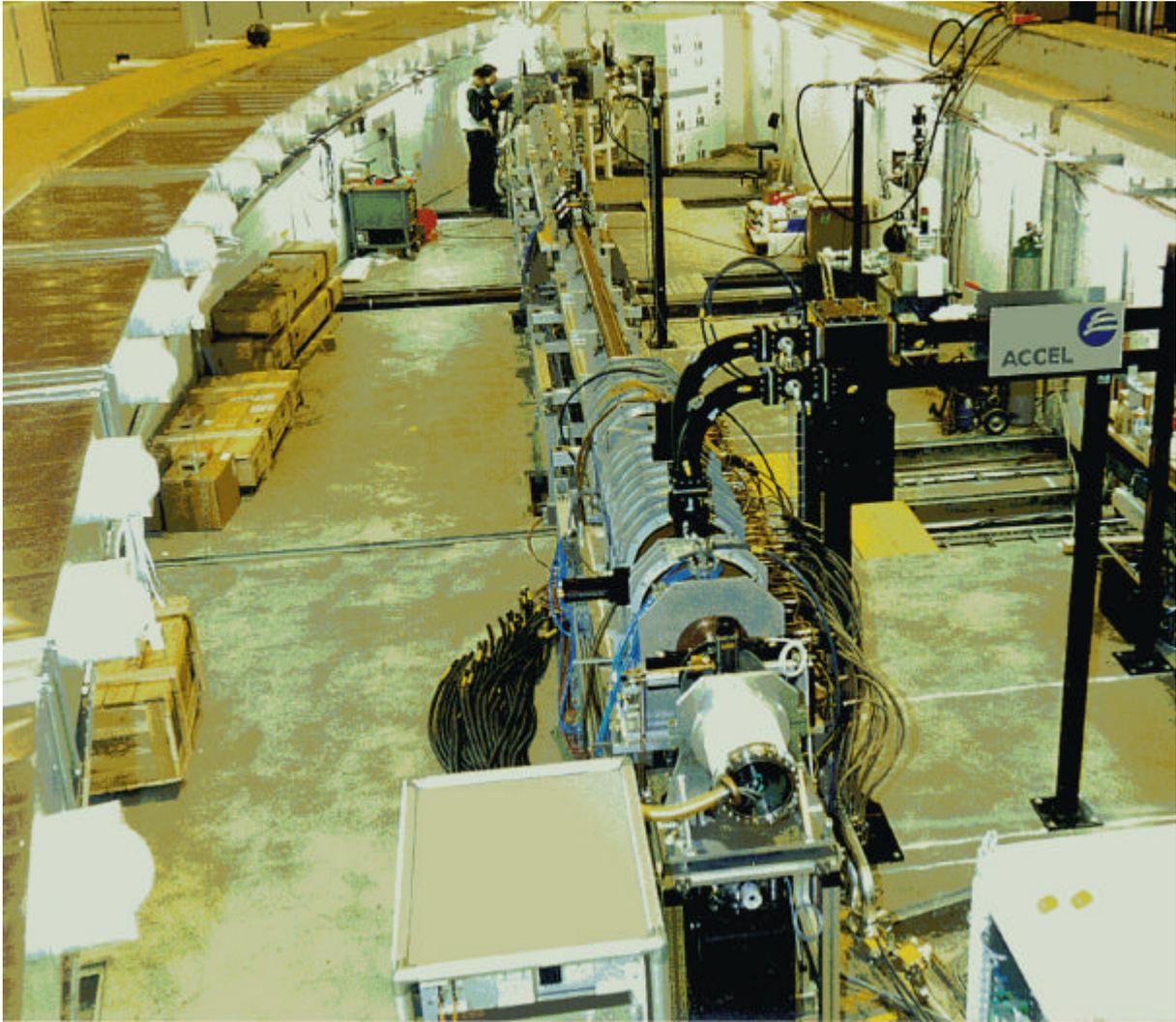


Abbildung 1-1: SLS 100MeV-Elektronenlinearbeschleuniger während der Montage im Februar 2000

Eine Synchrotronstrahlungsquelle der 3. Generation besteht heute aus mehreren Beschleunigeranlagen. Zentraler Bestandteil ist zunächst der Speicherring, in dem der hochenergetische und intensive Elektronenstrahl über Stunden gespeichert wird und an dem die eigentliche Nutzung der Strahlung stattfindet. Vorbeschleuniger oder Injektoren erzeugen die zur Füllung des Speicherrings benötigten kurzen (ns - μ s) Elektronenpulse. Durch mehrmalige Injektion dieser kurzen Pulse wird der Speicherring sukzessive bis zu seiner Intensitätsgrenze gefüllt, eine eigentliche Beschleunigung findet heute im Speicherring zumeist nicht mehr statt. Während dieser Injektionsphasen im Abstand von einigen Stunden findet keine Nutzung der Strahlung statt. Die für die Qualität der Synchrotronstrahlung entscheidenden Strahleigenschaften stellen sich nach einer kurzen Zeit im Bereich von Millisekunden durch die auftretende Strahlungsdämpfung ein. Die Strahlqualität von Speicherring und Vorbeschleunigern sind damit unabhängig voneinander. Dies ändert sich, wenn im Rahmen eines sogenannten „Topping-Up“-Betriebs in regelmäßigen Zeitabständen nur jeweils ein kurzer Elektronenpuls während der Strahlungsnutzung in den Speicherring nachinjiziert wird. Zeitstruktur und Qualität des einkommenden Strahls müssen bereits bei der Injektion den hohen Qualitätsmaßstäben innerhalb des Speicherrings genügen, um den laufenden Nutzerbetrieb nicht zu gefährden oder die Strahlungseigenschaften zu mindern.

Vorteil eines solchen Betriebszustandes ist eine gleichmäßige Strahlbelastung des Beschleunigers und gleichbleibende Strahlungsqualität und Strahlungsintensität auf der zu untersuchenden Probe.

Die Vorbeschleuniger müssen daher für diesen Betriebszustand optimiert und an die Gegebenheiten des Speicherrings angepasst sein. Demzufolge sind daher sehr hohe Anforderungen an die Strahlintensität und Strahlqualität, sowie an die Zeitstruktur des Elektronenstrahls bereits ab der Erzeugung und Strahlformierung in der Elektronenquelle.

Der Autor hat im Laufe seiner Tätigkeiten an der Elektronenspeicherringanlage DELTA in Dortmund (Anfertigung der Diplomarbeit) und in der Industrie (Fa. ACCEL) am Aufbau und Betrieb von gepulsten Linearbeschleunigern hoher Intensität maßgeblich mitgewirkt. Basierend auf den hierbei gewonnenen Erfahrungen wurde im Rahmen dieser Arbeit ein 100MeV-Elektronenlinearbeschleuniger als erster Teil eines für den Topping-up-Betrieb optimierten Injektionssystems ausgelegt, umgesetzt, aufgebaut und erfolgreich an der Swiss Light Source (SLS) in Betrieb genommen.

Nach einer Einführung in die Eigenschaften heutiger Synchrotronstrahlungsquellen wird zunächst eine Analyse der Anforderungen einer Synchrotronstrahlungsquelle der 3. Generation an ihre Vorbeschleuniger durchgeführt und die Wahl eines gepulsten 3 GHz-Linearbeschleunigers motiviert. Die spezielle Auslegung dieses Beschleunigers in Anpassung an die Gegebenheiten der SLS und die Auswahl und Optimierung der Komponenten schließt sich an. Die Arbeit schließt mit der Beschreibung des Aufbaus und den Ergebnissen der erfolgreichen Inbetriebnahme des Beschleunigers.

2 Synchrotronstrahlungsquellen der 3. Generation

Heute sind die Synchrotronstrahlungsquellen der 3. Generation im Routinebetrieb. Erste Ergebnisse von Testanlagen der 4. Generation liegen vor. Auch wenn durch die ständige Auf- und Umrüstung der bestehenden Anlagen eine eindeutige Zuordnung der existierenden Anlagen in Generationen nicht möglich ist, werden diese wie folgt klassifiziert:

- Die 1. Generation von Synchrotronstrahlungsquellen wurde für andere Anwendungen, zum Beispiel für die Elementarteilchenphysik, geplant und primär für diese Anwendungen und nicht für die Erzeugung von Synchrotronstrahlung genutzt.
- Die 2. Generation sind die dedizierten Quellen, auf der Basis von Speicherringen, die die Strahlung der im Dipol radial beschleunigten Teilchen nutzen. Die erste Elektronen-Beschleuniger-Anlage, die gezielt für die Erzeugung von Synchrotronstrahlung ausgelegt wurde, ist die SRS in Großbritannien².
- Die 3. Generation nutzt massiv zusätzliche Strahlungserzeuger, wie Undulatoren, Wellenlängenschieber und Wiggler (siehe auch Abbildung 2-1).
- Die 4. Generation besteht aus Linearbeschleuniger mit Energierückgewinnung [1]. Der hochbrillante Strahl des Linearbeschleunigers ($e_{\text{Linearbeschleuniger}} \sim \frac{1}{b \cdot g} \cdot e_{\text{Elektronenquelle}}$) wird zunächst durch Strahlungserzeuger, wie Undulatoren, Wiggler und Dipole, geführt, und dann seine restliche Energie in den Beschleunigerstrukturen zurückgewonnen.

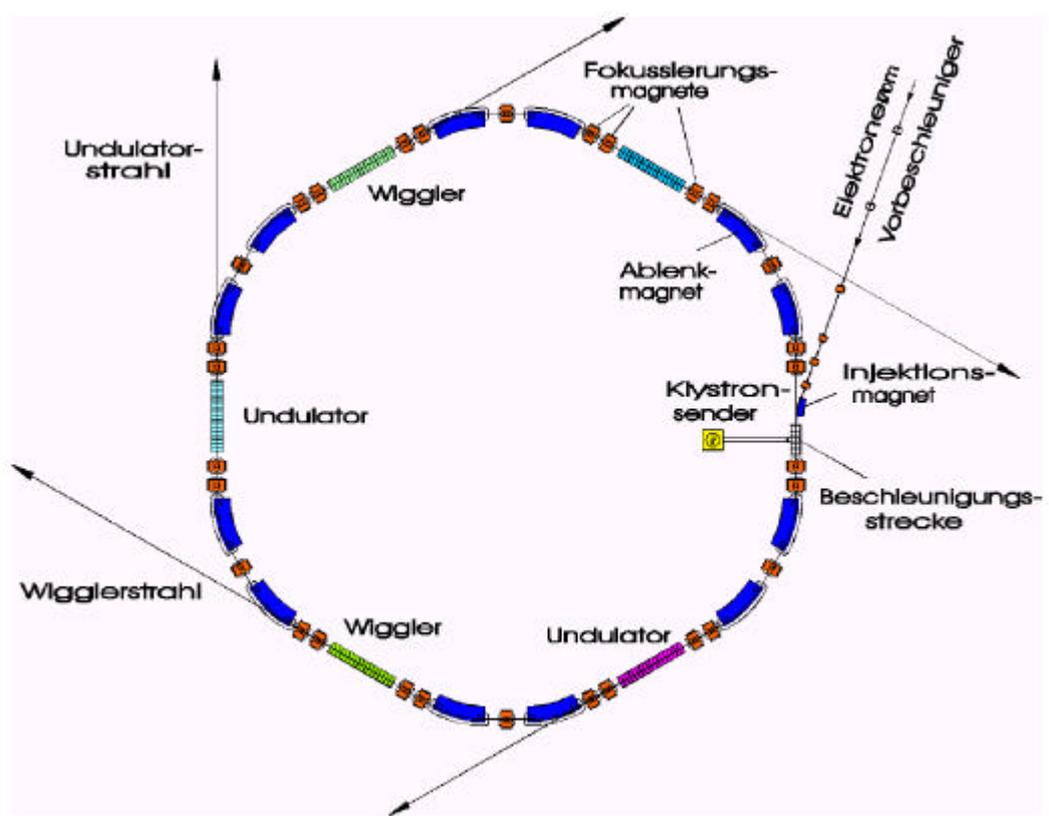


Abbildung 2-1: Prinzipieller Aufbau einer Synchrotronstrahlungsquelle der 3. Generation[10]

² Synchrotron-Radiation-Source: Designreport 1974

Synchrotronstrahlungsquellen der 3. Generation sind also ringförmige Beschleuniger, in denen hohe Ströme von e^- gespeichert sind und mit hohen Lebensdauern umlaufen. Die so kreisenden Elektronen erzeugen hierbei in den Strahlführungsmagneten und speziellen Magnetstrukturen Synchrotronstrahlung.

2.1 Synchrotronstrahlung und ihre Eigenschaften

Bevor die Konzepte moderner Synchrotronstrahlungsquellen betrachtet werden, soll zunächst eine allgemeine Einführung in die Eigenschaften der Synchrotronstrahlung gegeben werden.

Seit der Aufstellung der Maxwell'schen Gleichungen und den Experimenten von Heinrich Hertz weiß man, dass beschleunigte Ladungen elektromagnetische Strahlung aussenden. Gegen Ende des 19. Jahrhunderts berechnete J. Larmor für beschleunigte, aber nicht relativistische Teilchen der Ladung q , dass deren insgesamt abgestrahlte Leistung P_s durch

$$P_s = \frac{q^2}{6\pi\epsilon_0 m_0^2 c^3} \left(\frac{d\vec{p}}{dt} \right)^2 \quad \text{Gleichung 2-1}$$

gegeben ist [10]. Etwa zur gleichen Zeit zeigten Lienard [2] und Schott [3][4][5], dass Elektronen, die sich auf einer Kreisbahn bewegen, eine starke Quelle für elektromagnetische Strahlung sind. In Gleichung 2-1 ist c die Lichtgeschwindigkeit ($2.99792458 \cdot 10^8$ m/s), m_0 die Ruhemasse des Teilchens, ϵ_0 die Dielektrizitätskonstante des Vakuums ($8.85419 \cdot 10^{-12}$ As/Vm) und \vec{p} der Teilchenimpuls.

Die Theorie der Synchrotronstrahlung in Kreisbeschleunigern wurde zuerst von Ivanenko und Pomeranchuk [6] (1944) und, unabhängig von diesen, etwas später (1946) von Schwinger [7][8] ausgearbeitet und in späterer Zeit in zahlreichen weiteren Arbeiten verfeinert und kann heute in modernen Lehrbüchern der Elektrodynamik, z.B. bei J.D. Jackson [9], nachgelesen werden. Eine Zusammenfassung der wichtigsten Beziehungen, die im folgenden aufgeführt sind, ist im Lehrbuch von Klaus Wille [10] gegeben.

Besonders interessant sind die Verhältnisse bei Beschleunigung der Teilchen senkrecht zur Bewegungsrichtung. Für solche Teilchen gilt die wohlbekannte Beziehung:

$$P_s = \frac{q^2 \cdot c}{6 \cdot \pi \cdot \epsilon_0} \frac{1}{(m_0 \cdot c^2)^4} \frac{E^4}{R^2}. \quad \text{Gleichung 2-2}$$

Hier ist E die relativistische Gesamtenergie des Teilchens und R der Krümmungsradius seiner Bahn im Magnetfeld. Die abgestrahlte Leistung P_s steigt mit der vierten Potenz des Verhältnisses der Gesamtenergie zur Ruheenergie des Teilchens. Dieses Verhältnis ist für Elektronen der Energie E etwa $1.14 \cdot 10^{13}$ mal größer als für Protonen derselben Energie. Diese Strahlung wurde zum ersten Mal im Jahre 1946 optisch am 70MeV-Elektronen-Synchrotron von General Electric durch den technischen Assistenten Floyd Haber beobachtet [11] und erhielt so ihren Namen.

Liegt die Beschleunigung der Elektronen in Richtung ihrer Geschwindigkeit, wie dies beim Linearbeschleuniger der Fall ist, so ist die abgestrahlte Leistung im Vergleich zur radialen Beschleunigung sehr gering [10].

2.1.1 Die Winkelverteilung der Synchrotronstrahlung

In seinem Schwerpunktsystem strahlt das beschleunigte Elektron wie ein Hertz'scher Dipol mit einem Maximum der Intensität senkrecht zur Beschleunigungsrichtung. Bei einem relativistischen Elektron, das sich auf der Sollbahn eines Synchrotrons bewegt, führt dies zu

einer extrem in Flugrichtung des Elektrons gebündelten Strahlung mit dem halben Öffnungswinkel $\theta = 1/\gamma$, wobei γ das Verhältnis der Gesamtenergie zur Ruheenergie des Elektrons ist. Die Schweizer Synchrotronstrahlungsquelle z.B. ist für eine Energie der kreisenden Elektronen von 2.4GeV ausgelegt, was zu einem γ -Wert von 4700 und damit zu einem halben Öffnungswinkel von 0.21mrad führt. Diese starke Bündelung der Synchrotronstrahlung ist eine ihrer besonderen Attraktivitäten.

2.1.2 Die Brillanz der Synchrotronstrahlung

Um die Qualität einer Synchrotronstrahlungsquelle zu charakterisieren, eignet sich vor allem die Einheit der Brillanz B .

Die Brillanz beschreibt im wesentlichen die Leuchtdichte am Leuchtfleck oder Quellpunkt der Synchrotronstrahlung auf dem Sollkreis des Strahls und ist umso größer, je geringer die Strahldivergenz am Ort des Leuchtflecks ist. Die genaue Definition der Brillanz lautet:

$$B = \frac{F}{4 \cdot \mathbf{p}^2 \cdot \mathbf{s}_x \cdot \mathbf{s}_z \cdot \mathbf{s}'_x \cdot \mathbf{s}'_z}. \quad \text{Gleichung 2-3}$$

Die Brillanz ist der Quotient aus dem spezifischen Photonfluss F und der Quellpunktausdehnung $\mathbf{s}_x, \mathbf{s}_z$ sowie der Strahldivergenz, der Veränderung der Strahlausdehnung $\mathbf{s}'_x \cdot \mathbf{s}'_z$. Die Brillanz ist folglich insbesondere für Experimente mit hoher Ortsauflösung bedeutsam. Hierbei sind die Strahlgröße und die Divergenz über die sie beschreibende Gaußverteilung definiert. F ist der spezifische Photonfluss, bezogen auf ein Energieintervall von 0.1%, um die betrachtete Photonenergie (0.1% BW), pro Sekunde und pro Ampere Strahlstrom. Für F gilt also:

$$F = \frac{\text{Photonen}}{s \cdot 0.1\% \cdot BW \cdot A}. \quad \text{Gleichung 2-4}$$

Somit lässt sich zusammenfassend sagen, dass eine hohe Brillanz neben den charakteristischen Eigenschaften des Strahlungserzeugers durch geringe Strahldimensionen und Divergenzen erreicht wird. Diese Größen variieren entlang der Kreisbahn des Beschleunigers. Schreibt man Gleichung 2-3 in den Größen der Strahlemittanzen³ $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_z$, so folgt:

$$B = \frac{F}{4 \cdot \mathbf{p}^2 \cdot \mathbf{e}_x \cdot \mathbf{e}_z}. \quad \text{Gleichung 2-5}$$

Die beim Speicherbetrieb zeitlich konstanten Emittanzen in den unterschiedlichen Phasenebenen sind insbesondere bei hohen Teilchendichten im Bunch⁴ untereinander gekoppelt. Die Kopplung der transversalen Ebenen wird daher für genauere Betrachtungen über die Einführung einer Kopplungskonstante berücksichtigt.

Der Photonfluss erhöht sich mit der Anzahl der zirkulierenden Elektronen. Ein hoher Strom im Speicherring wird immer im Zusammenhang mit einer hohen Brillanz gefordert.

³ Die Emittanz wird in 3.4.3 und 4.3 eingeführt.

⁴ Bunch: Die geladenen Teilchen können nur im positiven Teil der beschleunigenden HF-Welle Energie gewinnen, aus diesem Grund sind die Teilchen longitudinal entsprechend formiert. Transversal ist die Ausdehnung der Ladungsverteilung ebenfalls begrenzt. Die Ladungsverteilung die unter diesen Einschränkungen entsteht, wird Bunch genannt.

Hohe Ströme sind durch Instabilitäten begrenzt. Diese resultieren aus der Wechselwirkung der Ladungsverteilung mit der Beschleunigerumgebung. Neben den Instabilitäten, die durch unterschiedliche Konzepte kompensiert werden können, begrenzen noch andere Effekte den Strom. So führen z.B. Teilchenkollisionen zwischen Teilchen des Strahls und Molekülen im Vakuumsystem zu einer Streuung und somit zu Teilchenverlusten. Verlangen die Experimente einen sehr konstanten Photonfluss, so muss die Zahl der Teilchen im Speicherring möglichst konstant bleiben; dies ergibt sich entweder durch eine hohe Lebensdauer, oder durch fortwährendes Nachfüllen (Topping-Up) verlorener Teilchen⁵.

Natürlich ist die Brillanz vom Magnetsystem abhängig, in dem die Elektronen radial beschleunigt werden. Dies ist in Abbildung 2-2 am Beispiel der für die SLS ursprünglich geplanten Strahlungserzeuger zu sehen. In dieser Arbeit soll nicht auf die qualitativen Unterschiede der möglichen Magnetsysteme wie Wiggler, Undulatoren und andere Ablenkmagnete eingegangen werden, hierzu siehe z.B. [10].

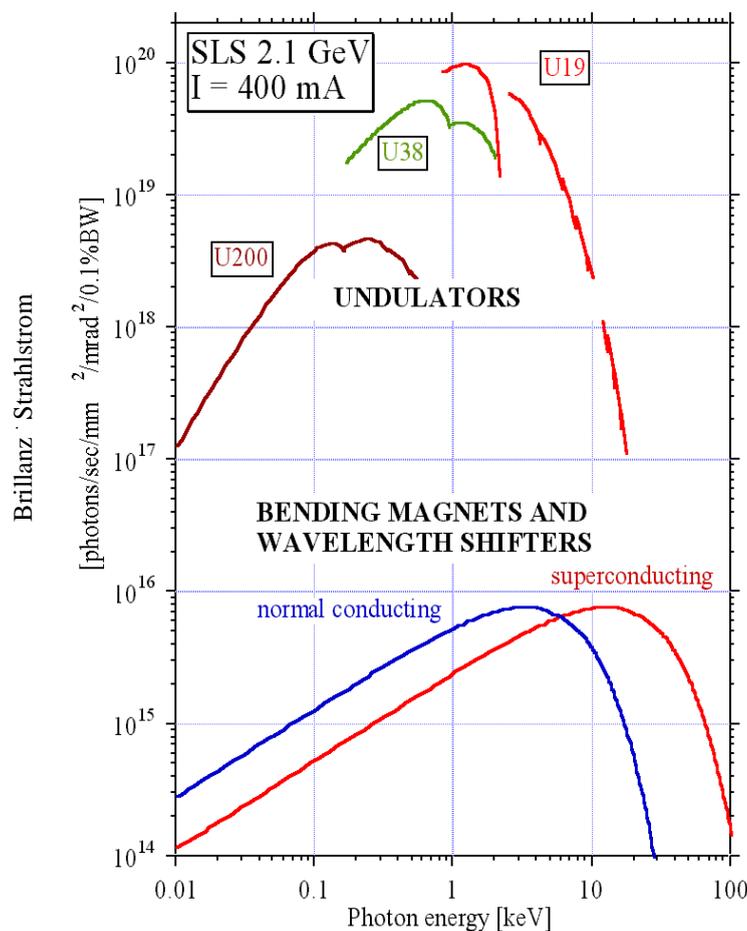


Abbildung 2-2: Brillanz der an der nationalen Schweizer Synchrotronstrahlungsquelle zur Zeit der Bewilligung geplanten Strahlungserzeuger [12]

2.2 Anforderungen der Experimente mit Synchrotronstrahlung

Weltweit gibt es zur Zeit über 50 Synchrotronstrahlungsquellen. Alle nutzen die Synchrotronstrahlung aus Dipolmagneten, und die meisten verwenden zusätzliche Strahlungserzeuger wie Undulatoren und Wiggler. Die Synchrotronstrahlung wird durch

⁵ Damit aus Sicht der Experimente die Strahleigenschaften unverändert bleiben, müssen die nachgelieferten Elektronen in ihrer Verteilung und somit räumlich und energetisch den gespeicherten Teilchen entsprechen.

Strahlführungen (englisch „beam-lines“) zum Experiment gebracht; diese Strahlführungen sind in der Regel für spezielle Experimente optimiert. Bereiche der Nutzung sind alle Formen der Spektroskopie, z.B. zeitaufgelöste Fluoreszenz, Untersuchung von Prozessen, die auf einer Skala von Femtosekunden ablaufen, unelastische Streuexperimente und Kleinwinkelstreuung.

Der Versuch, typische Anforderungen dieser Experimente an den Beschleuniger z.B. am Beispiel der Europäischen Synchrotron Strahlungsquelle ESRF näher zu betrachten, würde den Rahmen dieser Arbeit übersteigen. An der ESRF wird an 50 verschiedenen Punkten des Umfangs die Synchrotronstrahlung vom Speicherring weggeführt und den Experimentatoren zugänglich gemacht.

Eine Strahlungsquelle der dritten Generation dient einer großen Gruppe von Wissenschaftlern als Arbeitsmittel. Mehrere von ihnen teilen sich in der Regel eine Strahlführung und tauschen nur die Messproben aus. Der Erfolg ihrer wissenschaftlichen Arbeit hängt daher erheblich von der Verfügbarkeit der Strahlungsquelle ab.

Von den rund 8700 Stunden, die im Jahr theoretisch zur Verfügung stehen, versuchen die Betreiber moderner Anlagen den Experimentatoren 6000 Stunden zur Verfügung zu stellen. In dieser Zeit läuft die Maschine ununterbrochen, so verbleiben nur rund 650 Arbeitsstunden⁶ für Inspektion, Reparatur und Austausch von Komponenten. Weiterhin müssen diese Stunden Raum geben, um neue Komponenten⁷ zu testen und für den Standardbetrieb zur Verfügung zu stellen.

An der vorangegangenen Aufstellung lässt sich leicht erkennen, dass Ausfälle während der Experimentierphasen nicht durch zeitliche Umschichtungen kompensiert werden können. Eine hohe Verfügbarkeit der Maschine für Experimente ist daher notwendig; somit werden Wartungsfreundlichkeit und geringe Ausfallraten gefordert.

Viele Experimente verlangen nach einer hohen mittleren Photonendichte und somit nach vielen gespeicherten Elektronen und hohen Lebensdauern. Andere Experimente wiederum nutzen die zeitliche Struktur des Elektronenstrahls zur Untersuchung von dynamischen Prozessen. Um den verschiedenen Anforderungen der Nutzer gerecht zu werden, wird die ESRF zum Beispiel in neun verschiedenen Betriebsmodi betrieben.

2.3 Betriebsmodi einer Synchrotronstrahlungsquelle

Wegen der spezifischen Wirkungsweise eines Speicherringes sind die in ihm umlaufenden Elektronen in Ladungspakete zusammengefasst, deren zeitlicher Abstand gleich der Periodendauer des beschleunigenden Hochfrequenzfeldes in den Beschleunigungsresonatoren ist. Je nach der gewünschten Zeitstruktur der Synchrotronstrahlung kreisen entweder einzelne oder viele Elektronenpakete im Speicherring. So lässt sich die Zeitstruktur der erzeugten Synchrotronstrahlung festlegen. Diese Zeitstruktur führt zu einer Abfolge von Synchrotronstrahlungsimpulsen. Die Ladung eines jeden Ladungspakets im Speicherring bestimmt die Intensität des Synchrotronstrahlungsimpulses.

Eine häufig verwendete Frequenz für den Betrieb der Beschleunigerresonatoren ist 500MHz. Das zur Beschleunigung nutzbare Zeitintervall beträgt somit maximal 1ns. Eine Ladungsverteilung innerhalb dieser 1ns Dauer, wird deshalb Einzelbunch genannt.

⁶ Wenn man von 40 Arbeitsstunden pro Woche ausgeht.

⁷ Eine wissenschaftliche Großanlage befindet sich immer in der Weiterentwicklung, um den Anforderungen der Experimentatoren gerecht zu werden.

Multibunche sind mehrere dieser Ladungspakete, welche im Abstand von 2ns , für eine gegebene Multibunchdauer aufeinander folgen.

Da notwendige Vorbeschleuniger häufig bei einer höheren Frequenz betrieben werden, ist es sinnvoll bei diesen dann von Mikrobunchen zu sprechen. So füllen z.B. 3 Mikrobunche eines bei 3GHz betriebenen Vorbeschleunigers einen Bunch eines mit 500MHz betriebenen Speicherringes.

Wie in Kapitel 2.1.2 bereits erwähnt, ist Topping-Up heute ein neben Einzel- und Multibunchmodus ebenfalls gewünschter Betriebsmodus. Beim Topping-Up werden, je nach der ursprünglichen Speicherringbefüllung im Einzel- bzw. Multibunchmodus, verlorene Teilchen kontinuierlich nachgefüllt. Damit bei dieser Nachfüllung der gespeicherte Strahl nicht gestört wird, muss die nachinjizierte Verteilung der gespeicherten in Emittanz und Energie entsprechen. Um den gespeicherten Strom möglichst konstant zu halten, muss der nachinjizierte Strom weiterhin fein justierbar sein.

3 Prinzipien der Teilchenbeschleunigung und der Strahlcharakterisierung

In diesem Kapitel werden zunächst zur Einführung in die nachfolgenden Teile der Arbeit die Möglichkeiten der Teilchenbeschleunigung in Gleich- und Wechselfeldern kurz angesprochen. Daran anschließend wird auf die Grundlagen der Strahlcharakterisierung im Phasenraum eingegangen.

Synchrotronstrahlungsquellen, insbesondere die der 3. Generation, sind heute zumeist kreisförmige Speicherringe, in denen Elektronenströme von einigen 100mA mit hoher Energie, von Dipolmagneten geführt, in einer Vakuumkammer umlaufen. Der Energieverlust, den die kreisenden Elektronen durch die Synchrotronstrahlung pro Umlauf erfahren, wird ihnen durch elektrische Beschleunigungsfelder in Hochfrequenzresonatoren wieder zugeführt. Erzeugt und in den Speicherring injiziert wird der hochenergetische Elektronenstrom von einem System von Vorbeschleunigern. Neben der ersten Füllung des Speicherringes werden die durch Streuung, unter anderem am Restgas in der Vakuumkammer des Speicherringes, verlorengangenen Elektronen ebenfalls durch das Vorbeschleunigersystem nachgeliefert.

Die Lorentzkraft \vec{F} beschreibt die auf ein Teilchen der Ladung q im elektromagnetischen Feld eines Teilchenbeschleunigers wirkende Kraft. Es gilt:

$$\vec{F} = q(\vec{v} \times \vec{B} + \vec{E}). \quad \text{Gleichung 3-1}$$

Magnetische Felder \vec{B} führen gemäß dieser Gleichung zu senkrecht auf der Bewegungsrichtung stehenden Kräften und damit zur transversalen Ablenkung, nicht jedoch zur Erhöhung der Teilchenenergie. Nur die Einwirkung eines elektrischen Feldes \vec{E} kann zu einer longitudinalen Beschleunigung und damit zu einem Energiegewinn führen.

Die Entdeckung der Radioaktivität und insbesondere der Erfolg der Rutherford'schen Streuexperimente führten zu dem Wunsch, hochenergetische Teilchenstrahlen in Teilchenbeschleunigern zu erzeugen. Hierfür bediente man sich der Beschleunigung von stabilen, geladenen Teilchen, wie Elektronen, Protonen und schweren Ionen, in elektrischen Feldern. Wie der erste Teilchenbeschleuniger, die Röntgenröhre, waren auch die ersten danach folgenden Beschleuniger solche, die mit elektrischen Gleichfeldern arbeiteten.

3.1 Beschleunigung in Gleichfeldern

Die ersten Beschleuniger bestanden im Prinzip aus einer Teilchenquelle und einem evakuierten Strahlrohr, das mit einer Abfolge von Lochblenden ausgestattet war, die in entsprechender Anordnung mit Hochspannungsquellen verbunden waren. Als Hochspannungsquellen dienten z.B. Band- und Kaskadengeneratoren. Die Begrenzung der Hochspannung und damit der Teilchenenergie dieser Beschleuniger ist durch die Durchschlagsfestigkeit ihrer Isolation gegenüber der Umwelt des Labors, sowie durch das Einsetzen von Koronarentladungen gegeben und beläuft sich auf einige Millionen Volt (MV).

3.2 Beschleunigung in Hochfrequenzfeldern

Die Begrenzung der Teilchenenergie in Gleichspannungsbeschleunigern konnte durch das Prinzip der Beschleunigung in Hochfrequenzfeldern überwunden werden, das auf G. Ising [13] (1925) und R. Wideroe [14] zurückgeht. Die Weiterentwicklung dieses Gedankens führte zur Beschleunigung von Teilchen in Hohlraumresonatoren, in denen elektromagnetische Felder durch leistungsstarke Sender erzeugt werden. Hohlraumresonatoren können elektromagnetisch aneinander gekoppelt werden. Dies führt zu mehrzelligen

Beschleunigungsstrukturen, die hintereinander aufgereiht einen Linearbeschleuniger ergeben. In Linearbeschleunigern lassen sich hochenergetische und vor allem hochintensive Teilchenstrahlen beschleunigen. TESLA [15], der größte Beschleuniger dieser Art, wird zur Zeit bei DESY in Hamburg geplant. Das Prinzip des Linearbeschleunigers ist jedoch auch zugleich das kostspieligste Beschleunigerprinzip, da aufwendige HF-Systeme in großer Anzahl eingesetzt werden müssen und der Strahl zumeist nur einmal das Beschleunigungssystem durchläuft.

3.3 Kreisbeschleuniger

Eine sehr viel preiswertere Art, um hochenergetische Teilchenstrahlen zu erzeugen, ist der sogenannte Kreisbeschleuniger. In diesem Beschleunigertyp werden -die einzige Ausnahme ist das Betatron- eine oder mehrere Hochfrequenzbeschleunigungsstrukturen dadurch vielfach genutzt, dass man sie auf einer Sollbahn (Orbit) anordnet, auf welcher der Teilchenstrahl, von Dipolmagneten geführt, umläuft. Bei jedem Durchlaufen der Beschleunigungsstrukturen erhöht sich die Teilchenenergie. Dies hat zur Folge, dass sich, bei gleichbleibendem Magnetfeld, der Radius der Umlaufbahn der Teilchen vergrößert. Beschleuniger dieses Typs sind das Zyklotron, das Mikrotron und das Rezyklotron. Das Zyklotron eignet sich nicht für die Beschleunigung von Elektronen auf höhere Energien, und wird daher nicht weiter behandelt. Das Mikrotron und das Rezyklotron werden im Kapitel über Synchrotron-Vorbeschleuniger genauer betrachtet. Der für die in dieser Arbeit beschriebene Anwendung wichtigste Typ des Kreisbeschleunigers ist das Synchrotron. Im Synchrotron wird das Führungsmagnetfeld synchron zum Energiegewinn der Elektronen variiert. Während der Anstiegsphase des Magnetfeldes durchlaufen die zu beschleunigenden Teilchen auf ihrer Sollbahn die Beschleunigungsstrukturen immer wieder. Durch die Phasenfokussierung wird erreicht, dass die umlaufenden Teilchen immer während eines wohldefinierten Phasenintervalls die Beschleunigungsresonatoren durchfliegen und somit die Teilchenenergie synchron mit der Erhöhung des Magnetfeldes ansteigt (siehe Kapitel 4.2). Diesem Umstand verdankt das Synchrotron seinen Namen.

Ein sehr spezieller Kreisbeschleuniger, der heute nur noch in der Medizin verwendet wird und nicht genauer betrachtet werden soll, ist das Betatron. Im Betatron wird das Magnetfeld, wie im Synchrotron, so erhöht, dass der Radius der Kreisbahn konstant bleibt. Das nach dem Induktionsgesetz durch das sich zeitlich ändernde Magnetfeld erzeugte elektrische Feld dient der Teilchenbeschleunigung.

3.4 Charakteristische Größen eines Teilchenstrahls

Der Teilchenstrahl in einem Beschleuniger ist ein Ensemble von geladenen Teilchen im 6-dimensionalen Phasenraum. Er lässt sich auch durch seine räumliche Teilchendichte, die Zeitstruktur des Teilchenstroms und die Verteilung der Teilchenimpulse oder -energien beschreiben. Wegen der spezifischen Wirkungsweise von Teilchenbeschleunigern mit Hochfrequenzbeschleunigungsstrecken (HF-Resonatoren) sind die in ihnen beschleunigten Teilchen in Ladungspaketen (im Englischen „Bunche“ genannt) zusammengefasst. Der kleinste zeitliche Abstand der einzelnen Bunche ist durch die Periodendauer des beschleunigenden Hochfrequenzfeldes gegeben. Eine charakteristische Frequenz für das beschleunigende Hochfrequenzfeld in Synchrotrons ist 500MHz ⁸. In Linearbeschleunigern für

⁸ Beispielsweise in den Kreisbeschleunigern von DESY, Hamburg.

Elektronen beträgt die Frequenz, den „Pionierbeschleunigern“ der Stanford University folgend, etwa 3GHz⁹.

3.4.1 Die Koordinaten der Strahlteilchen im Phasenraum

In der Regel ist der Teilchenstrahl eines Beschleunigers ausreichend beschrieben, wenn einer seiner Bunche korrekt charakterisiert ist. Zur Beschreibung der Dynamik eines Bunches bedient man sich seiner Darstellung im Phasenraum. Jeder Beschleuniger besitzt eine Sollbahn, auf der das „Idealteilchen“ mit dem Sollimpuls p_0 umläuft, dieses wird Sollteilchen genannt. Das Sollteilchen mit dem Impuls p_0 ruht in dem verwendeten Koordinatensystem. Das gewählte sechsdimensionale Koordinatensystem des Phasenraumes ist somit ein das Teilchen auf seiner Sollbahn begleitendes System, welches durch die drei Ortsgoodinaten x , z , s und die dazugehörigen Impulsgoodinaten p_x , p_z , p_s bestimmt ist. Die entlang der Sollbahn liegende Goodinate ist s . Die Goodinaten x und z sind zueinander und zur Richtung von s orthogonal. Die Goodinate z weist in die Senkrechte und fällt mit der Richtung der homogenen Magnetfelder in den Ablenkmagneten eines Synchrotrons zusammen. Die Goodinaten x und z beschreiben demnach die transversale und s die longitudinale Position des Teilchens im Bunch, mit Bezug zum Sollteilchen. Für die Teilchenimpulse in x -, z - und s -Richtung gilt in guter Näherung mit den Winkeln x' , z' und der Impulsabweichung δp :

$$p_x = p_0 x', \quad p_z = p_0 z', \quad p_s = p_0 \delta p / p_0.$$

Normiert auf den Impuls des Sollteilchens ergeben sich daraus die Goodinaten des 6-dimensionalen Phasenraums für das Teilchen zu x , x' , s , $\delta p / p_0$, z , z' .

Ein Teilchenpaket nimmt im 6-dimensionalen Phasenraum ein wohldefiniertes Volumen ΔV ein:

$$\Delta V = \Delta x \Delta x' \Delta s \Delta p / p_0 \Delta z \Delta z'.$$

Für die Bewegung eines Teilchenensembles in einem kanonischen System gilt das für die Beschleunigerphysik wichtige Liouvillesche-Theorem: „Unter dem Einfluss von Kräften, welche von einer Hamiltonfunktion abgeleitet werden können, sogenannten konservativen Kräften, ist die Bewegung eines Teilchenensembles immer derart, dass das Volumen ΔV des belegten Phasenraumbereiches konstant ist.“

Die Bewegung von Teilchen in einem Beschleuniger und ihre Führung durch das magnetische Strahlführungssystem lassen sich in erster Näherung nach den Regeln der linearen Strahloptik beschreiben. Hierbei sind die Bewegungen der Teilchen in den einzelnen Orts-Impulsebenen (x - x' , z - z' und s - $\delta p / p_0$) voneinander entkoppelt.

Es lassen sich daher die zwei transversalen Ebenen im Phasenraum einzeln und getrennt von der longitudinalen Phasenraumebene betrachten. Die Verteilungen der Strahlteilchen in den beiden transversalen Ebenen beschreiben die laterale Ausdehnung des Strahls, sowie seine Divergenz. Die Verteilung der Strahlteilchen in der s - $\delta p / p_0$ -Phasenraumebene gibt Auskunft über ihre longitudinale räumliche Verteilung und über die Streuung der Teilchenenergie.

3.4.2 Die Bewegung der Strahlteilchen im Phasenraum

Da sich die Bewegungen der Strahlteilchen in den einzelnen Phasenraumebenen getrennt betrachten lassen, soll für die folgenden Betrachtungen die x - x' -Ebene der transversalen

⁹ Die Frequenzwahl von 3GHz wiederum war durch die verfügbaren Sendersysteme dieser Zeit motiviert.

Teilchenbewegung ausgewählt werden. Im Synchrotron ist dies die horizontale Ebene, auf der das Magnetfeld B_z der Dipolmagnete der Strahlführung senkrecht steht.

Bewegungsgleichungen von Teilchen in Beschleunigern lassen sich durch eine Hillsche-Differentialgleichung beschreiben. Die Lösung dieser Differentialgleichung führt zu Ellipsenbahnen der Teilchen im Phasenraum und wird darüber mit dem Phasenraumvolumen und so mit einer sehr wichtigen Größe, der Emittanz eines Teilchenstrahles, verbunden.

Es kann, von den Lösungen der Hillschen Differentialgleichung ausgehend, gezeigt werden, dass sich die Teilchen eines Pakets, welches einen Beschleuniger durchläuft, auf einer Ellipsenbahn innerhalb des zweidimensionalen Phasenraumes bewegen. Die auf π normierte, von den Teilchenbahnen eingeschlossene Fläche wird als Emittanz ϵ_x bezeichnet (Abbildung 3-1) und ist ein Maß für die Qualität der Verteilung. Die Ellipsengleichung für die Bewegung eines Teilchens in x-Richtung lautet [10]:

$$\mathbf{g}_x(s)x^2(s) + 2\mathbf{a}_x(s)x(s)x'(s) + \mathbf{b}_x(s)x'^2(s) = \mathbf{e}_x,$$

Gleichung 3-2

mit $\mathbf{g}_x(s) = \frac{1 + \mathbf{a}_x^2(s)}{\mathbf{b}_x(s)},$

und $\mathbf{a}_x(s) = -\frac{1}{2} \frac{\partial \mathbf{b}_x(s)}{\partial s}.$

Die sogenannten Courant-Snyder-, oder Twiss-Parameter (α, β, γ) kennzeichnen den Strahl an jeder Stelle, in Abhängigkeit von dem verwendeten Strahlführungssystem des betrachteten Beschleunigers und damit von den transversalen Kräften, die auf die Teilchenverteilung wirken. In Kreisbeschleunigern sind die typischen Strahlführungselemente Dipol- und Quadrupolmagnete.

In Linearbeschleunigern wird die Strahloptik durch die elektromagnetischen Felder in den Beschleunigungsstrukturen, die in der Regel defokussierend wirken, und durch fokussierende Solenoid- und Quadrupolmagnete bestimmt.

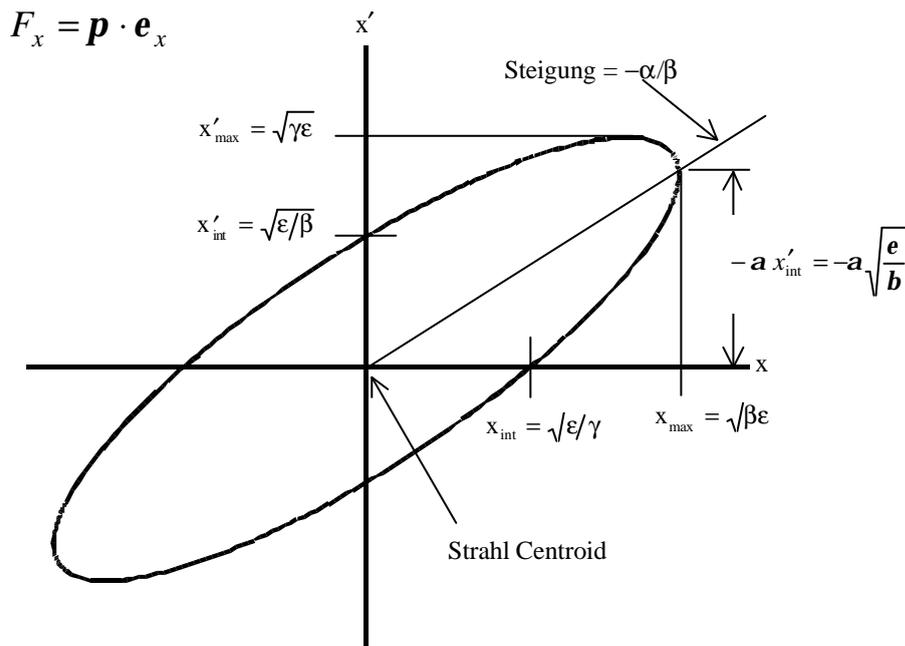


Abbildung 3-1: Phasenellipse in der x - x' -Ebene

3.4.3 Strahlquerschnitt und transversale Emittanz

Gleichung 3-2 beschreibt die Phasenellipse eines Teilchens. Ein Strahl besteht jedoch aus vielen Teilchen mit unterschiedlichen Phasenellipsen unterschiedlicher Fläche, die sich in einem Kreisbeschleuniger zu einem Gleichgewichts-Phasenraumvolumen überlagern. Die Projektion dieses Volumens auf die x-z-Ebene führt zu Teilchendichteverteilungen im Strahl. Die Annahme diese Verteilungen seien gaußförmig, mit den Sigmapreiten σ_x und σ_z , ist bei Speicherringen eine sehr gute Näherung.

Geht man davon aus, dass die einzelnen Ebenen (x, z, s) des Phasenraumes nicht aneinander gekoppelt sind, so kann man dem Beschleuniger für jede Ebene Größen zuordnen, die als Invarianten des Beschleunigers mit der Strahlausdehnung in Verbindung stehen. Diese nennt man Emittanzen ($\epsilon_x, \epsilon_z, \epsilon_s$).

Die als charakterisierende Größe des Teilchenensembles im Beschleuniger verwendete absolute Emittanz $\epsilon(x, x')$ bzw. $\epsilon(z, z')$ ist trotz des Liouvilleschen Theorems keine reine Erhaltungsgröße, da dem System gezielt longitudinal Energie hinzugefügt wird. Die Vergrößerung des longitudinalen Impulses wird durch Normierung wie folgt berücksichtigt:

$$\mathbf{e}_{\text{normalisiert}} = \mathbf{e}_n = \mathbf{b} \cdot \mathbf{g} \cdot \mathbf{e}. \quad \text{Gleichung 3-3}$$

mit β, γ als relative Größen.

Trotz der Kopplung der Ebenen, etwa über die Coulombwechselwirkung der Strahlteilchen untereinander, und eines, durch die ständige Abgabe von Photonen, nicht kanonischen Systems, stellt die Emittanz eine entscheidende Größe zur Charakterisierung des Strahlqualität dar. Für die Strahlausdehnung gilt:

$$\begin{aligned} \mathbf{s}_x &= \sqrt{\mathbf{b}_x(s) \cdot \mathbf{e}_x + \left(\frac{\Delta p}{p} \cdot \mathbf{h}(s)\right)^2}, \\ \mathbf{s}_z &= \sqrt{\mathbf{b}_z(s) \cdot \mathbf{e}_z}. \end{aligned} \quad \text{Gleichung 3-4}$$

$\mathbf{b}_{x,z}(s)$ ist hierbei die Beta-Funktion in x-, respektive z-Richtung, $\mathbf{D}p/p$ die Impulsabweichung¹⁰ der Ladungsverteilung und η die Dispersionsbahn an der Stelle s. Die Dispersionsbahn $\eta(s)$ ist die Bahn, auf der sich ein Teilchen mit $\mathbf{D}p/p=1$ bewegen würde.

¹⁰ Für Teilchenenergien, die sehr viel größer als die Ruheenergie sind, gilt: $\mathbf{s}_e \circ \mathbf{DE}/E = \mathbf{D}p/p$, diese Energiebreite \mathbf{s}_e wird im weiteren noch genauer betrachtet werden.

4 Die Synchrotronstrahlungsquelle und ihre Vorbeschleuniger

4.1 Die Wahl des Boosters

Elektronenspeicherringe zur Erzeugung von Synchrotronstrahlung werden heute typischerweise bei Energien von 500MeV bis 8GeV betrieben¹¹ und erreichen bei Strömen von bis zu 500mA, Emittanzen von einigen nm rad. Die bisher betrachteten Anforderungen an den Vorbeschleuniger lassen sich wie folgt zusammenfassen:

1. Um unterschiedliche Betriebsmodi realisieren zu können, muss der Vorbeschleuniger im Einzel- und Multibunchmodus betrieben werden können (siehe auch Kapitel 2.3).
2. Um Topping-Up betreiben zu können (siehe auch Kapitel 2.1.2), muss der Vorbeschleuniger
 - eine der Synchrotronstrahlungsquelle annähernd gleiche Emittanz besitzen.
 - die gleiche Endenergie erreichen.
 - im Strom variable sein, um die verlorenen Elektronenanzahl möglichst genau nachliefern zu können.
3. Um eine hohe Verfügbarkeit zu gewährleisten (siehe auch Kapitel 2.2), muss der Vorbeschleuniger
 - eine möglichst hohe Ladungsmenge pro Füllzyklus zur Verfügung stellen, so dass geringe Füllzeiten (typischerweise unter 3Minuten) möglich sind.
 - nach einem Speicherbetrieb wieder schnell verfügbar sein.
 - konservativ ausgelegt sein, so dass unerwartete Wartungs- und Reparaturzeiten möglichst vermieden werden.

Im folgenden werden daher nur solche Beschleunigertypen weiter betrachtet, welche diese Bedingung erfüllen können.

4.1.1 Der Linearbeschleuniger

Linearbeschleuniger werden heute vielfältig eingesetzt und decken den Energiebereich von einigen MeV bis hin zu vielen GeV ab. Ein zur Zeit in der Planung befindliches Projekt (TESLA) strebt den Energiebereich von TeV an, was aus heutiger Sicht realisierbar erscheint. In den Beschleunigungsstrukturen von Linearbeschleunigern sind mittlere Beschleunigungsfeldstärken im Betrieb von bis zu 35MV/m erreicht worden. Typische Werte liegen bei 15-20MV/m.

Man unterscheidet Linearbeschleuniger zur Beschleunigung gepulster Teilchenstrahlen und Linearbeschleuniger, die im „continuous wave mode“ („cw-mode“) betrieben werden. Letztere Systeme werden wegen ihres sehr hohen Energieverbrauchs vornehmlich mit supraleitenden Beschleunigungsstrukturen ausgestattet. Als Vorbeschleuniger für

¹¹ Der PETRA-Ring am DESY in Hamburg, betrieben bei 23.5GeV, ist jedoch ursprünglich für die Hochenergiephysik gebaut worden. Dedizierte Synchrotronstrahlungsquellen fokussieren eher auf hohe Magnetfelder in den strahlerzeugenden Magnetsystemen als auf Energien oberhalb von 8GeV. Neu projektierte Quellen werden zur Zeit für Endenergien von 2-4GeV ausgelegt und ihnen soll die weitere Betrachtung genügen.

Synchrotronstrahlungsquellen sind gepulste Systeme mit normalleitenden Strukturen ausreichend und am besten geeignet.

Für normalleitende, gepulste Systeme stehen Senderanlagen zur Verfügung, welche die notwendige HF-Leistung zum Betrieb der Beschleunigerelemente liefern. Bei einer angemessenen Auslegung, unter Verwendung von zusätzlichen Resonatoren, die als Energiespeicher dienen, kann ein einzelner Sender genügend HF-Leistung zur Verfügung stellen, um Elektronen in einer Beschleunigerstruktur von ca. 6m Länge auf eine Energie von 150MeV zu bringen. Dies führt zu entsprechenden Investitions- und Betriebskosten.

Hieraus folgt, dass die Herstellungs- und Betriebskosten eines Linearbeschleunigers in erster Näherung linear mit der zu erreichenden Teilchenenergie ansteigen.

Linearbeschleuniger sind für jede zur Zeit geplante Synchrotronstrahlungsquelle als Injektor geeignet.

Vor allem aus Kostengründen wird jedoch häufig ein zweistufiges System mit einem Linearbeschleuniger und einem rezirkulierenden Beschleuniger verwendet, der den Hauptteil der Strahlenergie liefert.

4.1.2 Das Mikrotron

Benutzt man einzelne Dipolmagnete um den Strahl zurückzuführen, so spricht man von „Rezirkulationslinearbeschleunigern“. Werden für das wiederholte Zurückführen alle Bahnen abdeckende Dipole verwendet, in denen der Strahl abhängig von seiner Energie unterschiedlichen Bahnen folgt, so spricht man von einem „Mikrotron“. Mikrotrons zur Beschleunigung von Elektronen auf Energien im 100MeV-Bereich sind sehr kompakt in ihrer Bauart und kostengünstig. Auf die beschleunigerphysikalischen Aspekte des Mikrotrons soll hier nicht näher eingegangen werden.

Bei Energien bis zu 855MeV sind bereits Mikrotrons gebaut worden, ein Projekt bis 1.5GeV ist zur Zeit im Aufbau [16]. Bei Energien von mehr als einigen 100MeV übersteigen die Kosten [17] eines Mikrotrons¹² die eines Synchrotrons erheblich, so dass dieser Beschleunigertyp als Booster mit voller Endenergie nicht verwendet wird.

4.1.3 Das Synchrotron

Das Synchrotron ist im Bereich hoher Teilchenenergien heute der dominierende Beschleunigertyp. Bereits in der Mitte der sechziger Jahre wurde z.B. an der Universität Bonn ein bis heute erfolgreich betriebenes Elektronensynchrotron [18] aufgebaut. Das Synchrotron erlaubt durch das Führen der Teilchen auf einer Kreisbahn die effektive Nutzung des HF-Systems und ist im Bereich einiger GeV der kostengünstigste Beschleuniger. Seine Funktion ist in Kapitel 4.2 ausführlicher beschrieben. Wegen der im Synchrotron wirkenden Strahlungsdämpfung (siehe hierzu 4.3) der Emittanz des zirkulierenden Teilchenstrahls ist es als Injektor besonders für Speicherringe der 3. Generation von im allgemeinen sehr geringer Akzeptanz besonders gut geeignet.

¹² Das Investitionsvolumen für die Erhöhung der Endenergie des Mainzer Mikrotrons von 855 MeV auf 1.5 GeV alleine wird mit 29 Mio. DM abgeschätzt [17].

4.1.4 Die Wahl zwischen Linearbeschleuniger und Synchrotron

Bei der Auswahl eines Boosters für eine Synchrotronstrahlungsquelle ist neben den Kosten auch die Betriebssicherheit der Anlage von Bedeutung. Die Anzahl der besonders störanfälligen Hochfrequenzkomponenten (Klystrons und Beschleunigungsresonatoren), die, anders als beim Synchrotron mit gleicher Endenergie, in einem Linearbeschleuniger eingesetzt werden, ist sehr viel größer. Die Betriebssicherheit spricht daher zugunsten des Synchrotrons.

Um einen Speicherring in kurzer Zeit mit einem zirkulierenden Strom von 500mA füllen zu können, sollte der Vorbeschleuniger eine möglichst große Zahl von Teilchen pro Zeiteinheit beschleunigen können. Wegen seines hohen Einzelbunchstromes liegt hier der Vorteil eindeutig beim Linearbeschleuniger, der ein sehr schnelles Füllen des Speicherringes erlaubt. Stehen für die Füllung des Speicherringes jedoch einige Minuten, wie im Fall der SLS zur Verfügung, so wird dieser Vorzug relativiert.

Die Dämpfung sowohl der Betatron- als auch der Synchrotronsschwingungen durch die Synchrotronstrahlung in einem Kreisbeschleuniger führt zu einer kleinen transversalen und longitudinalen Strahlemittanz im Synchrotron (siehe unten). Diese geringe Gleichgewichtsemittanz, die im Synchrotron am Ende der Beschleunigungsphase quasi auf natürlichem Wege erreicht wird, im Linearbeschleuniger aber nur bei Verwendung eines kosten- und wartungsintensiven Photoinjektors zu erreichen ist, ist sehr vorteilhaft für einen Injektor. Sie ist wegen der geringen Akzeptanz des Speicherringes einer Synchrotronstrahlungsquelle der 3. Generation und insbesondere im Hinblick auf den Topping-Up-Modus eine absolute Notwendigkeit.

Somit ist das Synchrotron der geeignete Vorbeschleuniger für Synchrotronstrahlungsquellen, deren Endenergie oberhalb von 1GeV liegt.

4.2 Einführung in Aufbau und Funktion eines Synchrotrons

Der Elektronenspeicherring ist hinsichtlich seiner beschleunigerphysikalischen Eigenschaften sehr eng mit dem Synchrotron verwandt. Das Synchrotron dient, wie oben dargestellt, zudem als Injektor für den Speicherring.

Abbildung 4-1 zeigt den prinzipiellen Aufbau eines Synchrotrons. Durch eine kreisförmige Anordnung von Ablenk- und Fokussierungsmagneten werden die Teilchen auf ihrer Sollbahn geführt und durchlaufen bei jedem Umlauf eine oder auch mehrere Beschleunigungsstrecken. Diese Beschleunigungsstrecken bestehen aus einer Kette von Hohlraumresonatoren, in denen ein hochfrequentes elektromagnetisches Beschleunigungsfeld angeregt ist.

Der eigentliche Beschleunigungsvorgang geschieht in den Beschleunigungsstrecken des Synchrotrons. Das Sollteilchen durchläuft den oder die Beschleunigungsresonatoren zu einem Zeitpunkt, zu dem die Phase der Resonatorspannung U gerade den Wert Ψ_s hat. Es erfährt dadurch die Beschleunigungsspannung $U_s = U_0 \sin \Psi_s$. Für den Energiegewinn des Elektrons mit der Ladung e auf einem Umlauf gilt:

$$eU_s = eU_0 \sin \Psi_s = \Delta E_{Strahl} + \Delta E_{Synchrotronstrahlung} \quad \text{Gleichung 4-1}$$

Der Energiegewinn eU_s des Elektrons muss ausreichen, den Bedarf an Energiegewinn pro Umlauf für die Beschleunigung ΔE_{Strahl} zu decken und den Verlust an Energie durch die Synchrotronstrahlung $\Delta E_{Synchrotronstrahlung}$ zu ersetzen.

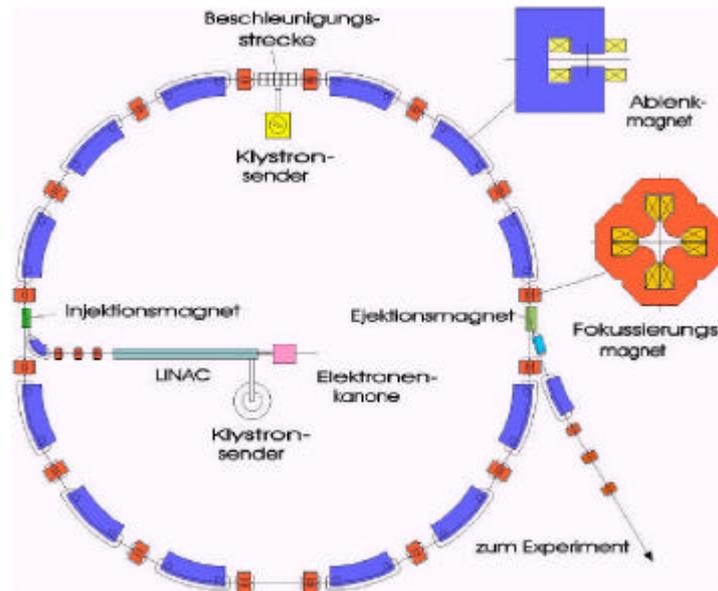


Abbildung 4-1: Prinzipieller Aufbau eines Synchrotrons[10]

Eine notwendige Bedingung für die Beschleunigung von Teilchen in einem Synchrotron ist, dass die Frequenz des Hochfrequenzfeldes f_{HF} der Beschleunigungsstrecke ein ganzzahliges Vielfaches h der Umlauffrequenz der Teilchen auf der Sollbahn ist. Ist L die Länge der Sollbahn und c die Lichtgeschwindigkeit, so ergibt sich hieraus für relativistische Elektronen die Beziehung

$$f_{HF} = h * c / L. \quad \text{Gleichung 4-2}$$

Die ganze Zahl h nennt man die „Harmonischenzahl“. Sie gibt zugleich an wie viele „Buckets“¹³ im Synchrotron mit Elektronenpaketen gefüllt werden können.

Teilchen mit einer Impulsabweichung Dp durchlaufen eine vom Sollteilchen abweichende Bahn im Beschleuniger. Diese Teilchen führen um die Sollphase Phasenschwingungen aus. Dies geschieht dadurch, dass ein z.B. zu früh in der Beschleunigungsstruktur ankommendes Teilchen ($DY < 0$) stärker beschleunigt wird als das Sollteilchen. Es durchfliegt dann anschließend eine Bahn mit größerem Bahnradius, erreicht den Beschleunigungsresonator zu einer späteren Phase und erfährt eine geringere Beschleunigung. Umgekehrt verhält es sich bei einem Teilchen mit einer positiven Phasenabweichung. Diese Phasenfokussierung in einem Synchrotron führt zu Phasenschwingungen mit der sogenannten Synchrotronfrequenz. An diese Phasenschwingung des Teilchens ist eine Energieschwingung gekoppelt.

Der stabile Phasenbereich für die Synchrotronsschwingungen ist stets kleiner als p . Eine genaue Betrachtung des phasenstabilen Bereiches [10] ergibt für die maximal erlaubte Energieabweichung DE_{max} der Teilchen in einem Teilchenpaket folgende Gleichung:

$$\Delta E_{max} = \pm \sqrt{\frac{2\beta^2 e U_0 E}{p h \left(a - \frac{1}{g^2} \right)}} \left[\cos \Psi_s + \left(\Psi_s - \frac{p}{2} \right) \sin \Psi_s \right]. \quad \text{Gleichung 4-3}$$

¹³ Die Elektronen können nur in Bunchen beschleunigt werden, welche in ihrer Länge durch die positive Halbwelle der HF-Periode festgelegt sind. Diese stabilen Bereiche der HF-Schwingungsperiode werden „Buckets“ genannt und müssen nicht zwangsläufig mit Bunchen gefüllt sein.

In Gleichung 4-3 ist $\beta = \text{Teilchengeschwindigkeit}/c$, \mathbf{a} der Momentum-Compaction-Faktor¹⁴ und h die bereits eben erwähnte Harmonischenzahl des Synchrotrons. E und ΔE sind Energie und Energieakzeptanz, \mathbf{g} der relativistische \mathbf{g} -Faktor des Teilchens. Zur Erzielung eines möglichst großen phasenstabilen Bereichs sind daher ein hoher Scheitelwert der Beschleunigungsspannung U_0 und eine Sollphase nahe bei \mathbf{p} anzustreben.

4.3 Die Emittanz des Strahls

Die Emission von Elektronen aus einer Kathode erfolgt über eine endliche Fläche. Die Elektronen verlassen diese Austrittsfläche mit unterschiedlichen thermischen Geschwindigkeiten und Austrittswinkeln. Während der verschiedenen Beschleunigungsvorgänge kann es zu einem Wachstum der ursprünglichen Strahlemittanz kommen.

Ohne magnetische Elemente, die das Auseinanderstreben des Strahls verhindern, wäre ein Speichern von Elektronen auf der Kreisbahn des Synchrotrons innerhalb der gegebenen Apertur nicht möglich. Aufgrund der Fokussierungselemente im Synchrotron führen alle Teilchen mit transversalen Auslenkungen von der Sollbahn transversale Schwingungen aus, die zum ersten Mal beim Betatron beobachtet wurden und daher Betatronschwingungen genannt werden. Die lateralen Dimensionen der Vakuumkammer des Synchrotrons, die wiederum durch die Luftspalte der Strahlführungsmagnete bestimmt werden, bestimmen die maximalen Amplituden der erlaubten Betatronschwingungen und damit die transversale Akzeptanz des Synchrotrons. In Speicherringen der 3. Generation wird diese Akzeptanz außerdem zusätzlich durch die sehr engen Aperturen von Wigglern und Undulatoren eingeschränkt. Diese Strahlerzeuger beschränken nicht nur durch ihre mechanische Apertur der Speicherringe, sondern ihre höheren Multipolmomente haben einen direkten Einfluss auf die dynamische Apertur des Speicherringes.

Für die transversale Ausdehnung des Strahls gilt bei hohen Teilchenenergien die in Gleichung 3-4 aufgestellte Beziehung:

$$\mathbf{s}_x = \sqrt{\mathbf{b}_x(s) \cdot \mathbf{e}_x + \left(\frac{\Delta E}{E} \cdot \mathbf{h}(s)\right)^2},$$

$$\mathbf{s}_z = \sqrt{\mathbf{b}_z(s) \cdot \mathbf{e}_z}.$$

Die $\beta_{x,z}(s)$ -Funktionen sowie die Dispersionsfunktion $\mathbf{h}(s)$ werden durch die Strahloptik der Fokussierungs- und Ablenkmagnete des Synchrotrons bestimmt.

Die Einführung des Emittanzbegriffes stützt sich auf das Liouvillesche-Theorem. Das Teilchenensemble im Elektronenkreisbeschleuniger jedoch ist wegen der Emission von Synchrotronstrahlung kein konservatives System, und somit lässt sich das Liouvillesche-Theorem eigentlich nicht anwenden. Jedoch führt die Abstrahlung von Photonen und die Ergänzung des so entstandenen Energieverlustes allein durch eine Beschleunigung in s -Richtung im Feld der Beschleunigungsstrecke zu einer Emittanzdämpfung. Wegen der stochastischen Natur der Emission von Quanten der Synchrotronstrahlung steht dieser Dämpfung eine Anregung entgegen, dies führt nach einiger Zeit zu einem Gleichgewichtswert der Emittanz[10].

¹⁴ Der Momentum-Compaction-Faktor ist definiert als $\mathbf{a} = \frac{\Delta L/L}{\Delta p/p}$.

Für die Verwendung als Booster für einen Speicherring mit geringer Akzeptanz ist die Dämpfung der Amplituden der Betatron- und Synchrotronschwingungen und die dadurch erreichte Verringerung der Strahlemittanz eine sehr wichtige Eigenschaft des Synchrotrons.

Die Gleichgewichtsemittanz ist individuell von der Optik der Speicherringanlage und der genutzten Strahlungserzeuger abhängig. Der Gebrauch des Emittanzbegriffes im Zusammenhang mit Speicherringen bezieht sich, wenn nicht explizit anders verwendet, auf eine Gleichgewichtsemittanz, die sich in einem stabilen System nach einer gewissen Zeit, welche der Dämpfungszeit entspricht, einstellt.

Im folgenden sollen hierzu einige qualitative Resultate zitiert werden. Für die Emittanz gilt nach [15]:

$$\mathbf{e} = \mathbf{e}_{\text{Injektion}} \cdot e^{-2N_t} + \mathbf{e}_{\text{Gleichgewicht}} \cdot (1 - e^{-2N_t}), \quad \text{Gleichung 4-4}$$

wobei $\mathbf{e}_{\text{Gleichgewicht}}$ die Emittanz des Synchrotrons im Gleichgewichtszustand, $\mathbf{e}_{\text{Injektion}}$ die Emittanz zum Einschusszeitpunkt und N_t die Anzahl der Dämpfungszeiten τ_i ist.

Für die Dämpfungszeit τ_i gilt [19]:

$$\tau_i [\text{ms}] \sim \frac{C[m] \cdot R[m]}{13.2 \cdot J_i \cdot E^3 [\text{GeV}]}. \quad \text{Gleichung 4-5}$$

Der Umfang C , der Ablenkradius R , die Dämpfungskonstanten J_i mit $i=x, z, s$ und die Energie E sind die Komponenten dieser Gleichung. Die hohe Energieabhängigkeit zeigt, dass die Dämpfung im Booster-Synchrotron im Endbereich der Energierampe dominant wird. Die Gleichgewichtsemittanz ist abhängig von der magnetischen Auslegung des Synchrotrons. Für die horizontale Gleichgewichtsemittanz gilt [19]:

$$\mathbf{e}_x [m \cdot \text{rad}] \sim F[\text{Optik}] \frac{1}{J_x} \frac{E^2 [\text{GeV}]}{N_{\text{Dipol}}^3}. \quad \text{Gleichung 4-6}$$

wobei die Dämpfungskonstante J_x zwischen 1 und 2 liegt, F ein Qualitätsfaktor ist, der die Eigenarten der magnetischen Anordnung bewertet, und N_{Dipol} die Anzahl der verwendeten Dipole angibt. Die F -Werte für typische Magnetstrukturen sind in Tabelle 4-1 zusammengestellt:

Art der Anordnung	F	$N_{\text{Dipol}} / \text{Zelle}$	Beispiel
FODO	$7.28 \cdot 10^{-4}$	2	SPEAR
DBA	$2.36 \cdot 10^{-5}$	2	NLS
TBA	$1.56 \cdot 10^{-5}$	3	BESSY II
TME	$7.84 \cdot 10^{-6}$	1	-

Tabelle 4-1: Bewertungsfaktor für verschiedene Optiken[19]¹⁵

Die Wahl der richtigen Optik ist von den angestrebten Maschinenparametern abhängig.

Die Emittanz des Booster-Synchrotrons muss der Apertur des Speicherringes der Synchrotronstrahlungsquelle angepasst sein, da sonst Teilchenverluste unvermeidlich sind.

¹⁵ Bei den F -Werten handelt es sich um theoretische Minimalwerte, welche in den betrachteten Synchrotronquellen nicht erreicht werden. Die angegebenen Werte ermöglichen jedoch einen Vergleich der Anlagen.

Daraus folgt, dass die maximale Strahlbreite σ_{maximal} weniger als 30% der Apertur d des Speicherringes betragen darf:

$$d \geq 3 \cdot s_{\text{maximal}}, \quad \text{Gleichung 4-7}$$

wenn die Teilchenverluste im ‰-Bereich liegen sollen.

Das Topping-Up (siehe Kapitel 2.1.2) verlangt eine sehr viel geringere Emittanz des Vorbeschleunigers, diese ergibt sich aus der Gleichgewichtsemittanz des Synchrotrons bei der Extraktion, von der die Emittanz des Vorbeschleunigers nicht signifikant abweichen darf.

4.4 Der Strahlstrom

Um einen Speicherring in wenigen Minuten mit einigen hundert mA füllen zu können, sollte das Booster-Synchrotron eine möglichst große Zahl von Teilchen pro Zeiteinheit beschleunigen können. Hohe Teilchendichten stellen entsprechende Anforderungen an die HF-Leistung für die Beschleunigungsstrecke und an die Apertur des Magnetsystems. Weiterhin müssen Lebensdauereffekte bei niedrigen Einschussenergien beachtet werden.

Ein Weg, um eine hohe Elektronendichte und somit Strahllast, Instabilitäten und die Lebensdauer reduzierende Effekte zu vermeiden, ist eine hohe Zyklusrate.

Die Zyklusrate wiederum ist nach oben begrenzt, da das veränderliche Magnetfeld der Dipole des Booster-Synchrotrons Wirbelströme in der Vakuumkammer induziert und so Sextupolfelder produziert, die den Strahl beeinflussen und daher kompensiert werden müssen. Des weiteren erwärmen die Wirbelströme die Kammer. Die Wiederholrate ist somit durch die Wirbelströme in der Dipolvakuumkammer begrenzt, wenn man auf aufwendige lamellierte Kammern verzichten will.

4.5 Die Strahllebensdauer in Booster und Speicherring

Bei der Strahllebensdauer in einem Synchrotron oder Speicherring muss man drei dominierende Effekte berücksichtigen, zum einen die Emission von Photonen und den daraus resultierenden Einfluss auf die Emittanz, weiterhin die Wechselwirkung mit den Molekülen des Restgases in der Vakuumkammer und schließlich auch die Wechselwirkungen innerhalb der Ladungsverteilung. Der erste Effekt wird durch die Quantum-Lebensdauer, der zweite durch die Restgas-Lebensdauer und der letzte durch die Touschek-Lebensdauer beschrieben.

4.5.1 Quantum-Lebensdauer

Wie in Kapitel 4.3 beschrieben, stellt sich im Synchrotron aufgrund der stochastischen Emission von Photonen eine Gleichgewichtsemittanz in allen drei Raumdimensionen ein. Longitudinal gehen Teilchen, die außerhalb der Energieakzeptanz, und transversal solche, die außerhalb der Apertur liegen, verloren. Die so limitierte Lebensdauer wird Quantum-Lebensdauer genannt und liegt typischerweise im Bereich von vielen Stunden [20]. Die Zyklusdauer in einem Booster-Synchrotron liegt im Bereich einiger Hertz, somit muss die Quantum-Lebensdauer hier nicht genauer betrachtet werden.

4.5.2 Einfluss der Restgasstreuung

Die Wechselwirkung mit Restgas-Molekülen führt zu Teilchenverlusten. Die Lebensdauer ist von der Teilchendichte im Elektronenstrahl und von der Dichte des Restgases abhängig [21].

Die Untersuchung des Einflusses der Energie auf diese Effekte zeigt, dass diese durch eine höhere Energie reduziert werden.

4.5.3 Der Touschek-Effekt

Wird die Lebensdauer verkürzt, weil zwei Elektronen, die transversal oszillieren, so miteinander wechselwirken, dass ihr transversaler Impuls sich zum Teil in einen longitudinalen Impuls umwandelt und der longitudinale Impuls beider Teilchen dann nicht mehr der Akzeptanz des Synchrotrons oder des Speicherrings entspricht, so spricht man vom Touschek-Effekt. Wie in [19] gezeigt wird, gilt für die hieraus resultierende Touschek-Lebensdauer $t_{Touschek}$:

$$t_{Touschek} \propto \frac{1}{q} \propto s_s. \quad \text{Gleichung 4-8}$$

D.h. je größer die Ladungsmenge q im Bunch und je kürzer die Strahlausdehnung in s , um so kürzer die Touschek-Lebensdauer.

4.6 Die Akzeptanz des Synchrotrons

Zur Festlegung der Auslegungsparameter des Injektors für das Synchrotron ist es wichtig die Akzeptanz des Synchrotrons zu kennen. Hierbei werden im Rahmen der linearen Strahloptik die longitudinale (Energieakzeptanz) und die transversale Akzeptanz separat betrachtet.

4.6.1 Die Energieakzeptanz

Die Energieakzeptanz des Synchrotrons wird zunächst durch Gleichung 4-3 bestimmt. Es gibt jedoch zusätzlich noch eine weitere Beschränkung der Energieakzeptanz. Elektronen mit Energieabweichungen bewegen sich im Synchrotron auch in Abhängigkeit von ihrer Energie auf dispersiven Bahnen. Dies führt zu transversalen Abweichungen von der Sollbahn für Teilchen mit Energieabweichungen. Diese Abweichungen überlagern die ohnehin stattfindenden Betatronoszillationen. Die in Gleichung 3-4 angegebene horizontale Strahlbreite s_x reflektiert diese Abhängigkeit von der Energiebreite ΔE im Strahl. Die Aperturen der Magnetelemente und die Wände der Vakuumkammer, in welcher der Strahl umläuft, lassen jedoch nur beschränkte transversale Abweichungen der Teilchen von der Sollbahn zu. Dies führt zu einer durch die Magnetstruktur des Synchrotrons gegebenen Limitierung der Energieakzeptanz, diese Limitierung ist zumeist die Dominierende, da in der Regel für eine entsprechende Spannung U_0 im Beschleunigerresonator gesorgt ist. Vergleichbares gilt auch für den Speicherring.

Die Energieakzeptanz eines Synchrotrons oder eines Speicherrings liegt im Bereich von 1-5%, je nach Wahl des Vakuumkammersystems, der zur Führung der Elektronen gewählten Magnetstruktur und der Auslegung des HF-Systems.

4.6.2 Die transversale Akzeptanz

Der in ein Synchrotron injizierte Elektronenstrahl hat eine endliche transversale Emittanz, die an die transversale Akzeptanz des Synchrotrons angepasst sein muss. Aufgrund der Fokussierungselemente im Synchrotron führen alle Teilchen mit transversalen Auslenkungen von der Sollbahn transversale Schwingungen aus. Die Dimensionierung der Vakuumkammer, die wiederum durch die Öffnung der Strahlführungsmagnete bestimmt wird, legt die

maximalen Amplituden der erlaubten Betatronschwingungen fest und somit die transversale Akzeptanz des Synchrotrons.

4.7 Der Injektor für das Booster-Synchrotron

Das Magnetfeld im Synchrotron muss zum Zeitpunkt der Injektion einen Wert haben, der so hoch liegt, dass Effekte remanenter Magnetisierung der Strahlführungsmagnete keinen kritischen Einfluss auf die Bahnstabilität der injizierten Elektronen haben. Für die Netzgeräte des Magnetsystems sollte außerdem ein Dynamikbereich von einem Faktor 20 bis 25 nicht überschritten werden. Angesichts der für Synchrotronstrahlungsquellen typischen Energie von 2 bis 3 GeV bedeutet dies eine Endenergie für den Injektor von etwa 100 bis 150 MeV. Nach dem in Kapitel 4.1 dargestellten kann sowohl ein Mikrotron als auch ein Linearbeschleuniger als Injektor für ein gegebenes Synchrotron in Betracht gezogen werden.

Die wiederholte Nutzung derselben Beschleunigerelemente und die für Mikrotrons typische geringe longitudinale und transversale Akzeptanz machen diese Systeme empfänglich für Instabilitäten. Instabilitäten im Mikrotron können durch Raumladung, transiente Strahllasteffekte in den Strukturen und durch Anregung höherer Modi in den Strukturen hervorgerufen werden. Überlegungen zum Einfluss der Raumladung auf den Einzelbunchbetrieb in den Mainzer Mikrotrons [22] führten zu einer Ladungsbegrenzung auf einen Wert von weniger als 50 pC/Bunch.

Die geringe Ladungsmenge, die im Einzelbunch eines kompakten Mikrotrons transportiert werden kann, stellt einen signifikanten Nachteil im Vergleich zum Linearbeschleuniger dar. In diesem Betriebsmodus sind, bei möglichst hohem, im Speicherring zirkulierenden Strom, nur einzelne Buckets (siehe hierzu auch Kapitel 4.2) gefüllt. Das Booster-Synchrotron muss dann im Einzelbunchmodus betrieben werden. Die Füllung dieser Buckets mit Hilfe eines Booster-Synchrotrons, dessen Injektor ein Mikrotron mit einer Ladung von nur 50 pC pro Bunch ist, würde daher etwa 10 Minuten dauern. Eine so lange Füllzeit wäre jedoch inakzeptabel.

5 Die Schweizer Synchrotronstrahlungsquelle (SLS)

Im Jahre 1997 beschloss das Schweizer Parlament den Bau einer nationalen Synchrotronstrahlungsquelle. Diese Quelle soll der steigenden Zahl an Nutzern innerhalb der Schweiz eine nationale Alternative zur ESRF und anderen internationalen Quellen bieten.

Die zeitlichen Rahmenbedingungen führten zu folgenden Vorgaben für die einzusetzende Beschleunigertechnologie:

1. Im Sinne größtmöglicher Planungssicherheit sollte auf den Einsatz von Technologien, die sich erst in der Entwicklung oder Erprobung befinden, verzichtet werden.
2. Unter Berücksichtigung des erstgenannten Punktes sollte eine möglichst flexible Synchrotronstrahlungsquelle errichtet werden.
3. Der gegebene Zeitrahmen sollte unbedingt eingehalten werden.

Am 15.12.2000 konnte das SLS-Team bereits den ersten gespeicherten Strahl melden. Im Juni 2001 wurde das Topping-Up erfolgreich getestet, und seit dem 10. Juli 2001 werden kontinuierlich neue Strahlungserzeuger und Strahlführungssysteme in Betrieb genommen. SLS-Betriebsstunden wurden bereits 2001 zu 70% für Synchrotronstrahlungsexperimente genutzt und 30% um die Betriebseigenschaften des Speicherringes zu verbessern [23]. Diese Zahlen belegen eindrucksvoll den Erfolg des Projektes.

5.1 Der Speicherring der SLS

Aus dem Nutzerspektrum der SLS resultieren die für Synchrotronstrahlungsquellen der 3. Generation typischen Anforderungen an Lebensdauer, Strom und zeitliche Struktur der Ladungsverteilung im Ring, die zusammen mit anderen Maschinenparametern in Tabelle 5-1 zusammengefasst sind.

Bezeichnung	Wert	Einheit
Umfang	288	m
Harmonisenzahl	480	
Frequenz der Beschleunigungsstruktur	500	MHz
Maximale Beschleunigungsspannung	2	MV
Maximal gespeicherter Strom	400	mA
Speicherstrom bei Füllung von nur einem Bucket	10	mA
Energie der Elektronen	2.4	GeV
Kritische Energie des Dipolspektrums	5.4	keV
Natürliche Emittanz	4.4	nm rad
Energiebreite $\Delta E/E$	0.09	%

Tabelle 5-1: Charakteristische Daten des Speicherringes

5.2 Das Booster-Synchrotron

Die Auslegung des Booster-Synchrotrons für den Speicherring erfolgte unter den folgenden Voraussetzungen:

- Die Füllzeiten des Speicherrings sollten im Bereich von 3 Minuten liegen.
- Die Emittanz und Energiebreite des Booster-Strahls sollten eine verlustarme Injektion in den Speicherring, insbesondere auch im Hinblick auf das Topping-Up, erlauben.
- Der Booster sollte optimal in den gegebenen Raum eingefügt werden.
- Vakuumkammer und Magnetsystem sollten ökonomisch in Herstellung und Betrieb sein.

Aus der Erfüllung dieser Voraussetzungen ergab sich folgende Lösung für den Booster:

- Die Repetitionsrate wurde auf 3Hz^{16} festgelegt um Wirbelstromeffekte in der Vakuumkammer so gering zu halten, dass diese bereits mit wenigen Sextupolmagneten kompensiert werden können und zu keiner relevanten Erwärmung der Vakuumkammer führen.
- Die Wahl vieler Dipole und geringer Ablenkradien erlaubt die Nutzung des Raumes an der Innenseite des Speicherringtunnels.
- Die Anordnung mit vielen Dipolen und die daraus resultierenden sehr kontinuierlichen Synchrotronstrahlungsverluste führen zu einer geringen natürlichen Emittanz des Boosters.
- Die Wahl kleiner Dipole mit interner Kantenfokussierung führte zu einem ökonomischen System, das die hohen Anforderungen des Speicherrings auch unter Topping-Up-Anforderungen gut erfüllen kann.

Die Designwerte des Boosters sind in Tabelle 5-2 zusammengefasst.

Bezeichnung	Wert	Einheit
Frequenz des HF-Resonators	500	MHz
Umfang	270	m
Harmonischenzahl	450	
Maximale Beschleunigungsspannung	0.5	MV
Strom maximal	12	mA
Maximale Extraktionsenergie der Elektronen	2.4	GeV
Wiederholrate	3.125	Hz
Horizontale Gleichgewichtsemittanz	9	nm rad
Energiebreite	0.08	%
Horizontale Dämpfungszeiten bei 2.4GeV	< 20	ms

Tabelle 5-2: Charakteristische Parameter des SLS-Boosters [24]

Die aufgeführten Werte gelten für die Maximalenergie von 2.4GeV und im Gleichgewichtszustand der Emittanzen.

¹⁶ Der genaue Wert liegt bei 3.125Hz, um eine Synchronisierung mit dem 50 Hz Netz zu realisieren.

6 Anforderungen an den SLS-Linearbeschleuniger

Diejenigen Parameter des Booster-Synchrotrons, welche einen direkten Einfluss auf die Auslegungsparameter des Injektors haben, sollen in den nachfolgenden Abschnitten kurz dargestellt werden.

6.1 Injektionsenergie

Gemäß Kapitel 4.7 führt eine Endenergie des Boosters von 2.4GeV zu einer Injektionsenergie von 100MeV.

6.2 Die transversale Akzeptanz des Boosters

Energiebreite und transversale Ausdehnung des Strahls zum Injektionszeitpunkt müssen der Akzeptanz des Boosters angepasst sein. Die kompakte Magnetstruktur des Boosters führt zu einer Vakuumkammer von elliptischem Querschnitt. Die radiale lichte Weite der Kammer ist $D_x = 30\text{mm}$, und ihre Höhe beträgt $D_z = 20\text{mm}$. Sollen sehr geringe Teilchenverluste im zirkulierenden Strahl des Booster-Synchrotrons erreicht werden, so muss dem Strahl ein lateraler Querschnitt von drei Sigmapreiten σ in jeder der beiden Koordinatenrichtungen x und z zur Verfügung stehen. Für die entsprechenden Aperturen a_x und a_z muss also gelten:

$$\begin{aligned} a_x &= \frac{\Delta x}{2} = x_{Bahn} + 3s_x = x_{Bahn} + 3 \cdot \sqrt{\mathbf{b}_{\max, x} \cdot \mathbf{e}_x + (\mathbf{s}_E \cdot \mathbf{h})^2}, \\ a_z &= \frac{\Delta z}{2} = z_{Bahn} + 3s_z = z_{Bahn} + 3 \cdot \sqrt{\mathbf{b}_{\max, z} \cdot \mathbf{e}_z}. \end{aligned} \quad \text{Gleichung 6-1}$$

Die horizontale Apertur a_x verbindet fünf Größen miteinander:

1. Die Ablage der Sollbahn x_{Bahn} vom Mittelpunkt der Vakuumkammer,
2. die maximale β -Funktion $\mathbf{b}_{\max, x}$ in x-Richtung,
3. die horizontale normierte Emittanz $\mathbf{e}_{x,n}$,
4. die Energiebreite \mathbf{s}_E ,
5. die maximale Dispersion \mathbf{h} .

Die Designoptik für den Booster ergibt ein $\mathbf{b}_{\max, x}$ von 10m.

Betrachtet man für verschiedene Betafunktionen die Abhängigkeit zwischen der Emittanz und der Energiebreite gemäß Gleichung 6-1, so erhält man den in Abbildung 6-1 dargestellten Zusammenhang.

Die gleiche Betrachtung für $\mathbf{b}_{\max, x} = 10\text{m}$ und unterschiedliche Ablagen von der Sollbahn ist in Abbildung 6-2 dargestellt.

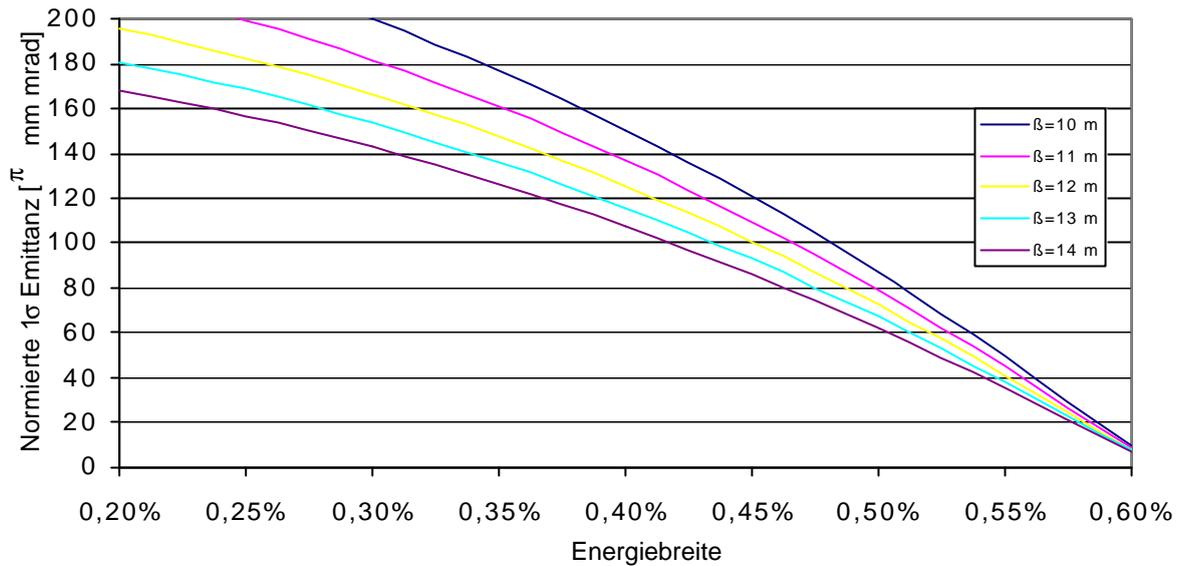


Abbildung 6-1: Emittanz in Abhängigkeit von der Energiebreite für verschiedene $\mathbf{b}_{\max,x}$ -Funktionen bei einer Ablage des Strahls von der Sollbahn um 4mm und einer Dispersion von 60cm

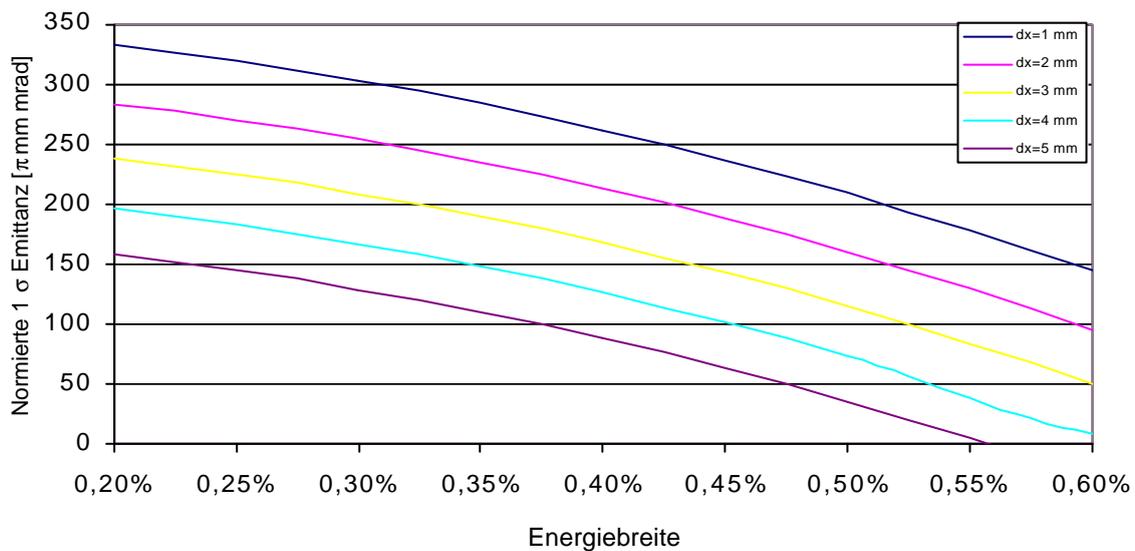


Abbildung 6-2: Energiebreite $\mathbf{DE/E}$ in Abhängigkeit von der Emittanz für verschiedene Ablagen dx bei einer $\mathbf{b}_{\max,x}$ -Funktion von 10m und einer Dispersion von 60cm

Die horizontale Apertur fordert eine relative Energiebreite $\mathbf{DE/E}$ des injizierten Elektronenstrahls von weniger als 0,5%, bei einer normierten 1σ -Emittanz von 50π mm mrad. Diese Werte führen zu keiner Einschränkung der Optik in dem betrachteten Bereich ($10\text{m} < \beta_{\max,x} < 14\text{m}$) und zu akzeptablen Anforderungen an die Lagestabilität ($x_{\text{Bahn}} < 4\text{mm}$) während der Inbetriebnahme.

Die Betrachtung der, durch die verwendeten kompakten Magnete, vertikalen Apertur führt zur Festlegung der vertikalen Emittanz des Injektorstrahls. Die Abhängigkeit der vertikalen

Akzeptanz von der Emittanz des injizierten Strahls und seiner Ablage vom Sollorbit sind in Abbildung 6-3 für verschiedene β -Funktionen dargestellt.

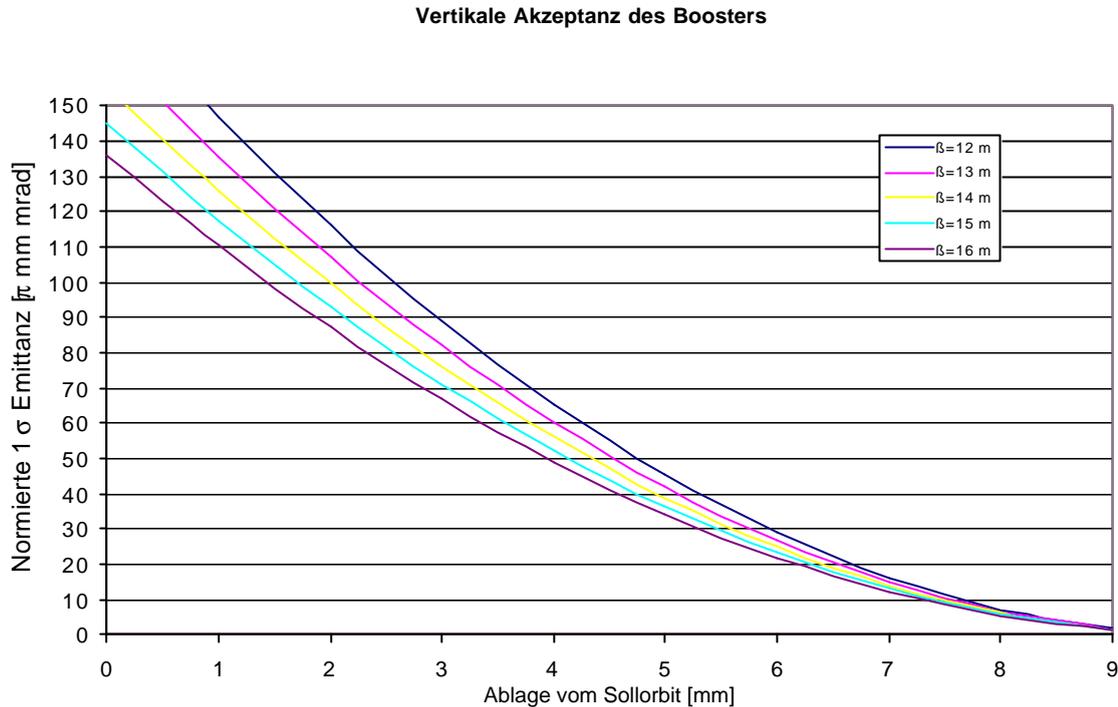


Abbildung 6-3: Vertikale Akzeptanz des SLS-Booster-Rings

Die Betrachtung der vertikalen Akzeptanz zeigt, dass das Erreichen einer normierten Emittanz des injizierten Strahls von $50\pi\text{ mm mrad}$ für die $z\text{-}z'$ -Ebene des Phasenraums einen Betrieb des Booster-Synchrotrons mit geringem Teilchenverlust erlaubt. Die Betrachtung der Energiebreite in der $z\text{-}z'$ -Ebene entfällt, da diese aufgrund der fehlenden Dispersion keinen Einfluss auf die vertikale Akzeptanz hat.

6.2.1 Wiederholrate

Der Einfluss der durch die gerampten Magneten induzierten Wirbelströme wurde für das Booster-System des SLS-Boosters simuliert [25], die Ergebnisse führten zu einer leicht kompensierbaren Sextupolkomponente bei einer Wiederholrate von 3Hz. Bei dieser Wiederholrate ist die Erwärmung der Vakuumkammer kein Problem. Die Festlegung einer Wiederholrate von 3.125Hz wurde gewählt, um die Synchronisation mit dem 50Hz-Speisenetz zu realisieren. Diese Wiederholrate des Boosters muss konsequenterweise gleich der Wiederholrate des Injektors sein.

6.2.2 Injektionsstrom

Die flexible Nutzung des Speicherrings für verschiedene Experimente, verlangt verschiedene Füllstrukturen und Ladungsmengen. Weiterhin sollte eine möglichst hohe Ladungsmenge zur Verfügung gestellt werden, so dass der für die Akkumulation benötigte Zeitraum gering ist (siehe auch Kapitel 4.1).

Um geringe Verluste im Booster zu gewährleisten, muss eine entsprechend hohe Lebensdauer im Booster erreicht werden. Eine Untersuchung der Touschek-Lebensdauer, bei einer

Injektionsenergie von 100MeV, zeigt (siehe auch Tabelle 6-1), dass die zu beschleunigende Ladungsmenge pro Bunch im Booster maximal bei 1.5nC liegen kann [26].

Touschek-Lebensdauer bei	0.1GeV [s]	1.2GeV [s]	2.4GeV [s]
Bei einer Ladungsmenge von 5.0nC/Bunch	0.13	230	1836
Bei einer Ladungsmenge von 1.5nC/Bunch	0.44	766	6120

Tabelle 6-1: Ergebnisse der Studie zur Touschek-Lebensdauer im SLS-Booster

Eine Ladungsmenge von 1.5nC entspricht bei einer Umlaufdauer von 960ns im Speicherring einem Strom von 1.56mA. Zum Erreichen des Designwertes von 400mA würden somit weniger als 1.5Minuten Akkumulationszeit ausreichen, wenn alle Teilchen, die den Linearbeschleuniger verlassen, im Ring gespeichert werden könnten. Die Teilchenverluste, die typischerweise in den verschiedenen Phasen der Teilchenbeschleunigung und Strahlführung auftreten können, sind in Tabelle 6-2 zusammengestellt.

Ladung [nC]	Element	Transmission [%]
1.5	Transferkanal	90
1.35	Injektion Booster	90
1.21	Energierampe im Booster	90
1.09	Extraktion	95
1.04	Injektion in den Speicherring	90
0.93	Akkumuliert	

Tabelle 6-2: Transmissionsabschätzung im Akkumulationszyklus

In einem realistischen Szenario, siehe Tabelle 6-2, kann man von 0.9-1.0nC/Zyklus ausgehen und erreicht somit 2.0-2.3Minuten Akkumulationsdauer.

6.3 Wahl des Injektors für das Booster-Synchrotron

Aus den Darstellungen in den vorangegangenen Kapiteln ergibt sich die Wahl des geeigneten Injektors. Die geforderten Parameter (Injektionsenergie, Emittanz und mittlerer Injektionsstrom) können sowohl von einem Linearbeschleuniger als auch von einem Mikrotron erfüllt werden. Bei den mittleren Ladungsmengen, die ein Booster-Synchrotron aufgrund von Lebensdauer und Strahllast beschleunigen kann, ergeben sich keine direkten Präferenzen. Die Forderung jedoch, große Ladungsmengen in Einzelbunchen zu realisieren, die für zeitaufgelöste Experimente im Speicherring notwendig sind, lässt sich nur mit einem Linearbeschleuniger erfüllen.

7 Einführung in Aufbau und Wirkungsweise eines Elektronenlinearbeschleunigers

Seit der Erarbeitung der ersten Konzepte zur Beschleunigung von geladenen Teilchen in elektromagnetischen Wechselfeldern, haben sich weltweit viele Wissenschaftler mit dieser Thematik befasst. Zusammenfassende Betrachtungen finden sich in Fachbüchern wie Lapostolle: „Linear Accelerators“ (1970), Tigner: „Handbook of Accelerator Physics“ (1999), T. Wangler: „RF Linear Accelerators“ (1998) und auch in den Konferenzberichten der alle zwei Jahre stattfindenden Linearbeschleuniger-Konferenz (Linear Accelerator Conference, LINAC).

In diesem Kapitel sollen Aspekte betrachtet werden, die bei der Auslegung eines Linearbeschleunigers für die Anwendung als Injektor für eine Synchrotronstrahlungsquelle beachtet werden müssen. Dabei stehen die Strahleigenschaften Energie, Energiebreite und transversale Emittanz im Mittelpunkt der Betrachtung.

In Abbildung 7-1 ist ein einfaches Blockschaltbild eines Linearbeschleunigers für Elektronen dargestellt. Der Beschleuniger besteht primär aus einer Elektronenquelle und einer Beschleunigersektion. Die Beschleunigung erfolgt in Hochfrequenzfeldern und stellt entsprechende Anforderungen an die zeitliche Struktur des Teilchenstrahls. Nach seinem Austritt aus der Elektronenquelle muss der niederenergetische Elektronenstrahl eine Bunchingsektion durchlaufen. In der Bunchingsektion wird der Elektronenstrahl in eine Kette von Teilchenpaketen (Bunchen) umgeformt, deren zeitlicher Abstand gleich der Periodendauer des HF-Beschleunigungsfeldes der Beschleunigersektion sein muss. Außerdem müssen die im niederenergetischen Strahl besonders wirksamen Raumladungskräfte durch fokussierende Magnetsysteme kontrolliert werden, um unnötige Teilchenverluste durch Strahlaufweitungen zu vermeiden.

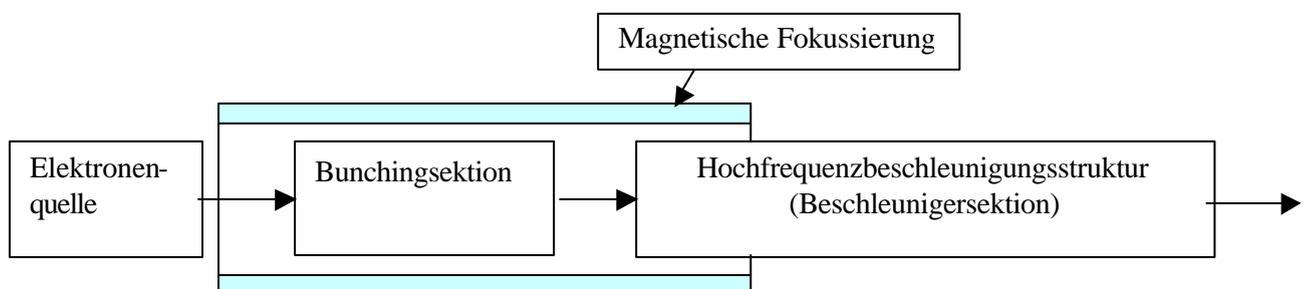


Abbildung 7-1: Blockdiagramm eines Linearbeschleunigers

Folgende Themen sollen nun behandelt werden:

- die Elektronenquelle
- die longitudinale (zeitliche) Strahlformung
- die transversale Strahlformung (Fokussierung)
- die Teilchenbeschleunigung in Hochfrequenzstrukturen.

Da in der Bunchingsektion die Anpassung des Elektronenstrahls aus der Elektronenquelle an die Anforderungen der Beschleunigersektion vorgenommen wird, ist für das Verständnis der Bunchingsektion zunächst sowohl eine Beschreibung der Elektronenquelle als auch eine Darstellung der prinzipiellen Wirkungsweise der Beschleunigersektion nötig.

7.1 Die Elektronenquelle

Zwei Arten von Elektronenquellen werden für Elektronenbeschleuniger eingesetzt. In thermischen DC-Elektronenquellen werden die aus der Oberfläche einer Glühkathode austretenden Elektronen durch ein Gleichspannungsfeld abgesaugt, zu einem Strahl formiert und auf 50 bis 150keV beschleunigt. In Hochfrequenz-Elektronenquellen befindet sich die Elektronenemissionsfläche auf der Achse eines Beschleunigungsresonators, und die emittierten Elektronen werden unmittelbar nach ihrem Austritt aus der Kathode im Hochfrequenzfeld des Resonators beschleunigt. In diesen HF-Quellen können sowohl thermische Kathoden (Glühkathoden) als auch Photokathoden¹⁷ eingesetzt werden.

Ein Vorteil einer HF-Quelle liegt darin, dass der Strahl nach Durchlaufen des HF-Resonators bereits die zeitliche Struktur des Beschleunigungsfeldes besitzt, weiterhin reduziert die sofort einsetzende starke Beschleunigung (bis zu 3MeV Austrittsenergie werden erreicht) Raumladungseffekte. Es muss der HF-Quelle lediglich ein Energiefilter nachgeschaltet werden, um einen geeigneten Teil des energetisch modulierten Elektronenstrahls zu verwenden. Dies geschieht zumeist mit einem α -Magneten.

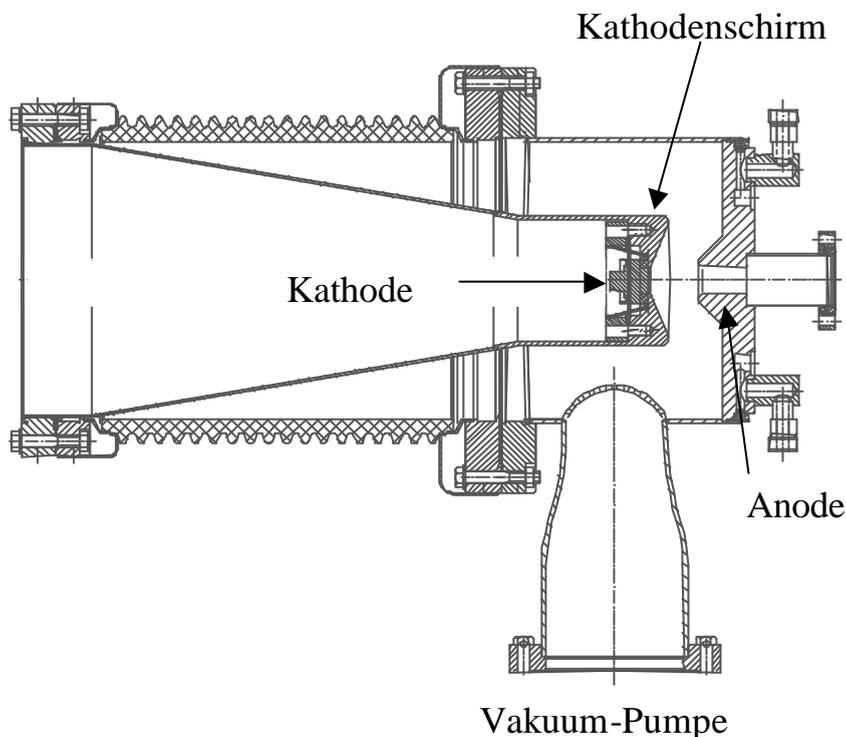


Abbildung 7-2: Schematische Darstellung der Elektronenquelle

Verlangt der Beschleuniger jedoch die Erzeugung sehr kurzer Stromimpulse von z.B. 1ns Dauer, wie dies beim Injektor für den Booster der SLS der Fall ist, so sind thermische HF-Quellen ungeeignet. Thermische HF-Quellen emittieren einen Elektronenstrahl während der Gesamtdauer der Einschaltzeit des HF-Feldes im Resonator. Die Einschwingzeiten von Beschleunigungsresonatoren hoher Güte, und nur in solchen können hohe

¹⁷ Bei Photokathoden wird den Elektronen im Material der Kathode die zum Austritt notwendige Energie mittels eines in einem Laser erzeugten Photonenstrahls zugeführt.

Beschleunigungsfelder erzeugt werden, liegen jedoch im Bereich von μs und erlauben daher keinen gepulsten Betrieb im ns-Bereich. Dieses Problem kann sehr elegant durch den Einsatz einer Photokathode gelöst werden, aus der Photoelektronen durch die Strahlung eines leistungsstarken gepulsten Lasers ausgelöst werden. Ein solcher Laser wird in seiner Pulsfrequenz mit der Resonatorfrequenz synchronisiert und erlaubt dadurch die Erzeugung von kurzen Pulsen (herab bis zu $\sim 10\text{ps}$). Im Vergleich zur thermischen DC-Elektronenquelle ist jedoch zu bemerken, dass die Präparation von Photokathoden noch sehr aufwendig ist und deren Lebensdauer im Bereich von wenigen Monaten liegt. Die Lebensdauer von thermischen Kathoden liegt dagegen bei Jahren.

Um Wartungszeiten gering zu halten, sind für Elektronenquellen von Synchrotronstrahlungsquellen eine hohe Lebensdauer und geringe Störanfälligkeit von besonders großer Bedeutung. Dies führt zur Zeit noch zur Bevorzugung von thermischen Kathoden in Injektorsystemen für Synchrotronstrahlungsquellen.

Thermische DC-Elektronenquellen sind nach dem Prinzip der Triode aufgebaut. Die aus einer Glühkathode emittierten Elektronen werden, wie bereits angemerkt, im elektrischen DC-Feld zwischen Anode und Kathode beschleunigt. Die Anode ist mit einer Öffnung versehen, aus der die beschleunigten Elektronen austreten, die Geometrien der Anode und Kathode werden so gewählt, dass die elektrischen Felder den e^- -Strahl durch diese Öffnung hindurch fokussieren (siehe hierzu Kapitel 8.2). Zur Steuerung des Anodenstromes befindet sich zwischen Kathode und Anode, in unmittelbarer Nähe der Kathode, ein Steuergitter. Durch Variation der Gitterspannung kann der Elektronenstrom einer solchen Quelle in seiner Intensität mit einer Frequenz im Bereich von mehreren hundert Megahertz moduliert werden. Eine solche Elektronenquelle ist, gemeinsam mit einer Bunchingsektion, die klassische Quelle für gepulste Linearbeschleuniger mit einem sehr großen Dynamikbereich für die zu beschleunigende Ladung.

7.2 Die Beschleunigersektion

Die longitudinale oder zeitliche Struktur des Elektronenstrahls wird durch das angewandte Prinzip der Beschleunigung im elektromagnetischen Hochfrequenzfeld von Hohlraumresonatoren bestimmt. Die eigentliche Beschleunigersektion eines Linearbeschleunigers bestimmt in ihren Parametern ganz wesentlich die Bunchingsektion und soll daher vor der Beschreibung dieses Teils des Beschleunigers behandelt werden.

Die Beschleunigungsstruktur eines Linearbeschleunigers besteht aus einer Kette von Hohlraumresonatoren, in denen elektromagnetische Felder zur Beschleunigung geladener Teilchen angeregt werden können. Im Falle von Elektronenlinearbeschleunigern sind dies Beschleunigungsstrukturen von gekoppelten Hohlraumresonatoren (Topfresonatoren) mit kreisförmigem Querschnitt, die dem englischen Sprachgebrauch folgend „Pillbox-Resonatoren“ genannt werden.

Die elektromagnetischen Felder in solchen komplexen Strukturen und deren charakteristische Parameter, wie Shuntimpedanz, Geometriefaktor, Gruppengeschwindigkeit etc., lassen sich zwar heute mit geeigneten, auf der Methode der finiten Elemente beruhenden Rechenprogrammen wie z.B. SUPERFISH [27][28] berechnen, jedoch sind analytische Ausdrücke, welche diese Größen mit den geometrischen Daten und Materialparametern der Beschleunigungsstruktur verbinden, für das physikalische Verständnis der Wirkungsweise von großem Nutzen.

Der erste Elektronenlinearbeschleuniger wurde in den 50er Jahren des vorigen Jahrhunderts an der Stanford University in Kalifornien in Betrieb genommen und aus wohl erwogenen Gründen (siehe unten) für eine Frequenz von $\nu_c = 3\text{GHz}$ ausgelegt. Dies ist die bis heute

vorherrschende Frequenz für Elektronenlinearbeschleuniger, die aus normal leitenden Beschleunigungsstrukturen aufgebaut sind. Die in solchen Strukturen üblicherweise erreichten effektiven Beschleunigungsfeldstärken E_z liegen im Pulsbetrieb zwischen 5 bis 20MV/m. Die zur Erreichung dieser Feldstärken notwendigen Hochfrequenzgeneratoren sind gepulste Klystronröhren.

7.2.1 Die Beschleunigungsstruktur als Kette gekoppelter Pillbox-Resonatoren

In einem Elektronenlinearbeschleuniger, in dem die zu beschleunigenden Teilchen praktisch bereits in den ersten Beschleunigungsresonatoren eine Geschwindigkeit nahe der Lichtgeschwindigkeit c erreichen, ist es ineffektiv, die Beschleunigungsstruktur aus einzelnen Topfresonatoren aufzubauen. Bereits im ersten Elektronenlinearbeschleuniger wurden daher Beschleunigungsstrukturen aus gekoppelten Resonatoren verwendet (siehe auch Abbildung 7-3).

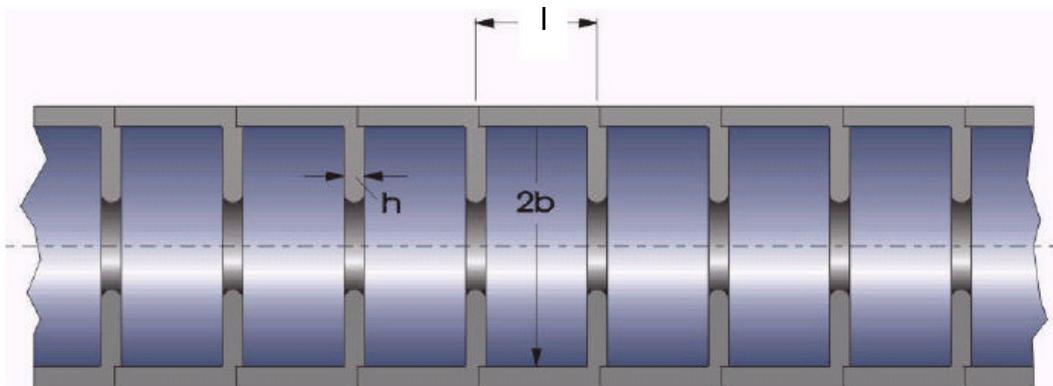


Abbildung 7-3: Aufbau der Beschleunigungsstruktur eines Elektronenlinacs [10]

Abhängig von den elektromagnetischen Randbedingungen werden Beschleunigungsstrukturen entweder als gekoppelte Resonatoren in Stehwellenanregung oder in Wanderwellenanregung betrieben. Für eine ausführliche Darstellung des Prinzips eines Hochfrequenzlinearbeschleunigers sei auf die ausgezeichnete Monographie von T.Wangler [35] hingewiesen und auf die auf Wangers Darstellung beruhende Zusammenfassung in Kapitel 12.1. Zur Erzeugung von kurzen Elektronenstrompulsen, wie dies für den in dieser Arbeit beschriebenen Injektor-Linac der Fall ist, sind Linearbeschleuniger mit Wanderwellenstrukturen, aufgrund der im Vergleich zu Stehwellenstrukturen kürzeren Füllzeiten und höheren Shuntimpedanzen, sehr geeignet.

In einer Kette von N gekoppelten Pillbox-Resonatoren lassen sich insgesamt N Eigenmodi anregen. Ist E_0 die größte auftretende Amplitude der longitudinalen elektrischen Feldstärke in der Mitte aller Zellen¹⁸, so ergeben sich die longitudinalen elektrischen Felder in der Mitte der einzelnen Zellen mit der laufenden Nummer n zu:

$$E_n = 2E_0 \sin\left(\frac{2n-1}{2}\Psi_q\right) \cos(\omega_q t) \quad \text{für } n = 1, 2, 3, \dots, N \quad \text{Gleichung 7-1}$$

mit der Dispersionsrelation

¹⁸ Dies entspricht dem TM_{010} -Modus in einem Pillbox-Resonator.

$$\mathbf{w}_q^2 = \mathbf{w}_0^2 \{1 + \mathbf{k} [1 - \cos(\Psi_q)]\} \quad \text{Gleichung 7-2}$$

$$\text{mit } \Psi_q = \frac{q\mathbf{p}}{N} \text{ und } q=1,2,3..N.$$

Hierbei ist \mathbf{w}_0 die Resonanzfrequenz eines ungestörten Pillbox-Resonators¹⁹ und \mathbf{k} der durch das elektrische Feld auf der Resonatorachse vermittelte Koppelfaktor zwischen den Pillbox-Resonatoren oder Zellen der Beschleunigungsstruktur.

Es sei hier einfügend bemerkt, dass die Größe Ψ_q im Fall der Wanderwellenstruktur gerade der Phasenverschiebung entspricht, welche man beobachtet, wenn man bei festgehaltener Zeit die Koordinate z genau um die Länge einer Zelle, nämlich um ℓ in positiver oder negativer Richtung verschiebt. Man spricht hier oft vom „Phasenunterschied“ zwischen den Zellen einer Wanderwellenstruktur und bezeichnet den genutzten Eigenmodus der Struktur mit diesem Phasenwinkel z.B. π - oder $\pi/2$ -Modus.

Es bietet sich an, Gleichung 7-1 unter Verwendung von Gleichung 7-2 umzuschreiben, um den Charakter einer stehenden Welle in der Beschleunigungsstruktur sichtbar zu machen:

$$E_n = 2E_0 \sin(k_q z_n) \cos(\mathbf{w}_q t) \quad \text{für } n = 1, 2, 3, \dots, N$$

$$\text{mit } k_q = qk_s \text{ und } k_s = \frac{2\mathbf{p}}{I_s} \text{ bei } I_s = 2N\ell = 2L$$

$$\text{mit } L = \text{Länge der Beschleunigerstruktur und} \quad \text{Gleichung 7-3}$$

$$\text{mit } \ell = \text{Länge eines Pillbox - Resonators}$$

$$\text{und } z_n = \left(\frac{2n-1}{2} \ell \right)$$

Man erkennt so im Grenzfall sehr großer N die Gleichung einer stehenden Welle²⁰. Eine stehende Welle lässt sich immer als Summe zweier laufender Wellen mit gleichen Amplituden aber entgegengesetzten Ausbreitungsrichtungen darstellen. Zerlegt man die stehende Welle aus Gleichung 7-3 in dieser Weise, so erhält man für die in positiver z Richtung laufende Welle:

$$E_n(z_n, t) = E_0 \sin(k_q z_n - \mathbf{w}_q t). \quad \text{Gleichung 7-4}$$

Die Phasengeschwindigkeit dieser Teilwelle ist durch

$$v_j = \frac{\mathbf{w}_q}{k_q} = \frac{\mathbf{w}_q N \ell}{\mathbf{p} q} \quad \text{Gleichung 7-5}$$

gegeben. Daraus folgt, dass durch eine geeignete Wahl von \mathbf{w}_q und ℓ im Prinzip jede für die Beschleunigung relevante Phasengeschwindigkeit einstellbar wird. Die für den Energie-transport bedeutsame Gruppengeschwindigkeit in einer solchen Beschleunigungsstruktur ist durch :

$$v_g = \frac{d\mathbf{w}_q}{dk_q} = \frac{\mathbf{w}_0 k \ell \sin \Psi_q}{\sqrt{1 + \mathbf{k} (1 - \sin \Psi_q)}} \quad \text{Gleichung 7-6}$$

¹⁹ D.h. Effekte, die durch Strahl- bzw. Koppelöffnungen hervorgerufen werden, gehen in den Koppelfaktor ein.

²⁰ In diesem Fall wird die diskrete Variable z_n zur kontinuierlichen Variablen z .

gegeben.

7.2.2 Wanderwellenstrukturen

Ob eine Beschleunigerstruktur nach Abbildung 7-3 als Stehwellen- oder als Wanderwellenstruktur ausgelegt ist, entscheidet die Gestaltung der ersten und der letzten Zelle der Struktur. Der Einfachheit halber nehmen wir an, dass die Einkopplung der Hochfrequenzleistung in der Zelle #1, der Einkoppelzelle, erfolgt. Ist nun die Endzelle (Zelle #N) z.B. durch Belegung mit einem Mikrowellenabsorber so ausgelegt, dass sie einem Ohmschen Widerstand entspricht, welcher gleich dem Wellenwiderstand der Kette ist, so entsteht keine reflektierte Welle und eine Stehwelle kann sich nicht ausbilden. In diesem Fall liegt eine Wanderwellenstruktur vor. Linearbeschleuniger mit solchen Strukturen werden immer dann bevorzugt, wenn nur sehr kurze Elektronenstimpulse, z.B. im Mikrosekundenbereich, erzeugt werden sollen. Dies ist beim Injektor für den Booster der SLS der Fall. Er wird mit Hochfrequenzpulsen von 4.5µs Dauer und mit einer Wiederholfrequenz von 3Hz betrieben.

Die maximale Beschleunigung eines geladenen Teilchens in einer Wanderwellenstruktur erfolgt, wenn es auf dem Kamm der laufenden Welle aus Gleichung 7-4 mitläuft. Dies ist dann der Fall, wenn für den Ort $z=z_n$ des Teilchens die Bedingung $k_q z - \mathbf{w}_q t = \mathbf{p} / 2$ erfüllt ist.

Für ein relativistisches Elektron folgt daraus:

$$\mathbf{w}_q / k_q = v_j = c \quad \text{oder} \quad \ell = \frac{q\mathbf{p}c}{N\mathbf{w}_q} = \frac{qc}{2N\mathbf{n}_q}, \quad \text{Gleichung 7-7}$$

wobei \mathbf{n}_q die Frequenz der Beschleunigungsstruktur ist. Bei einer Frequenz von 3GHz (siehe Kapitel 7.2.3) bleibt nun nur noch die Wahl eines geeigneten Ψ_q bzw. eines geeigneten Eigenschwingungsmodus mit dem Modusparameter q . Offensichtlich wird bei der Beschleunigung eines Teilchenpakets, das auf dem Wellenkamm der laufenden Welle reitet, der Welle Energie entzogen, die von der Einkoppelzelle her nachgeliefert werden muss. Die laufende Welle ist zudem mit Wandströmen in dem zylindrischen Mantel der Zellen (Pillbox-Resonatoren) und in den Irisblenden, welche die Zellen der Beschleunigungsstruktur voneinander trennen, verbunden. Diese Ströme führen zu Joule'schen Verlusten, die ebenfalls von der Einkoppelzelle her kompensiert werden müssen. Es gilt also einen ausreichenden Energiefluss durch die Struktur zu gewährleisten. Dies bedeutet aber, dass die Gruppengeschwindigkeit aus Gleichung 7-6 hinreichend groß sein sollte.

Für die Eigenschwingung der Beschleunigungsstruktur mit der höchsten Frequenz für $q=N$ oder $\Psi_q = \mathbf{p}$, dem sogenannten π -Modus ist die Gruppengeschwindigkeit einer Wanderwelle durch die ideale Struktur gleich Null. In diesem Modus ist ein Energietransport durch die ideale Struktur nicht oder im Realfall einer verlustbehafteten Struktur nur extrem langsam möglich. Dieser Modus der z.B. in supraleitenden Stehwellenstrukturen²¹ bevorzugt wird, eignet sich demnach nicht für Wanderwellenstrukturen.

Die für den Energietransport günstigste, nämlich maximale Gruppengeschwindigkeit ergibt sich im $\pi/2$ -Modus. In diesem Modus ist allerdings die Zellenlänge bei gleicher Phasengeschwindigkeit nur noch halb so groß wie im π -Modus, was wegen der Verdopplung der Anzahl der „Irisblenden“ höhere Joule'sche Verluste als z.B. im π -Modus zur Folge hat.

²¹ Stehwellen werden dann angeregt, wenn die Endzelle der Struktur verlustfrei oder quasi verlustfrei (kein Absorbermaterial) ausgelegt ist.

Als guter Kompromiss zwischen π -Modus und $\pi/2$ -Modus wird in vielen Beschleunigern der $2\pi/3$ -Modus verwendet. Dieser wird auch in den Wanderwellenstrukturen des in dieser Arbeit beschriebenen Linearbeschleunigers genutzt. Mit der Strukturfrequenz von 3GHz und der Wahl des $2\pi/3$ -Modus ergibt sich dann die Länge einer Zelle der Struktur von 3.33cm.

7.2.3 Die Wahl von Frequenz und Eigenschwingung

Der wichtigste Einzelparameter bei der Auslegung eines Linearbeschleunigers ist die Resonanzfrequenz der Beschleunigungsstruktur. Die Überlegungen zur optimalen Frequenz werden hauptsächlich durch den Leistungsbedarf zur Aufrechterhaltung des Beschleunigungsfeldes in der Beschleunigungsstruktur bestimmt. Hierzu wird im Anhang, Kapitel 12.1.1 gezeigt, dass eine hohe, jedoch nicht allzu hohe Frequenz für den Betrieb der Beschleunigerstruktur gewählt werden sollte, die wegen des im allgemeinen sehr kleinen Koppelfaktors²² ungefähr durch die Resonanzfrequenz ω_0 des Pillbox-Resonators mit

$$\omega_0 = 2.405c / R_c \quad \text{Gleichung 7-8}$$

gegeben ist. R_c ist der Radius des zylindrischen Pillbox-Resonators. Die seit dem Bau des ersten großen Elektronenlinearbeschleunigers an der Stanford University in vielen Optimierungsschritten als günstig erwiesene Frequenz liegt bei 3GHz. Nach Gleichung 7-8 ergibt sich daraus für R_c ein Wert von 3.8cm. Eine Strahlöffnung mit dem Radius von $a=1\text{cm}$ ist bei diesem R_c noch akzeptabel.

7.2.4 Teilchenbeschleunigung in einer Wanderwellenstruktur

In einem Wanderwellenlinearbeschleuniger für relativistische Elektronen, die während der Beschleunigung praktisch keinen Geschwindigkeitszuwachs mehr erfahren, entspricht, wie bereits erwähnt, der Beschleunigungsvorgang einem „Wellenreiten“ der zu beschleunigenden Teilchen auf dem Kamm der Welle. Strenggenommen kann nur ein einziges Teilchen, das Sollteilchen, diese Bedingung erfüllen. Teilchen mit einem Phasenabstand $d\mathbf{f}$ vom Sollteilchen erfahren eine geringere Beschleunigung. Der Energiegewinn ΔW_s des Sollteilchens in einer Zelle der Länge ℓ in einer Wanderwellenstruktur beträgt nach Gleichung 7-4: $\Delta W_s = eE_0 \ell$. Der Energiegewinn eines Teilchens mit der Phasenabweichung $d\mathbf{f}$ ist um dW geringer, und es gilt:

$$dW(d\mathbf{f}) = \Delta W_s (1 - \sin(\mathbf{p} / 2 \pm d\mathbf{f})) \cong \Delta W_s d\mathbf{f}^2 / 2. \quad \text{Gleichung 7-9}$$

7.3 Die Bunchingsektion

Um eine wirkungsvolle Beschleunigung der geladenen Teilchen zu erreichen, muss der Teilchenstrahl aus Teilchenpaketen bestehen, deren zeitlicher Abstand der Periodendauer des hochfrequenten elektromagnetischen Feldes in der Beschleunigungsstruktur entspricht, oder räumlich betrachtet muss der Abstand der Bunche gleich der Vakuumwellenlänge des Beschleunigungsfeldes λ_0 multipliziert mit der auf die Lichtgeschwindigkeit normierten Teilchengeschwindigkeit $\mathbf{b} = \frac{v}{c}$ sein.

²² Typische Werte für κ liegen zwischen 0.01 und 0.03.

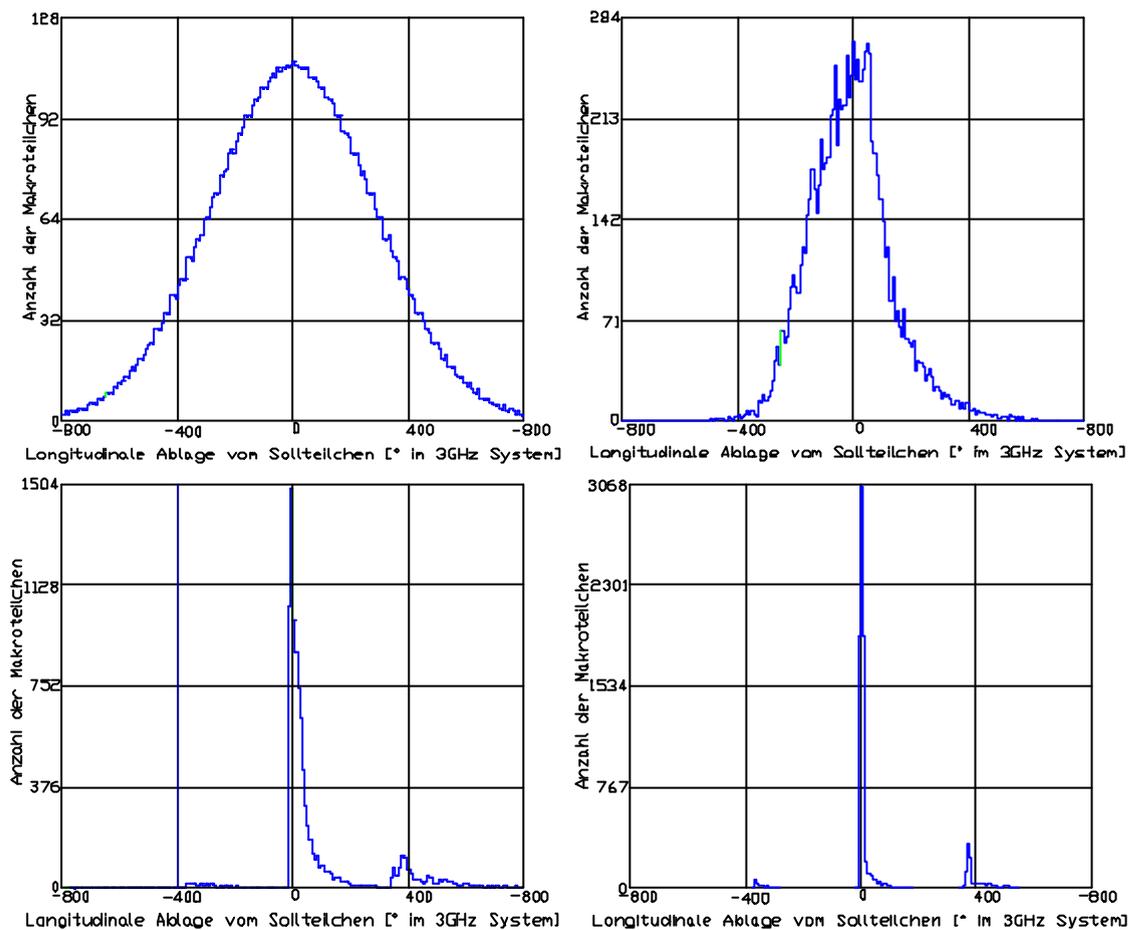


Abbildung 7-4: Longitudinale Struktur des Strahls gemäß der durchgeführten PARMELA-Simulationen [29] hinter der Elektronenquelle (oben links), vor (unten links rechts), hinter der Bunchingsektion (oben rechts) und hinter der ersten Beschleunigerstruktur (unten rechts).

Die longitudinale Dichteverteilung der Teilchen im Strahl kann durch Geschwindigkeitsmodulation und durch Verwendung von dispersiven Strecken beeinflusst werden. Bei der Geschwindigkeitsmodulation wird das Prinzip der Phasenfokussierung verwendet. Bei der dispersiven Strecke macht man sich die Variation der Bahnlänge in dem magnetischen Ablensystem in Abhängigkeit vom Impuls bzw. von der Energie zunutze, um die Dichteverteilung longitudinal zu komprimieren.

7.3.1 Magnetische Bunchkompressoren

Im relativistischen Grenzfall können Energieunterschiede der Teilchen im Strahl nur aufgrund von Dispersionsbahnen zur longitudinalen Umverteilung des Teilchenstrahls verwendet werden. Diese magnetischen Strukturen werden in Linearbeschleunigern mit hohen Energien analog der Phasenfokussierung von Ringbeschleunigern genutzt.

7.3.2 Phasenfokussierung

Bei der Phasenfokussierung im Linearbeschleuniger nutzt man den phasenlagenabhängigen Energiegewinn im HF-Feld gemäß Gleichung 7-9 aus, um eine ortsabhängige Geschwindigkeitsmodulation in der Verteilung der Teilchen zu erreichen. Diese

Geschwindigkeitsmodulation führt nach einer festgelegten Laufzeit zu einer Umverteilung der Teilchen. Diesen Vorgang nennt man, wenn er zu einer Erhöhung der lokalen Teilchendichte führt, „Bunching“ [30].

7.3.3 Der Buncher

HF-Komponenten, die zur Phasenkomprimierung für Elektronenbeschleuniger eingesetzt werden, nennt man „Buncher“. Folgende Aufgaben muss ein Buncher erfüllen:

1. Er soll einen Teilchenstrahl in longitudinaler Richtung auf ein angemessenes Phasenintervall $\Delta\Phi_B$ der beschleunigenden Welle bringen.
2. Er soll die longitudinale Formierung in einen statischen Zustand überführen. Deshalb muss die Teilchenenergie von der Quellenenergie $50\text{keV} < E_{\text{kin}} < 100\text{keV}$ auf $E_{\text{kin}} > 4\text{MeV}$ erhöht werden.

HF-Komponenten, die nur den ersten Aspekt realisieren, nennt man „Prebuncher“. Prebuncher können auch auf einer Subharmonischen der Beschleunigerfrequenz betrieben werden.

Verschiedene Buncherkonzepte sind realisiert und werden verwendet. Diese reichen von einfachen $\beta=1$ -Bunchern mit notwendigerweise geringen Bunchingeffizienzen bis hin zu Bunchern, in denen sowohl das β als auch der Beschleunigungsgradient im Buncher angepasst sind. Die Anzahl der verwendeten Prebuncher und Buncher variiert je nach Linearbeschleuniger und Anforderungsprofil. Bis zu fünf HF-Strukturen zur Strahlformierung sind nicht unüblich [31].

7.3.4 Der Prebuncher

Der Prebuncher moduliert auf eine Elektronenverteilung eine Energieverschmierung. Das Sollteilchen gewinnt hierbei keine Energie, für ein anderes Teilchen mit der Ablage $d\Phi$ gilt für den relativistischen γ -Faktor:

$$\mathbf{g}_{\text{Teilchen}} = \mathbf{g}_{\text{Sollteilchen}} + \frac{e \cdot E_0}{m_0 \cdot c^2} \cdot \sin d\Phi. \quad \text{Gleichung 7-10}$$

Betrachtet man die Verteilung nach einer feldfreien Driftstrecke d , an die sich in der Regel ein weiterer Prebuncher oder Buncher anschließt, so ergeben sich je nach Wahl von E_0 verschiedene longitudinale Verteilungen, wie in Abbildung 7-5 für verschiedene Prebuncher-Spannungen E_0 dargestellt ist.

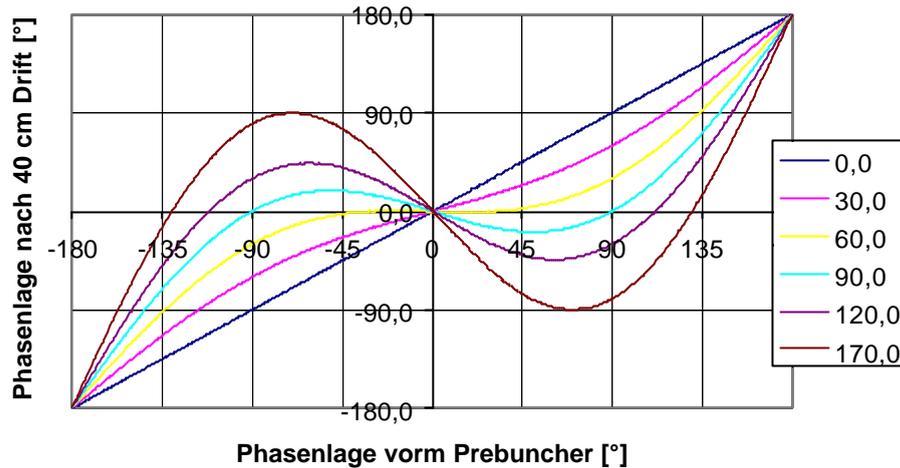


Abbildung 7-5: Bunching eines 500MHz-Prebunchers für verschiedene Spannungen ($0 < E_0 < 170 \text{ kV}$), bei einer Energie des Referenzteilchens von 90 keV , unter Vernachlässigung vom Raumladungseffekten

Aufgabe des Prebunchers ist es, die Anzahl der Teilchen im longitudinalen Akzeptanzbereich des Bunchers zu maximieren.

7.4 Die longitudinale Strahldynamik in einem Elektronenlinearbeschleuniger

7.4.1 Energiebreite aufgrund der Ausdehnung der Teilchenpakete im Strahl

Durch die Beschleunigung mit HF-Wechselfeldern ist die Energiebreite des Strahls, wie aus Gleichung 7-9 zu ersehen ist, im relativistischen Grenzfall $\beta=1$ mit der longitudinalen Ausdehnung $\Delta\Phi_B$ der einzelnen Teilchenpakete des Strahls verbunden. Das Verhalten der Energiebreite, für eine symmetrische Verteilung und einen maximalen Energiegewinn des Sollteilchens, ist in Abhängigkeit von der longitudinalen Strahlausdehnung in Abbildung 7-6 dargestellt.

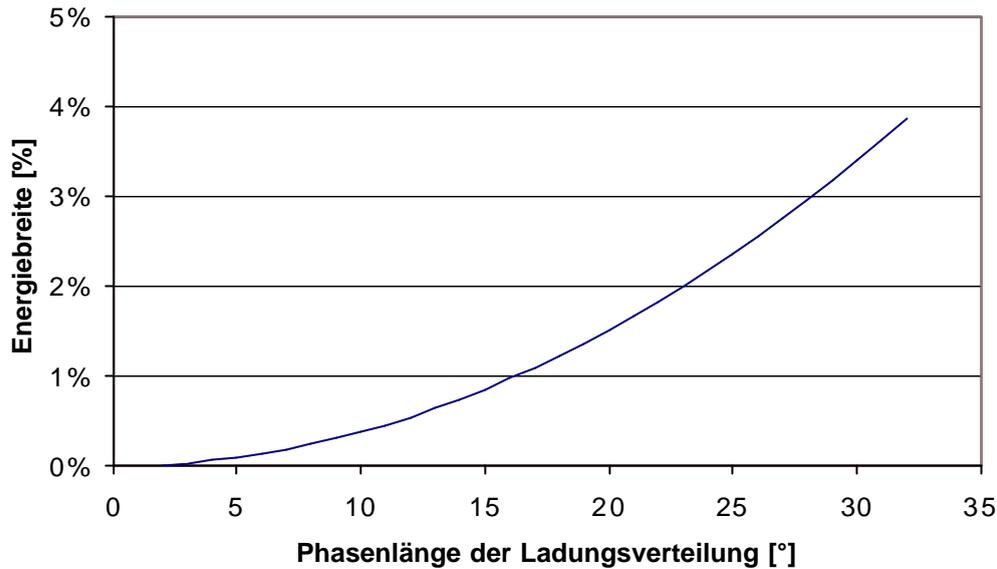


Abbildung 7-6: Beitrag der longitudinalen Ausdehnung des Strahls zur Energiebreite. Ein Grad bezogen auf $\mathbf{l}_0=10\text{cm}$ entspricht 0.2778mm im Ortsraum.

7.4.2 Energiebreite aufgrund von Leistungsaufnahme in der Beschleunigungsstruktur²³

Jedes Elektron, das im elektrischen Feld der Beschleunigerstrukturen beschleunigt wird, entnimmt dem Feld Energie, die den folgenden Teilchen nicht mehr zur Verfügung steht.

Eine umfangreichere Betrachtung unter Berücksichtigung des transienten Verhaltens der Strukturen findet sich in [32]. Gemäß der dort durchgeführten Ableitung gilt für die durch den Strahl in der Beschleunigerstruktur induzierte Spannung $\mathbf{DU}(t)$ als Funktion der Zeit:

$$\frac{\Delta U(t)}{U_{\text{Strahl laststatisch}}} = \frac{1 - e^{-y(t)} - \frac{v_l}{v_0} y(t)}{1 - \left(1 + \ln \frac{v_0}{v_l}\right) \frac{v_l}{v_0}} \quad \text{Gleichung 7-11}$$

mit der Gruppengeschwindigkeit am Anfang der Beschleunigungsstruktur v_0 und v_l am Ende und der Länge L . $U_{\text{Strahl laststatisch}}$ ist hier die induzierte Spannung für t gegen unendlich. Für y gilt in Abhängigkeit von der Pulsdauer t des Strahls:

$$y(t) = \frac{v_0 - v_l}{L} \cdot t. \quad \text{Gleichung 7-12}$$

Nach Ablauf der Einschwingdauer $t_{\text{Einschwing}}$, befindet sich das System daher in einem statischen Zustand. Die induzierte Spannung $U_{\text{Strahl laststatisch}}$ hervorgerufen durch einen konstanten Strom i_{Bunch} wird dann, gemäß Wiedemann [33], beschrieben durch:

²³ Energiebreite aufgrund von Leistungsaufnahme in der Beschleunigungsstruktur, wird auch im deutschen Sprachgebrauch zumeist mit „Beam Loading“ bezeichnet

$$U_{\text{Strahlstatisch}} = \frac{1}{2} i_{\text{Bunch}} \cdot R_{\text{shunt}} \cdot L \cdot \left(1 - \frac{2t \cdot e^{-2t}}{1 - e^{-2t}} \right) \quad \text{Gleichung 7-13}$$

mit dem Abschwächungskoeffizienten τ der elektromagnetischen Wanderwelle entlang des Beschleunigers und der Shuntimpedanz²⁴ R_{Shunt} der Strukturen. Gemäß der obigen Gleichungen ergibt sich zum Beispiel für eine $L=6\text{m}$ lange 3GHz Struktur vom SBTf-Typ ($t=0.55$, $R_{\text{Shunt}}=55\text{M}\Omega/\text{m}$, $v_0 = 0.041 c$, $v_l = 0.013 c$) eine induzierte Spannung im statischen Fall von 74 MV bei 1.0A Strahlstrom. Für einen 40ns kurzen 1.0A Stromimpuls reduziert sich dieser Wert auf 8.6MV, der zeitliche Verlauf der durch einen Strom von 1.0A in dieser Struktur induzierten Spannung ist in Abbildung 7-7 dargestellt.

Treibt man diese Struktur mit $P_0=35\text{MW}$, so gilt nach Wiedemann für die zur Verfügung stehende Beschleunigungsspannung U_0 :

$$U_0 = \sqrt{R_{\text{Shunt}} \cdot L \cdot P_0} \cdot \sqrt{1 - e^{-2t}} = 88\text{MeV} \quad \text{Gleichung 7-14,}$$

Die Energiebreite innerhalb dieses intensiven 40 ns Pulses beträgt dann bereits 10% der Teilchenenergie. Hier erkennt man den direkten Zusammenhang zwischen beschleunigter Ladung als Produkt von Strom und Pulsdauer und der Energiebreite des Strahls. Bei vorgegebener maximaler Energiebreite am Ausgang des Beschleunigers liegt damit die Obergrenze der Ladung im Puls fest. Beschränkt man sich auf den Fall gegenüber der Füllzeit der Struktur kurzer Pulse, so kann man die e-Funktion in der o.a. Gleichung 7-15 entwickeln und man erhält einen linear zeitlichen Anstieg der induzierten Spannung.

$$\frac{\Delta U(t)}{U_{\text{Strahlstatisch}}} = \frac{\left(1 - \frac{v_l}{v_0} \right)}{1 - \left(1 + \ln \frac{v_0}{v_l} \right) \frac{v_l}{v_0}} \cdot \frac{v_0 - v_l}{L} t \quad \text{Gleichung 7-15}$$

²⁴ Die Shuntimpedanz verknüpft das Quadrat der Beschleunigungsspannung U mit der dazu notwendigen Verlustleistung pro Länge $P_{\text{Verlust}} : R_{\text{Shunt}} = U^2 / P_{\text{Verlust}}$

Lässt beispielsweise für das o.a. Beispiel die Energieakzeptanz eines nachfolgenden Booster-Synchrotrons nur eine maximale Energiebreite von $\pm 0,5\%$ zu, so liegt die maximale Ladung, die innerhalb der geforderten Energiebreite zu beschleunigen ist, bei 3.1 nC unabhängig von der Pulsdauer.

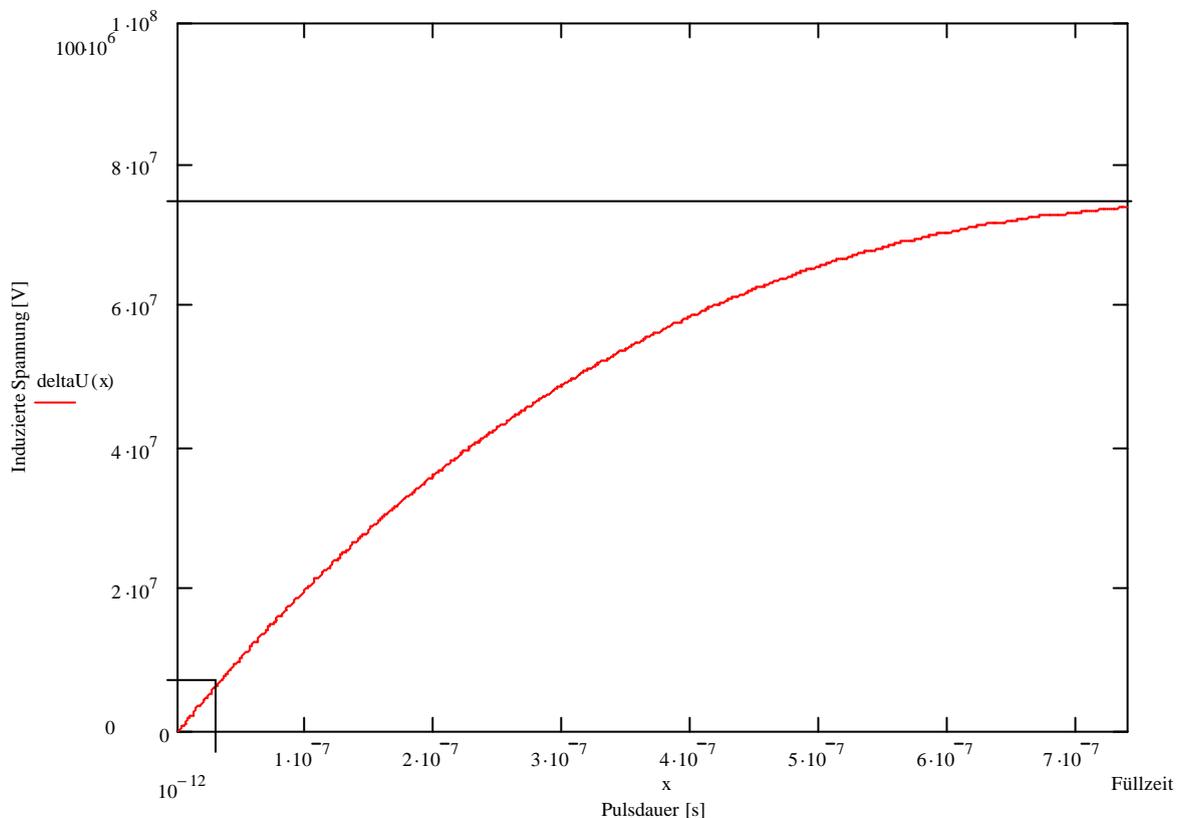


Abbildung 7-7: Zeitliche Verlauf der durch einen Strom von 1.0 A in einer Struktur vom SBTf-Typ induzierten Spannung

7.4.3 Energiebreite aufgrund von longitudinalen Kielwellenfeldern

Jedes geladene Teilchen, welches eine Beschleunigerstruktur passiert, lässt wie ein Schiff, das sich auf einer Wasserfläche bewegt, eine Kielwelle²⁵ in Form von elektromagnetischen Feldern hinter sich, deren Wirkung die Bewegung des nachfolgenden Teilchens beeinflusst. Ein weiterer Beitrag zur Energiebreite ergibt sich deshalb aus der Wechselwirkung des Strahls mit seiner Umgebung. Die Ladungsmenge, die sich in der Beschleunigungsstruktur bewegt, induziert Spiegelladungen in die leitenden Wände der Resonatorzellen, die wiederum ein elektrisches Feld generieren. Im Fall einer glatten Vakuumkammer und bei verschwindenden Widerstand, entstehen keine Felder, die longitudinal auf den Strahl zurückwirken.

Ein geringer Widerstand ist bei Kupferwänden hinreichend gut gegeben, um keinen relevanten Beitrag zu longitudinalen Feldern zu generieren. Von einer glatten Vakuumkammer kann bei einem mit Blenden belasteten Hohlleiter nicht ausgegangen werden. Die aus diesem Sachverhalt resultierenden Felder nennt man „Wakefelder“. Diese Wakefelder überlagern sich dem Beschleunigungsfeld und führen so zu einer veränderten Energiebreite der Verteilung.

²⁵ Im Englischen „Wake“.

Für die Energieabweichung gilt:

$$\begin{aligned} \Delta E(s) &= E_{\text{Beschleunigung}}(s) + E_{\text{ind}}(s) = E_0 \cdot \cos(\mathbf{j}_0 + 2\mathbf{p} \cdot f_0 \frac{s}{c}) \\ &\quad + N \cdot e \cdot W_{\text{Longitudinal}}(\Delta s), \\ \Delta \mathbf{j} &= 2\mathbf{p} \cdot f_0 \frac{s}{c}, \end{aligned} \quad \text{Gleichung 7-16}$$

wobei hier der erste Teil der Gleichung den Energiegewinn im Beschleunigungsfeld darstellt und der zweite Teil das durch die Teilchen generierte Feld repräsentiert. In Gleichung 7-16 entspricht s dem Abstand vom Zentrum der Verteilung, f_0 der Arbeitsfrequenz des Resonators und c der Lichtgeschwindigkeit. Die Proportionalität zwischen Ladungsmenge $N \cdot e$ und induziertem Feld E_{ind} wird durch die Wakefeldfunktion $W_{\text{Longitudinal}}(\Delta s)$ für das longitudinale Feld gegeben.

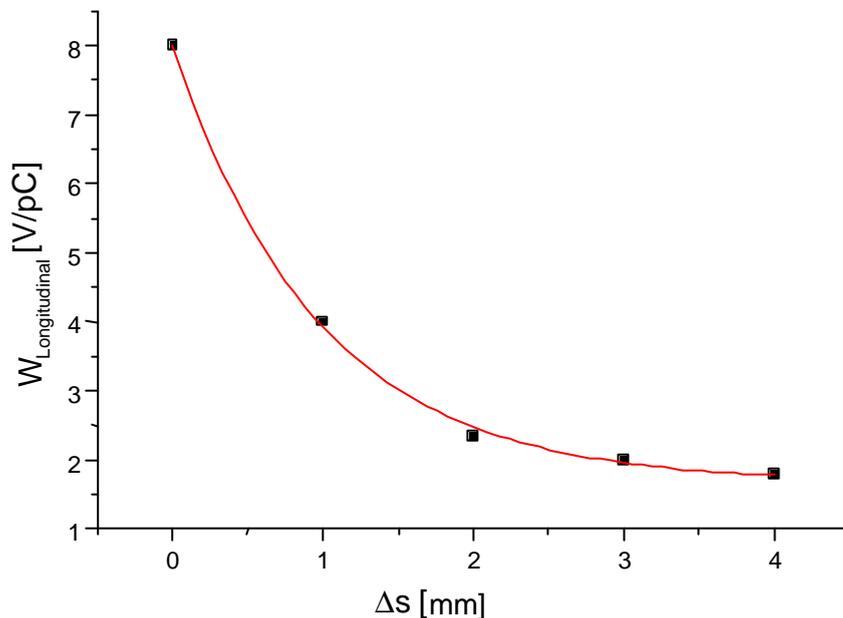


Abbildung 7-8: Wakefeldfunktion für das longitudinale Feld, gerechnet für eine **d**-Pulsanregung mit Abstand **Ds** in einer SLAC-Wanderwellenstruktur [34]

Natürlich regt die delpulsartige Ladungsverteilung noch weitere Modi der Struktur an, die zum einen longitudinal, zum anderen transversal den Strahl unerwünscht beeinflussen können, wie zum Beispiel der Dipol-Modus, der einen transversalen Einfluss auf den Strahl hat und zur Strahlvernichtung führen kann.

Wakefelder und ihre Rückwirkung auf den Strahl müssen betrachtet werden, um ihren Einfluss auf die Strahlqualität zu bewerten. Eine δ -Pulsanregung, wie sie gemäß Gleichung 7-9 für die Energiebreite des Strahls wünschenswert ist, führt zu einer starken Anregung von Wakefeldern. Es gilt also, in Abhängigkeit vom Strahlstrom und Bunchlänge eine optimale Einstellung festzulegen (siehe hierzu Kapitel 8.4.2).

7.5 Die transversale Strahldynamik

Im Strahl wirkende Kräfte (Raumladungskräfte) und Wechselwirkungen mit den HF-Feldern der Beschleunigungskomponenten führen zu transversaler Strahlaufweitung. Zur

Beschreibung der transversalen Strahldynamik in einem Linearbeschleuniger können die allgemeinen Betrachtungen aus Kapitel 3.4 übernommen werden.

Die Raumladungskräfte resultieren aus der Kraft, mit der sich gleichgeladene Teilchen aufgrund ihres elektromagnetischen Feldes abstoßen. Dieser Effekt ist proportional zu $1-\beta^2$, da sich im relativistischen Grenzfall die Wirkung des defokussierenden elektrischen und des fokussierenden magnetischen Feldes gerade kompensieren.

Betrachtet man die elektrische Feldverteilung in einer Beschleunigungszelle, so erkennt man, dass die Teilchen mit transversaler Ablage von den radialen elektrischen Feldkomponenten bei Eintritt in die Zelle fokussiert und beim Austritt aus der Zelle defokussiert werden. Je nach Phasenlage der Teilchen im Zentrum der Zelle kann es so zu einer HF-Fokussierung oder HF-Defokussierung kommen. Nur im ultrarelativistischen Grenzfall und für Teilchen, die die Mitte der Zelle erreichen, wenn dort das Feld maximal ist, kompensieren sich Fokussierung und Defokussierung. Leider führt die zum Bunching notwendige Phasenlage zu einer Defokussierung [30].

Aus der Sicht des relativistischen Teilchens erscheint die Länge des Linearbeschleunigers nach Maßgabe der Lorentzkontraktion als verkürzt. Dies gilt insbesondere für den hochenergetischen Teil (Teilchenenergie größer als 10MeV), nicht jedoch für den niederenergetischen Teil des Linearbeschleunigers, der von der Elektronenquelle und den Elementen zur zeitlichen Strukturierung des Elektronenstrahls, den Bunchern, gebildet wird. Insbesondere in diesem Injektionsteil des Linearbeschleunigers müssen magnetische Solenoide und Quadrupole zur Strahlfokussierung eingesetzt werden, da hier die Effekte der Raumladung und HF-Defokussierung einen starken Einfluss haben.

Zur transversalen Fokussierung werden Solenoid- und Quadrupolmagnete eingesetzt. Auch wenn Quadrupole stärker fokussieren, kommen Solenoide im Bereich geringerer Teilchenenergien aufgrund ihrer Rotationssymmetrie und der daraus resultierenden größeren Akzeptanz zum Einsatz (vergleiche auch 7.6). Ein einzelner Quadrupol kann nicht zur Fokussierung in beiden Ebenen verwendet werden. Kombiniert man horizontal fokussierende (F) und horizontal defokussierende (D) Quadrupole mit Driftstrecken (O), kann man eine Strahlfokussierung in beiden Ebenen zu erhalten. Eine umfassende Darstellung von Fokussiersystemen, ihren Eigenschaften und ihre mathematische Behandlung findet sich in [10].

7.6 Emittanzwachstum

Die Emittanz im konservativen System ist theoretisch eine Erhaltungsgröße. Kann man die zwei transversalen und die longitudinale Ebene als entkoppelt betrachten, so gilt dies unter Berücksichtigung der Energienormierung auch im Linearbeschleuniger für die einzelnen Ebenen.

Leider entspricht die Entkopplung der Ebenen während der Beschleunigung und insbesondere während der longitudinalen Strahlformierung nicht der Realität, dies führt zu einem Anwachsen der transversalen Emittanz. Des Weiteren führen nichtlineare Effekte zu einer Veränderung der Verteilung im Phasenraum, so dass die Fläche der die Verteilung umschreibenden Ellipse anwächst, ohne dass sich die Phasenraumfläche selbst ändert.

Wrangler [35] unterscheidet verschiedene Effekte:

1. Emittanzwachstum durch Änderung der Ladungsverteilung im fokussierenden Feld. Die fokussierenden Felder führen zu einer Umverteilung der Teilchen durch Abschirmeffekte. Das Emittanzwachstum resultiert also aus der

Veränderung der Energieverteilung im Ensemble [36]. In diesem Fall spricht man vom „Neuverteilungseffekt“ des Emittanzwachstums.

2. Die Umverteilung der Emittanz in die verschiedenen Ebenen aufgrund der Strahltemperatur. Die Verteilung strebt eine gleiche Emittanz in allen Ebenen an.
3. Periodisch wirkende Fokussiersysteme können transversale Oszillationen anregen. Diese Oszillationen führen zu einer verstärkten Kopplung zwischen transversaler und longitudinaler Ebene. Dies führt zu einem Anwachsen der Emittanz.
4. Nichtlineare Felder der Beschleunigerstruktur.

In Tabelle 7-1 werden diese Effekte des Emittanzwachstums zusammengefasst:

Effekt:	Neuverteilung	Kopplung	Struktur-Resonanz	Nichtlineare Beschleunigungsfelder
Energiequelle	Nichtlineare Feldenergie	Strahltemperatur	Longitudinale Energie	Beschleunigungsfeld (HF-Sender)
Abhängigkeit von der Verteilungsfunktion	Stark	Schwach	Stark	Schwach
Optimierungskriterium	Gleichförmige Verteilung	Gleichförmige Verteilung	Periodenlänge des Fokussiersystems < 90°	Geringer Strahlradius

Tabelle 7-1: Effekte des Emittanzwachstums

Die Elektronenverteilung ist besonders im nicht relativistischen Bereich leicht zu verändern. Um hier das Emittanzwachstum zu minimieren, ergeben sich folgende Forderungen an die longitudinale und transversale Fokussierung:

1. Um die Wechselwirkung mit dem transversalen elektrischen Feld der Beschleunigungskomponenten zu minimieren, gilt es, eine geringe Strahlausdehnung in den Beschleunigungselementen zu gewährleisten, ohne jedoch transversal zu stark zu fokussieren.
2. Eine möglichst homogene Verteilung sollte angestrebt werden. Dies kann durch eine quasi kontinuierliche Fokussierung realisiert werden.
3. Der Abstand von Fokussierungselementen sollte so gewählt werden, dass keine Resonanzen auftreten können.

8 Der 100MeV-Linearbeschleuniger der SLS

Als Injektor für den SLS-Booster wurde ein Linearbeschleuniger gewählt, da nur mit diesem System die Anforderungen an Energie, Emittanz und Ladung im Einzelbunch erfüllt werden können. Eine Voraussetzung für die Auslegung der SLS war die Verwendung einer ausgereiften Technologie. Diese Forderung wurde auch der Konzeption des 100MeV-Linearbeschleunigers zugrundegelegt. Im Rahmen dieser Arbeit wurden zunächst existierende technische Konzepte auf ihre Leistungsfähigkeit überprüft. Danach wurde eine Auswahl der prinzipiell verwendbaren Systeme getroffen und diese dann für den Einsatz im Injektor-Linac der SLS optimiert.

Es wurden dazu die drei Linearbeschleuniger von SBTF DESY²⁶, DELTA²⁷ und LIL²⁸ in Betracht gezogen, die im Anhang (Kapitel 12.2) kurz dargestellt werden. Danach wurde, basierend auf Simulationsrechnungen, die Auswahl der Komponenten der Bereiche:

- Elektronenquelle
- Bunchingsektion
- Beschleunigerstrukturen

durchgeführt.

Der Auswahl der Komponenten folgte deren, auf Simulationsrechnungen gestützte Anpassung an die speziellen Anforderungen des Injektors für den SLS-Booster.

Die Nutzung von leistungsstarken Rechnern und bewährten Algorithmen erlaubt es, die Wechselwirkung geladener Teilchen mit elektromagnetischen Feldern genau zu beschreiben, und sie stellen so hervorragende Hilfsmittel zur Auslegung eines Elektronenbeschleunigers dar.

Die Simulation der Elektronenquelle wurde mit EGUN [37] durchgeführt. Die Leistungsfähigkeit der Bunchingsektion zu prüfen und anzupassen, war das Ziel der Simulationsrechnungen mit Hilfe des Programms PARMELA [29]. Weiterhin wurde PARMELA dazu verwendet, die Leistungsfähigkeit des gesamten Systems zu überprüfen. Die Spezifikation des Magnetsystems zur Fokussierung des Elektronenstrahls in der Niederenergiesektion des Beschleunigers ergab sich aus den Simulationsergebnissen. Weitere Rechnungen zum Magnetsystem wurden mit TOSCA [38] durchgeführt. Zur Berechnung des 500MHz-Prebunchers und zur Bestimmung der Kräfte zwischen den Spulen der Fokussierungsmagneten wurde das Programm SUPERFISH [27] genutzt. Die so gewonnenen Erkenntnisse wurden dann in die technische Konstruktion des Linearbeschleunigers übernommen. Die Herstellung des größten Teils der Komponenten des Linearbeschleunigers, die in Kapitel 9 vorgestellt werden, erfolgte bei ACCEL²⁹ und der Rest bei ausgewählten Spezialfirmen. Die Herstellung der Komponenten sowie deren physikalische und technische Überprüfung wurden im Rahmen dieser Arbeit geleitet und überwacht.

²⁶ S-Band Test Facility (SBTF): Im Rahmen der TeV-Collider-Studie wurde am DESY ein S-Band-Linearbeschleuniger aufgebaut, um neben der supraleitenden TESLA-Technologie auch eine normalleitende Option zu untersuchen.

²⁷ DELTA betreibt als Injektor für ihre Synchrotronstrahlungsquelle ebenfalls einen Linearbeschleuniger. Dieser wurde während des laufenden SLS-Projektes mit SBTF-Technologie umgebaut.

²⁸ Der LEP-Injektor ist ein Linearbeschleuniger, der zur Erzeugung von Positronen und zu deren weiterer Beschleunigung an der Beschleunigeranlage CERN betrieben wird.

²⁹ ACCEL Instruments GmbH, Bergisch Gladbach, Deutschland.

8.1 Die Auslegungsparameter des Injektor-Linacs

In Tabelle 8-1 sind die Anforderungen an den Injektor für das Booster-Synchrotron aufgeführt.

Die Arbeitsfrequenz (2.99792 GHz)³⁰ beträgt das sechsfache der Speicherringfrequenz (499.654 MHz)³¹. Die Wiederholrate ergibt sich aus der Wiederholrate des Boosters. Die Energie entspricht dem 24sten Teil der Endenergie des Boosters. Die Breite der Energieverteilung sowie die transversale Emittanz des Linacstrahls liegen innerhalb der Akzeptanz des Booster-Synchrotrons. Die Ladungsmenge pro Linacpuls erlaubt, bei gegebener Wiederholrate von 3.125Hz, das Füllen des Speicherringes innerhalb von drei Minuten. Die variable Pulslänge des Elektronenstrahls von 200-1000ns, die aus einer Kette von Einzelbunchen mit einer Wiederholfrequenz von 500MHz besteht, erlaubt nahezu jede Füllstruktur des Boosters. Die Einzelbunchoption von 1ns Länge erlaubt weitere Füllstrukturen, die zeitaufgelöste Experimente ermöglichen. Die Reinheit von 1%, d.h. die relative Anzahl der Teilchen innerhalb der positiven Halbwelle im Verhältnis zur Anzahl der Teilchen in der negativen Halbwelle der 500MHz-Struktur, erlaubt das Befüllen des Speicherringes, ohne dass Elektronen außerhalb der longitudinalen Akzeptanz zu einer signifikanten Strahllast im Resonator führen.

Arbeitsfrequenz	2997.92MHz (@ 40°C)
Wiederholrate	3Hz
Strahlenergie	100MeV
Breite der Energieverteilung	< 0.5% rms
Energiestabilität	< 0.25% (von Multibunch zu Multibunch)
Normierte rms-Emittanz für beide Ebenen	< 50 π mm mrad
Ladung pro Strahlpuls	> 1.5nC
Pulslänge	1ns oder 200-1000ns mit 500MHz moduliert

Tabelle 8-1: Auslegungsparameter für den Linearbeschleuniger

Im folgenden werden die gewählten Komponenten des Beschleunigers und die Ergebnisse der Simulationsrechnungen vorgestellt.

8.2 Die Elektronenquelle

Der Aufbau der Elektronenquelle wurde bereits in Kapitel 7.1, Abbildung 7-2 vorgestellt. Die Anforderungen an die Funktion der Quelle sind in Tabelle 8-2 zusammengefasst.

Die Verwendung einer Gleichspannungsquelle ergibt sich, wenn die geforderten Pulsmodi ohne ein aufwendiges Lasersystem erfüllt werden sollen. Die Abwägung zwischen der Berücksichtigung von Zuverlässigkeit und nötigen Investitionen stützt diese Wahl. Die Verwendung einer hohen Beschleunigungsspannung wurde angestrebt, um gemäß dem Child-Langmuir-Gesetz bereits bei einer kleinen Kathodenfläche die geforderten Ströme erreichen

³⁰ Im weiteren Text wird zumeist der gerundete Wert 3 GHz verwendet werden.

³¹ Im weiteren Text wird zumeist der gerundete Wert 500 MHz verwendet werden.

zu können und um den Einfluss von Raumladungseffekten im nachfolgenden Transportkanal zu reduzieren.

Größe	Wert	Einheit
Spannung	90	keV
Ladungsmenge im Einzelbunch	3	nC
Pulslänge-Modus 1	1	ns FWHM
Pulslänge-Modus 2	200 – 1000	ns mit 500MHz moduliert

Tabelle 8-2: Anforderungen an die Elektronenquelle

Die 50kV-Elektronenquelle von DELTA entsprach nicht den Anforderungen. Die LIL-Quelle ermöglicht wesentlich höhere Ströme, als für den Booster der SLS benötigt werden. Die hohen Ströme sind auf die große Kathodenfläche zurückzuführen, damit ist jedoch eine normierte Emittanz von 100π mm mrad verbunden, die nicht akzeptabel ist.

Die 90kV-Elektronenquelle von DESY entspricht bezüglich der Beschleunigungsspannung den Anforderungen, ist aber für einen Collider³² mit anderen Anforderungen (hoher Pulsstrom) ausgelegt worden. Aus diesem Grund wurde die Geometrie (Anoden-Kathoden-Abstand und Öffnungswinkel des konischen Fokussierungsschirmes) der Quelle neu ausgelegt und auch die verwendete Kathode für die angestrebte Aufgabe mit Hilfe von EGUN-Simulationen geprüft.

8.2.1 Die Kathode³³

Ausgehend von der existierenden Geometrie der DESY-Quelle wurden vier verschiedene Kathoden der Firma EIMAC betrachtet. Alle Kathoden sind mit Glühemissionskathode und integriertem Steuergitter ausgestattet. Ihre Kenndaten sind in Tabelle 8-3 zusammengefasst.

Kathode:		Y 796	Y 845	Y 646E	YU 171
Flansch	CF	60	40	-	40
Kathodenfläche	cm ²	2.0	0.5	1.0	1.0
Raumladungsgrenze ³⁴	A	6.6	12	15.3	4.5
Kathodenradius	mm	8.00	4.00	5.5	5.6
Gitterabstand	µm	170	140	130	160
Heizstrom	A	1.30	3.20	2.20	2.2
Heizspannung	V	6.00	6.00	6.30	6.30

Tabelle 8-3: Technische Daten von EIMAC-Kathoden

³² Beim Collider werden die Hochenergetischen Teilchen miteinander zur Kollision (Engl. to collide) gebracht, um kernphysikalische Experimente durchzuführen.

³³ Unter „Kathode“ wird hier das verstanden, was im Englischen treffender mit dem Begriff „cathode assembly“ beschrieben wird, nämlich die Kathode inklusive Heizung und Steuergitter.

³⁴ Raumladungsgrenze bei 90 kV und der verwendeten Geometrie

Die Kathode Y-646E wird nicht in einem Standardflansch geliefert, was für die Handhabung und somit für die Betriebssicherheit der Anlage ungünstig ist. Im weiteren werden also nur die verbliebenen drei Kathoden näher betrachtet.

Bei der Simulation der Elektronenquelle wurden folgende Fragen geklärt:

- Welcher Kathodentyp der Firma EIMAC soll verwendet werden?
- Wie groß muss der Kathoden-Anoden-Abstand sein?
- Welchen Öffnungswinkel muss der Fokussierungsschirm haben?

Ziel der Simulation musste es sein, diese drei Freiheitsgrade für die transversale Emittanz zu optimieren und dies unter Berücksichtigung der zwei unterschiedlichen Betriebsmodi im geforderten Dynamikbereich des Stromes. Aus den Simulationsrechnungen³⁵ ergaben sich die in Tabelle 8-4 zusammengestellten Werte, für kalte Kathoden ($T=0^\circ$).

Bezeichnung	Abstand von Kathode zu Anode [mm]	Kathodenradius [mm]	Raumladungsgrenze des Stromes [A]	Normierte 100% Emittanz [π mm mrad]		
				Raumladungsgrenze	3A	3mA
Y-796	49	8	4.5	11	11	25
YU-171	35	5.6	4.1	7	11	16
Y-845	27	4	3.9	12	20	8

Tabelle 8-4: EGUN-Ergebnisse für verschiedene kalte Kathoden der Firma EIMAC

Im Hochstrombetrieb haben Y-796 und YU-171 die bessere Emittanz, wohingegen die Y-845 im Multibunchmodus mit einem Strom von 3mA ihre Stärke hat. Da das Emittanzwachstum im Linearbeschleuniger für die hohe Raumladungsdichte bei 3A Pulsstrom ($3nC$ für 1ns) höher ist, legt die Betrachtung der Emittanz die Verwendung der YU-171 nahe. Der Vergleich von Y-796 und YU-171 führt zu keiner Präferenz für eine der beiden.

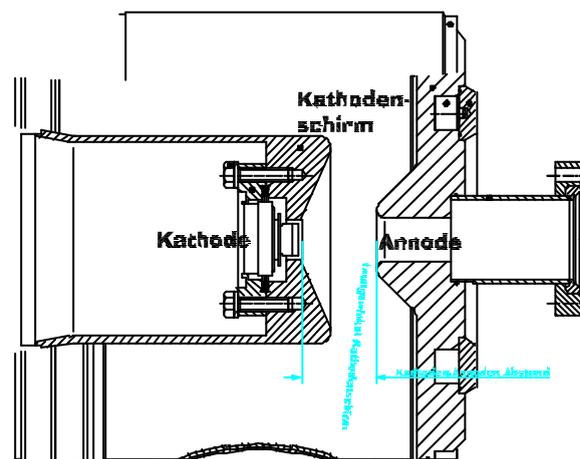


Abbildung 8-1: Kathoden-Anoden-Geometrie der Elektronenquelle

Bis zu diesem Punkt im ersten Durchgang der Simulationsrechnungen wurden alle Simulationen unter der Annahme durchgeführt, dass die Elektronen senkrecht zur Kathode

³⁵ Die elektrische Auslegung der Elektronenquelle erfolgte durch die PPT, die mechanische, im Rahmen dieser Arbeit, bei ACCEL. Die Erfahrung in der Auslegung von Elektronenquellen von Herrn Guido Blokesch war elektrisch und mechanisch maßgeblich.

emittiert werden; dies entspricht gerade bei thermischen Kathoden, die bei 1200° K betrieben werden, nicht der Realität.

Bezeichnung	Abstand von Kathode zu Anode	Kathodenradius	Normierte 100% Emittanz [π mm mrad] bei 1200°K	
			3A	3mA
	[mm]	[mm]		
Y-796	49	8	26	22
YU-171	35	5.6	29	18
Y-845	27	4	35	8

Tabelle 8-5: EGUN-Ergebnisse für verschiedene Kathoden bei 1200°K

Unter Beachtung des Temperatureinflusses gleichen sich die Emittanzwerte, wie die in Tabelle 8-5 zusammengefassten Simulationsergebnisse zeigen, weiter an. Die Simulationsrechnungen mit den verschiedenen Kathoden führten wegen der größeren Emittanz im Hochstrombetrieb zum Ausschluss der Y-845. Technische Gründe führten zur Wahl der YU-171, da diese mit einem üblichen CF40-Flansch gelieferte Kathode eine erdungsfreie Kathodenheizung besitzt, was für die Auslegung der Steuerelektronik, aufgrund der zwei Betriebsmodi, von entscheidender Bedeutung ist.

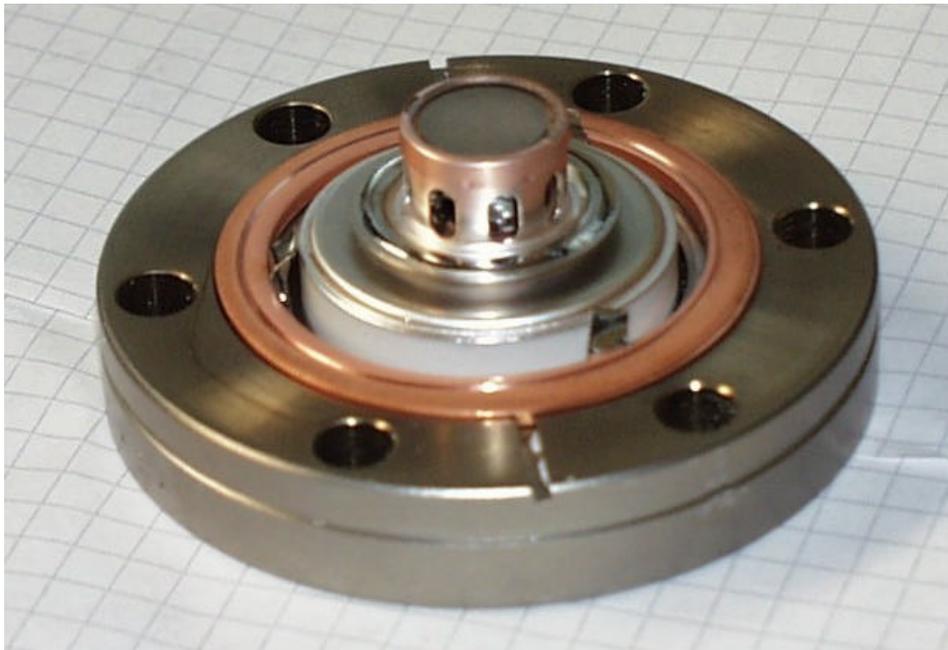


Abbildung 8-2: Dispenser-Kathode EIMAC YU-171

Basierend auf der Wahl der EIMAC-Kathode YU-171 wurden der Kathoden-Anoden-Abstand und der Öffnungswinkel des Kathodenschirms optimiert. Die EGUN-Simulationen führten zu den in *Abbildung 8-3* bis *Abbildung 8-5* dargestellten Ergebnissen.

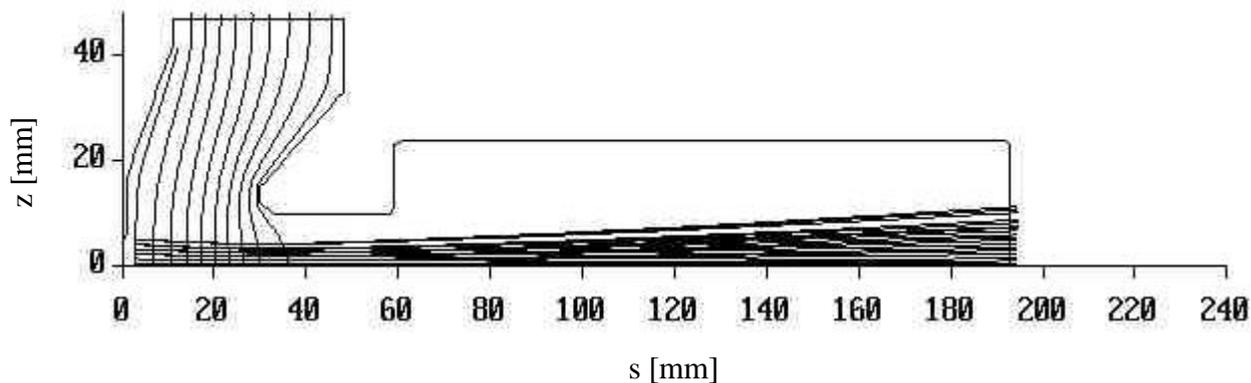


Abbildung 8-3: Trajektorien und Äquipotentiallinien der EGUN-Simulation für 3A

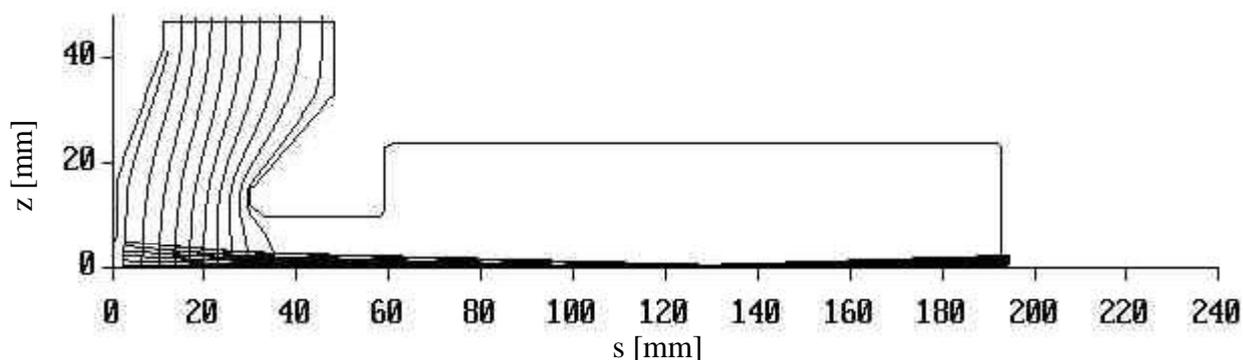


Abbildung 8-4: Trajektorien und Äquipotentiallinien der EGUN-Simulation für 3mA

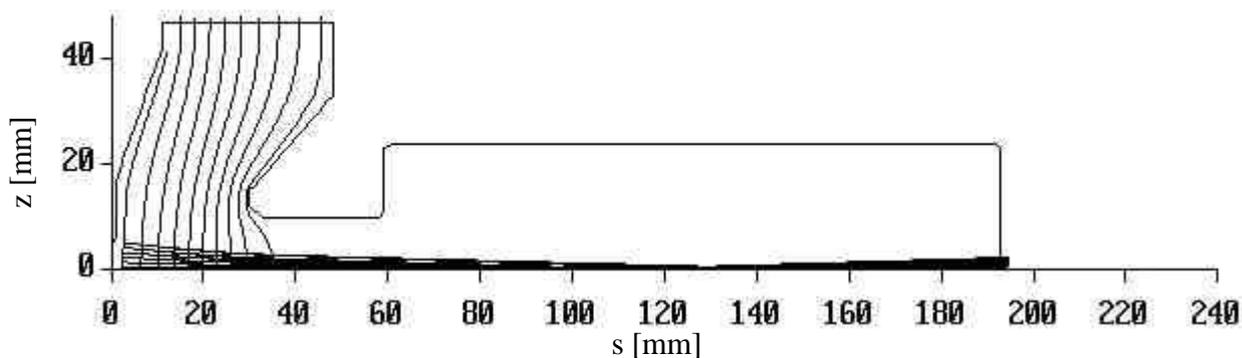


Abbildung 8-5: Trajektorien und Äquipotentiallinien der EGUN-Simulation für 3mA

Die Ergebnisse zeigen, dass die Variation kritischer Größen zu keinen Effekten, wie z.B. starkem Emittanzwachstum, führen. Dies war mit Blick auf den hohen Dynamikbereich der Quelle wichtig und um Fertigungstoleranzen festzulegen. Die gewählte Optik der Elektronenquelle erlaubt einen hohen Dynamikbereich im Strom. Das Ziel, den Strom des Injektors bereits an der Quelle so zu reduzieren, dass das Topping-Up durchgeführt werden kann, ist somit erreicht.

8.2.2 Die Modulation des Elektronenstromes der Quelle

Die Elektronenquelle soll sowohl im Einzelbunchmodus als auch im Multibunchmodus betrieben werden. Der in der Quelle erzeugte Strom variiert zwischen beiden Betriebsmodi dabei um einen Faktor 1000 von 3mA bis 3A und soll für den Betrieb im Topping-Up-Modus um einen weiteren Faktor 100 veränderbar sein. Die Quelle wurde aus Gründen der Betriebssicherheit für eine Transmission durch den Beschleuniger von nur 50% ausgelegt. Die

konstante Ladung von 3.0nC muss in beiden Betriebsmodi gewährleistet werden, da Teilchenverluste während und besonders im Bereich der Bunchingsektion berücksichtigt werden müssen. In beiden Operationsmodi war weiterhin eine hohe Bunchreinheit von 1% gefordert. Hieraus ergibt sich die Forderung nach einer Pulsmodulation mit 500MHz . Dies kann im Multibunchmodus bereits durch eine Modulation des Elektronenstroms durch Potentialvariationen der Kathode und des Steuergitters in der als Triode aufgebauten Elektronenquelle realisiert werden. Die Modulation des Elektronenstroms geschieht über eine Änderung des Potentialunterschieds zwischen Glühkathode und Steuergitter. Dies wird auf folgende Weise erreicht: Das Potential der Glühkathode wird mit 500MHz moduliert, so dass bei geeigneter Vorspannung des Steuergitters ein kontinuierlicher Zug von Elektronenstromimpulsen einer Fußbreite von etwa 1ns (bei niedrigem Emissionsstrom im Multibunchmodus) und einer Wiederholfrequenz von 500MHz entsteht (siehe hierzu auch Abbildung 9-6). Durch das Pulsen der Steuergitterspannung erreicht man auf diese Weise Stromimpulse von 200ns bis $1\mu\text{s}$ Dauer mit der auf das Booster-Synchrotron abgestimmten zeitlichen Feinstruktur.

Die Erzeugung eines einzelnen Stromimpulses mit einer Ladungsmenge von 3nC und einer Fußpunktbreite von 1ns entspricht aber noch nicht dem Stand der verfügbaren Technik und muss durch die nachfolgende Bunchingsektion gesichert werden.

Die in den betrachteten Systemen (DELTA, DESY und LIL) eingesetzten Modulationselektroniken entsprechen nicht den Anforderungen an Pulslänge und -höhe. Aus diesem Grund wurde eine neue Pulsformungselektronik durch die Firma PPT, gemäß den erarbeiteten Anforderungen, entwickelt. Das in Abbildung 8-6 dargestellte Schema zeigt das Prinzipschaltbild der durch die Firma PPT hergestellten Modulationselektronik der Kathode, und Abbildung 8-7 zeigt das Photo ihrer technischen Realisierung.

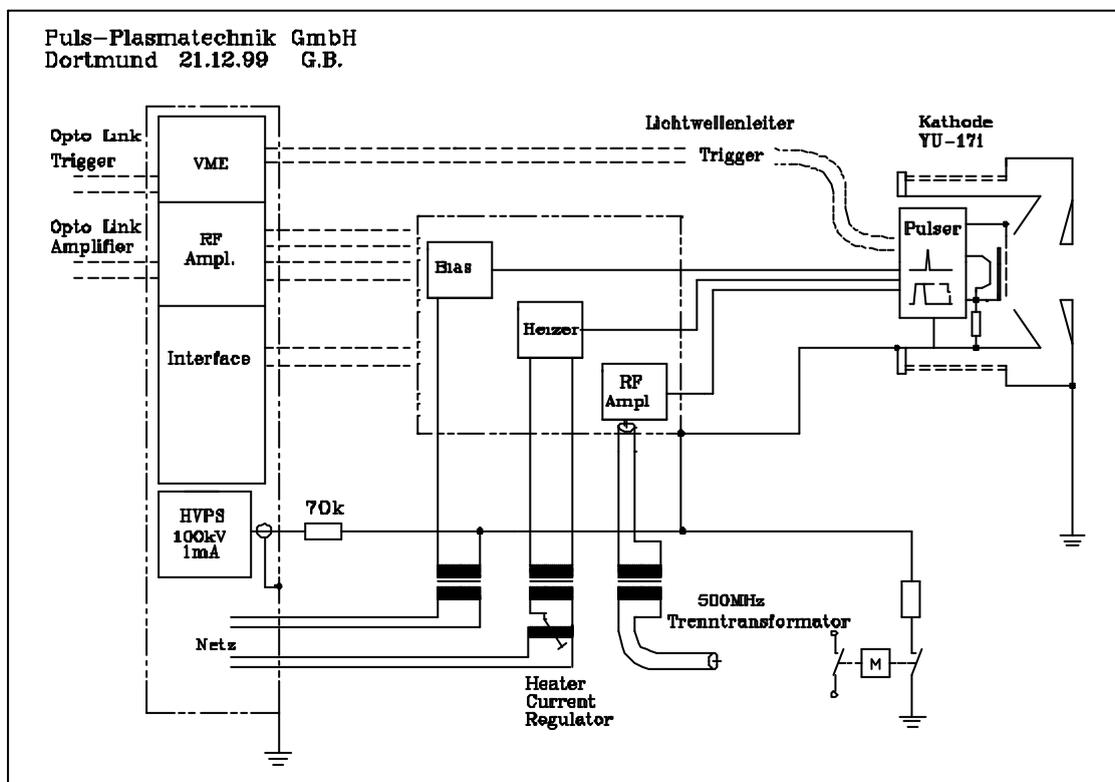


Abbildung 8-6: Prinzipschaltbild der Modulationselektronik für den Elektronenstrom (Pulser)³⁶

³⁶ Veröffentlichung mit freundlicher Genehmigung der Puls Plasma Technik GmbH.

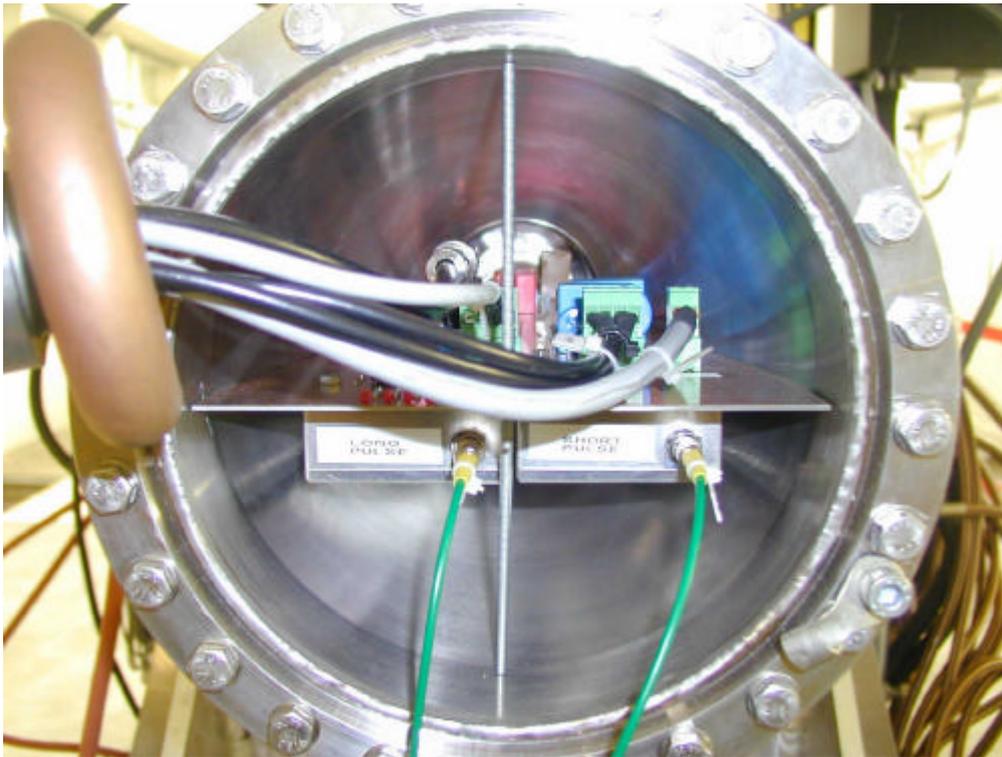


Abbildung 8-7: Photo des eingebauten Pulsers

8.3 Die Bunchingsektion

Der eigentliche Hochfrequenzteil des Linearbeschleunigers beginnt mit der Bunchingsektion. In ihr wird der mit 500MHz modulierte und gepulste Elektronenstrahl der Elektronenquelle mit einer Energie von 90keV in eine Abfolge von Teilchenpaketen bzw. Bunchen von ca. 15ps Dauer -dies entspricht ca. 16° Phasenlänge mit Bezug auf das verwendete 3GHz Beschleunigungssystem- umgeformt, um die Energiebreite von 1% zu realisieren. Zugleich werden die Elektronen auf eine Energie von etwa 4MeV beschleunigt. Bei dieser Energie haben die Elektronen praktisch Lichtgeschwindigkeit erreicht, so dass die erreichte zeitliche oder longitudinale Dichteverteilung im Elektronenstrahl nicht mehr, außer durch magnetische Schikanen, veränderbar ist. Eine weitere Anforderung an die Bunchingsektion ist, die Bunchreinheit von 1% im Einzelbunchmodus zu gewährleisten, was den Einsatz eines 500MHz-Prebunchers verlangt.

Diese Sektion besteht im Fall des Injektors für den Booster der SLS im wesentlichen aus den beiden Hochfrequenzstrukturen von Prebuncher und Bunchern und aus einer Kette von Fokussierungsmagneten, die den Strahl, der starken Raumladungskräften ausgesetzt ist, an einer übermäßigen transversalen Aufweitung hindern. Die optimierte Auslegung der Bunchingsektion ist eine komplexe Aufgabe, die nur durch die Verwendung von Simulationsprogrammen möglich ist.

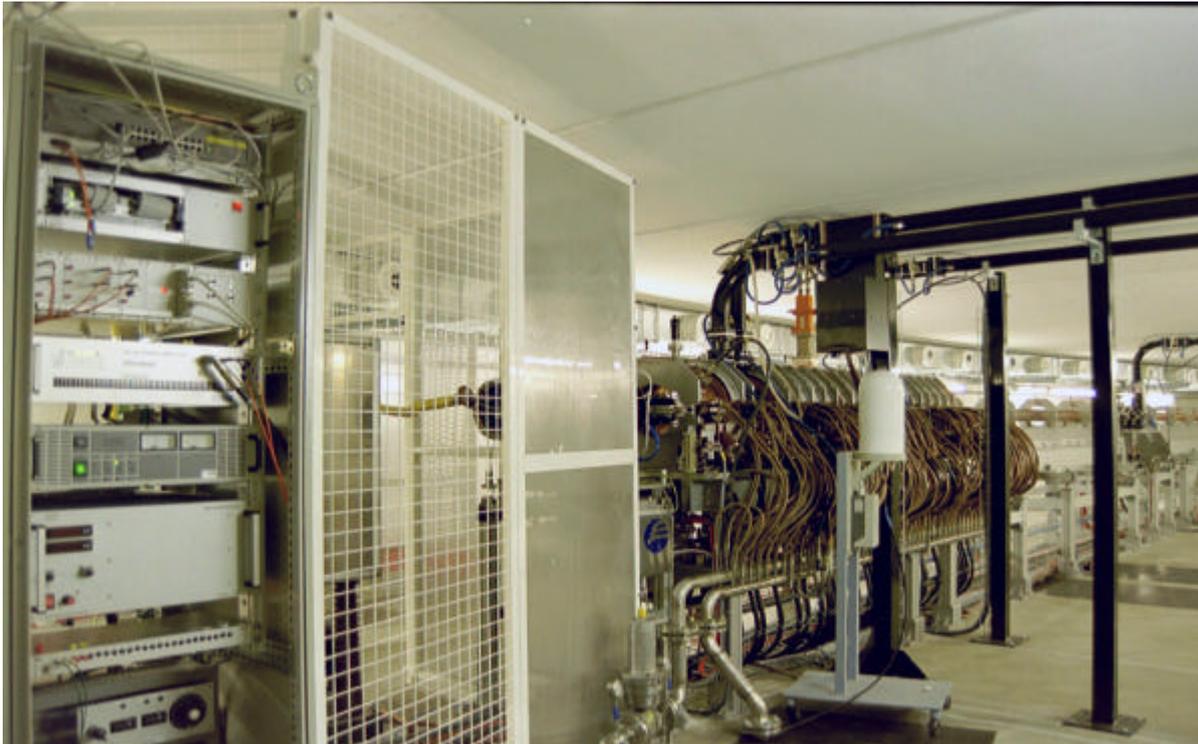


Abbildung 8-8: SLS-Linearbeschleuniger in der Seitenansicht. Vorne links sieht man die Elektronik zur Versorgung der Elektronenquellen, in der rechten Bildmitte die Bunchingsektion und im rechten Hintergrund die erste der beiden Beschleunigungsstrukturen.

Die Anforderungen an die Bunchingsektion sind in Tabelle 8-6 zusammengefasst.

Forderung	Wert	Einheit
Energie	> 4	MeV
Phasenlänge des Bunches im System des Beschleunigers	< 16	°
Bunchreinheit: Anzahl der Teilchen in 1080° des 3GHz-Systems	99	%

Tabelle 8-6: Anforderungen an die Bunchingsektion

8.3.1 Simulation der Teilchendynamik in der Bunchingsektion

Zur Simulation des Verhaltens von Elektronen in linearen Beschleunigersystemen unter der Wirkung von Raumladung wurde das Programm PARMELA [29] entwickelt.

PARMELA erlaubt in der Simulation nahezu alle Parameter zu variieren, die dem Operateur im Betrieb einer solchen Anlage auch zur Verfügung stehen. Ein Simulationszyklus dauert ca. 10 Minuten. Somit reagiert der virtuelle Linearbeschleuniger ca. 6000mal langsamer auf die Variation von Parametern als die reale, mit bis zu 10Hz betriebene Anlage. Dieser Umstand veranschaulicht, dass die Variation von Parametern, die man im Betrieb leicht durchführen kann, in der Simulation begrenzt werden muss.

Im Rahmen der Auslegung wurden deshalb folgende Ansätze verfolgt:

1. Es muss ein Parametersatz gefunden werden, der die geforderten Spezifikationen erfüllt.
2. Bei der Suche des Parametersatzes sollen die freien Parameter nur in Schritten variiert werden, die oberhalb der Komponentenstabilität³⁷ liegen, so dass die zeitintensive Variation aller Parameter zum Aufstellen einer Fehlermatrix³⁸ nicht notwendig ist.
3. Die Simulation geht, bezüglich der Aufstellung von Komponenten, von einer idealen Maschine aus. Fehlaufstellungen werden nicht unter Verwendung von PARMELA untersucht, sondern durch eine entsprechende Anzahl von Korrekturmagneten berücksichtigt. Weiterhin wurden mit TOSCA Untersuchungen durchgeführt, die die Aufstellungsfehler betrachteten.

8.3.2 PARMELA-Ausgangsbedingungen

Die Modellierung eines Systems in PARMELA bedarf zunächst der PARMELA spezifischen Beschreibung aller Komponenten. Die Startparameter, die den Eintritt in die durch PARMELA simulierte Struktur beschreiben, ergeben sich aus den Ergebnissen von EGUN.

Die Startwerte für den subharmonischen Prebuncher ergeben sich aus den ausgeführten Überlegungen, deren Ergebnis in Abbildung 8-9 dargestellt ist. Die Variation der Energiemodulation im Prebuncher und eine entsprechende Drift hinter dem Prebuncher führen zu verschiedenen Verteilungen; Optimierungskriterium ist hierbei eine möglichst flache Verteilung im Bereich von 0° Phasenlänge vor dem eigentlichen Buncher. Dies ist bei einer Energiemodulation von 35kV und einer folgenden Drift von 60cm realisiert. Ähnliche Verteilungen lassen sich natürlich auch mit anderen Werten erreichen, hier müssen die Kompaktheit der Anordnung und verfügbare HF-Systeme gegeneinander abgewogen werden.

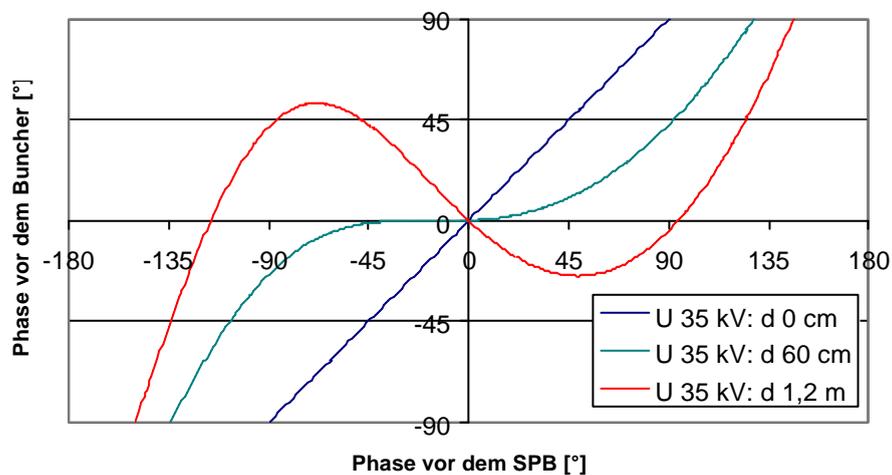


Abbildung 8-9: Prebunching mit einem 500MHz-Einzeller

³⁷ Jede Komponente wird durch ihre technischen Parameter definiert. Die Komponentenstabilität wird, im Rahmen dieses Textes, als die Obergrenze für die zu erwartende, unkontrollierte Variation der technisch relevanten Parameter unter Betriebsbedingungen verstanden.

³⁸ Die Fehlermatrix ergibt sich, wenn man alle Fehler einzeln mit Hilfe der Simulationsprogramme betrachtet und ihre Einflüsse in Form einer Matrix bewertet.

Die Eingabedaten der HF-Strukturen konnten von Simulationen, die bei DESY für ein ähnliches Projekt durchgeführt wurden, übernommen werden. Die HF-Felder werden mit Hilfe der sie beschreibenden Besselfunktionen charakterisiert. Phase, Feld und Position für die Buncher mussten mit Hilfe der Simulation festgelegt werden. Ziel der Optimierung ist eine Maximierung der Teilchenanzahl in einem Phasenintervall von 16° des 3GHz-Systems, vorm Eintritt in die erste Beschleunigerstruktur.

Da die Bunchingeffizienz und die Energiebreite von der Phasenlage der HF-Strukturen zueinander abhängig sind und der Phasenvorschub von der gewählten Fokussierung, müssen alle Rechnungen iterativ durchgeführt werden. Eine erste Abschätzung der benötigten magnetischen Feldstärke zur transversalen Fokussierung erlaubt das Brillouinfeld. Unter „Brillouinfeld“ versteht man dasjenige magnetische Feld B , bei dem die Raumladungskräfte des Stromes I durch das magnetische Fokusfeld kompensiert werden und der Strahl mit konstantem Radius r propagiert. Das Brillouinfeld lässt sich wie folgt darstellen [39]:

$$(B_{\text{Brillouin}}[T] \cdot r[m])^2 \sim 7 \cdot 10^{-7} \frac{I_{\text{Peak}}[A]}{\sqrt{U[V]}}$$

wobei U die von den Elektronen durchfallene Spannung darstellt. Besonders in den Bunchern ändert sich die Raumladungsdichte und somit der maximale Strom I_{Peak} , was in der folgenden Tabelle durch einen Bunchingfaktor berücksichtigt wird. Die Strahlöffnung der HF-Strukturen beträgt minimal 2cm, deshalb soll der angestrebte mittlere Radius des Strahls 4mm betragen.

Spannung [keV]	Geschätzte Phasenlänge	Bunchingfaktor	Strom im Puls [A]	$B_{\text{Brillouin}}$ für $r = 4\text{mm}$ [T]
90	1080°	1	3	0.021
300	50°	21	63	0.071
3.500	16°	65	195	0.039

Tabelle 8-7: Brillouinfeld

Die Realisierung eines homogenen Feldes ist aufgrund des Aufbaus mit diskreten Spulen, unter Berücksichtigung der Rahmenbedingungen (Leistungszuführung der HF-Komponenten, Diagnostik etc.), nicht möglich. Die Übereinstimmung von Simulation und Experiment, zeigen, dass die gemachten Annahmen richtig sind.

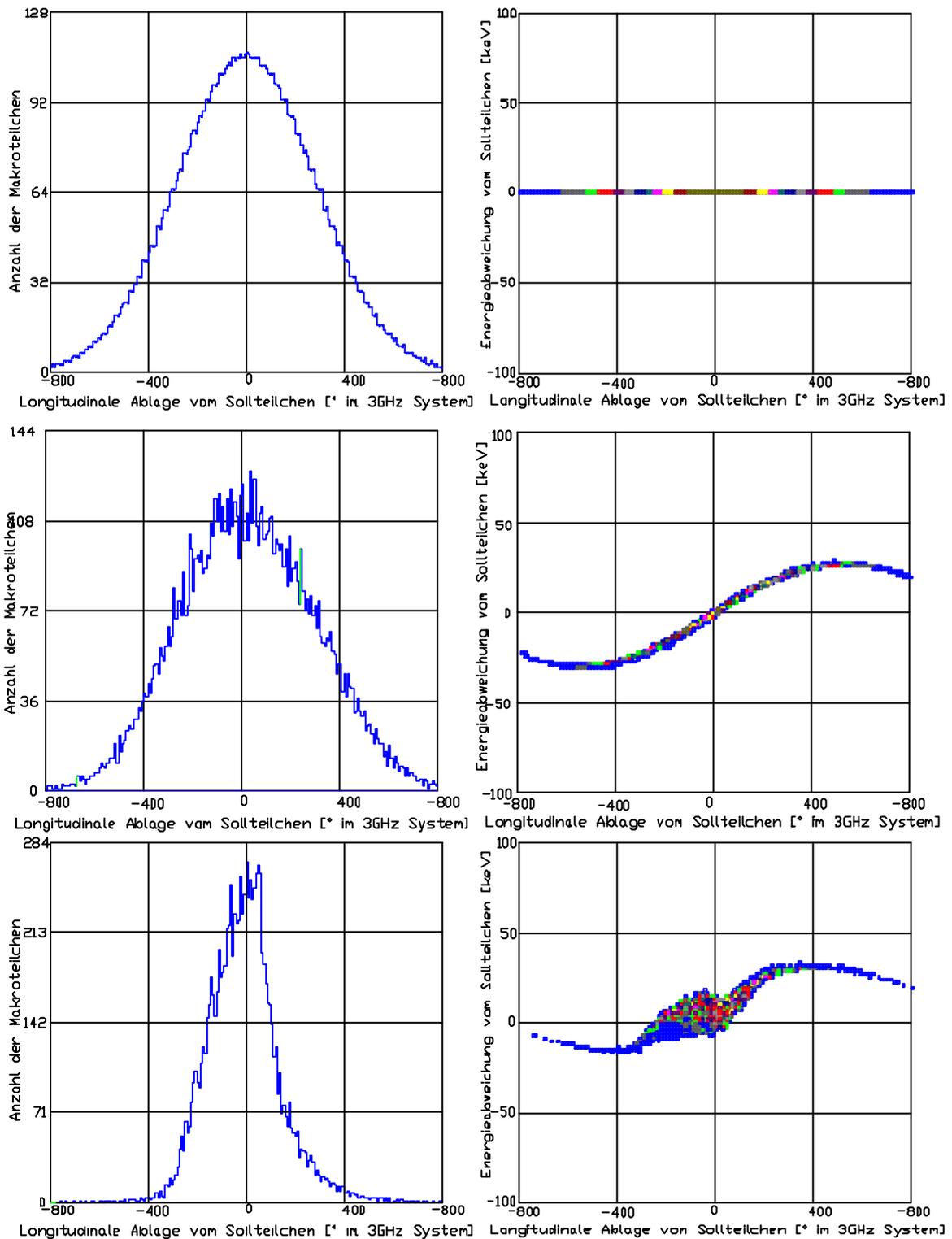


Abbildung 8-10: Elektronenverteilung direkt hinter der Elektronenquelle (oben) und hinter (mitte) dem Prebuncher und vorm Eintritt in die 3GHz Buncher (unten).

8.3.3 PARMELA-Simulationsergebnisse

Mit Hilfe von PARMELA wurden vier verschiedene Aufbauten untersucht. In allen Fällen wurden wesentliche Parameter wie Phasen, Beschleunigungsspannung in den HF-

Komponenten und deren Position optimiert. Die Ergebnisse sind in Tabelle 8-8 zusammengefasst.

Der erste Aufbau bestand aus einem subharmonischen Prebuncher bei 500MHz, einem 3GHz-Prebuncher und dem 4-zelligen Wanderwellenbuncher (TWB1) (Aufstellung A). Eine Simulation der alleinigen Nutzung des 16-zelligen Wanderwellenbunchers (TWB2) erfolgte ebenfalls (Aufstellung B). Weiterhin wurden beide Wanderwellenbuncher kombiniert (Aufstellung C). Den Bunchern wurden im einen Szenario zwei Prebuncher (0.5 und 3GHz) vorangestellt (Aufstellung D) und diese Ergebnisse mit denen verglichen, die bei Verzicht auf den 3GHz-Prebuncher erreicht werden konnten (Aufstellung E). Ein Vergleich mit dem System, das bei LIL eingesetzt wird, fand ebenfalls statt. Hierbei wird ein 3GHz-Prebuncher einem 16-zelligen Stehwellenbuncher, in dem sich die Zellenlängen in drei Stufen dem wachsenden β der Teilchen anpassen, vorangestellt (Aufstellung F).

Bei den Aufstellungen A bis E wurde ein Fokussiersystem zugrunde gelegt, welches aus einzelnen Spulen besteht, die in äquidistanten Abständen von 10cm aufgestellt sind und individuell mit Strom versorgt werden. Aufstellung F wird durch einen langen Solenoiden über dem Buncher dominiert, weitere Solenoide dienen der Anpassung an die Bunchingsektion und an die erste Beschleunigersektion.

Es wurde nur der aufgrund von Raumladung kritischere Einzelbunchmodus für alle Konfigurationen untersucht.

Auffällig bei der Betrachtung der Ergebnisse ist zum einen, dass die am DESY ausgelegten Wanderwellenbuncher ohne 3GHz-Prebuncher besser laufen. Dies liegt an der hohen longitudinalen Kompression im ersten Buncher, welche einen vorgebunchten Strahl longitudinal überfokussiert. Weiterhin lässt sich feststellen, dass das recht einfache Bunchersystem F bereits beachtliche Ergebnisse liefert.

Aus diesen Ergebnissen resultiert ein optimiertes System bei der Verwendung:

- einer 90kV Elektronenquelle mit einer EIMAC YU-171-Kathode,
- eines subharmonischen Prebunchers bei 500MHz,
- eines Wanderwellenbunchers bei 3GHz, aufgebaut aus vier Zellen,
- eines Wanderwellenbunchers bei 3GHz, aufgebaut aus 16Zellen,
- von Wanderwellenbeschleunigerstrukturen bei 3GHz.

Die Analyse dieser Zusammenstellung erfolgte für die zwei Extreme der drei Betriebsmodi, dem Einzelbunchmodus bei hohem Strom (Aufstellung E) und dem Einzelbunch-Topping-Up-Modus mit sehr kleinem Strom (Aufstellung E2) und sind in Tabelle 8-8 zusammengestellt.

Für die abschließende Analyse wurde Aufstellung E gewählt. Hierzu wurde hinter der Bunchingsektion eine S-Band-Beschleunigersektion, ein Quadrupol-Triplett, eine zweite S-Band-Beschleunigersektion und ein Dipol zur Energieselektion integriert. Die Ergebnisse dieser Rechnung zeigten, dass in der geforderten Energiebreite von +/-1%, bei 100 MeV, 95% der Startteilchen zu finden waren und eine normierte RMS-Emittanze in beiden transversalen Ebenen von $>14 \pi$ mm mrad berechnet wurde.

Elektronenquelle 90kV		Pre- buncher 500MHz	Pre-buncher 3GHz	Wanderwellen- Buncher 4Zellen $\beta=0.61$	Wanderwellen- Buncher 16Zellen $\beta=0.95$	Stehwellen- Buncher 14Zellen $\beta=0.92/0.98/1$	Trans- mission ³⁹	Teilchen im zentralen Bucket ⁴⁰	Teilchen in 16° des zentralen Buckets ⁴¹	Abschätzung Teilchen in dE/E > +/- 1% ⁴²	Aufstellung
3.0A	1nsec	30kV	30kV	5MV/m			92%	69%	56%	75%	A
3.0A	1nsec				14MV/m		60%	42%	16%	23%	B
3.0A	1nsec	30kV	30kV	7MV/m	12MV/m		96%	70%	69%	95%	C
3.0 μ A ⁴³	1nsec	30kV	30kV	7MV/m	12MV/m		81%	62%	38%	46%	D
3.0A	1nsec	30kV		7MV/m	12MV/m		96%	87%	85%	94%	E
3.0 μ A	1nsec	30kV		7MV/m	12MV/m		91%	88%	63%	65%	E2
3.0A	1nsec		20kV			16MV/m	80%	78%	71%	73%	F

Tabelle 8-8: Zusammenfassung der Designergebnisse

³⁹ Der Quotient von Teilchen am Ende der Simulation und der Anzahl der gestarteten Teilchen.

⁴⁰ Der Anteil aller gestarteten Teilchen, die sich im zentralen Bucket gesammelt haben.

⁴¹ Der Anteil aller gestarteten Teilchen, die im zentralen Bucket im Bereich von 16° zu finden sind.

⁴² Die Teilchen, die nicht im zentralen Bucket zu finden sind, ordnen sich jeweils in einem Bucket vor und nach dem zentralen Bucket ein und lassen sich ebenfalls in ein 500MHz Bucket des Booster-Synchrotrons injizieren. Es wird angenommen, dass das Bunching in diesen Satellitenbunchen vergleichbar zum Zentralbucket erfolgt. Somit lässt sich die Anzahl $N_{1\%}$ der Teilchen im Bereich einer Energiebreite von +/- 1% am Ende des Linearbeschleunigers wie folgt abschätzen: $N_{1\%} = \text{Transmission} / N_{360^\circ} * N_{16^\circ}$

⁴³ entspricht dem für das Topping-Up angestrebten Strom.

8.3.4 Das magnetische Strahlführungssystem

Zur Strahlfokussierung im Niederenergiebereich von Linearbeschleunigern haben sich Systeme aus einer Vielzahl einzelner kurzer Solenoidmagnete bewährt. Gefürchtet bei dieser Methode sind jedoch wegen der hohen Feldstärken Strahlablenkungen aufgrund von Aufstellungsfehlern der einzelnen Spulen, da diese durch Steuermagnete im Bereich des Fokussiersystems nur schwer kompensiert werden können (siehe Abbildung 8-15). Daher wurde die Auslegung der im Linearbeschleuniger eingesetzten Magnete sowie die Untersuchung von Einflüssen ihrer Fehler auf den Strahl mit dem Programm TOSCA [38] durchgeführt. Das Magnetsystem ist im Niederenergiebereich⁴⁴ aus Solenoidspulen aufgebaut – ihnen galt das Hauptaugenmerk.

Aufstellungsfehler wurden für die später realisierte Aufstellung, wie in Abbildung 8-11 dargestellt, simuliert.

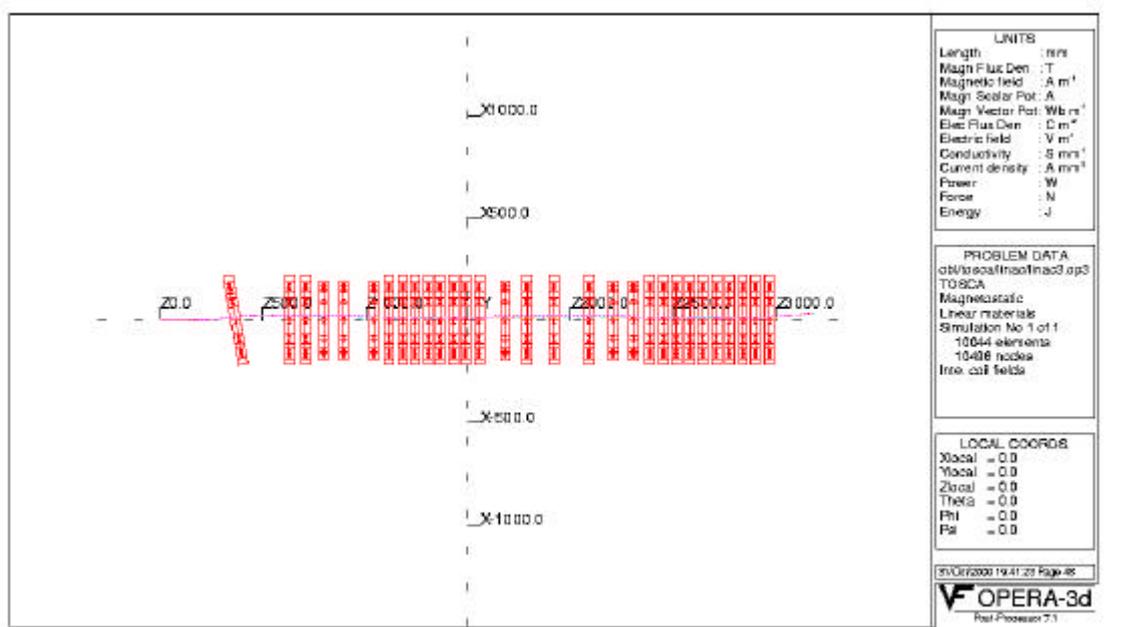


Abbildung 8-11: Darstellung der Spulenaufstellung für die Fehlersimulation am Beispiel einer Schräglage der ersten Spule um 10°

Da TOSCA die Einbindung von Beschleunigungselementen nicht vorsieht, wurden alle Bahnsimulationen für einen mit einer Energie von 90keV noch sehr leicht beeinflussbaren Strahl durchgeführt.

Es wurden sowohl Untersuchungen zur Schräglage von Spulen als auch zu transversalen Aufstellungsfehlern durchgeführt. Um eine maximale Wirkung zu generieren, wurden die Fehler bei der ersten Spule angesetzt. Dann wurde das Verhalten des Strahles simuliert und später noch einmal mit einem systematischen Fehler wiederholt.

Wird der Einfluss der ersten um 1° in der x-Ebene geneigten Spule betrachtet, so ergibt sich eine Verlagerung des Schwerpunktes des Elektronenstrahls um 2.5mm in x, am Ende der Aufstellung. Die Ergebnisse zeigen, dass die durch installierte Steuermagnete ausgleichbaren Fehler von 5mm Ablage bei einer Schräglage von 2° erreicht werden. Aus diesem Grund wurde eine maximal erlaubte Schräglage der Magnetspulen von 0.5° festgelegt.

⁴⁴ Bunchingsektion und erster Teil der Beschleunigersektion.

Gegen Translationsfehler ist das System wesentlich unempfindlicher, eine bereits ohne Messmittel feststellbare Translation um 10mm führt nur zu einer Schwerpunktverschiebung des Elektronenstrahles von 1.5mm.

Die Ergebnisse der TOSCA-Simulationen sollten eine spätere Vermessung des Systems mit der „Pulsed-Wire-Methode“ [40] erlauben (siehe Kapitel 9.5.3), aus diesem Grund wurden die zu messenden Radialfelder für Verkippung und Versatz bestimmt. Das radial zur Sollteilchenbahn wirkende integrale magnetische Feld, das sich für eine Verkippung von 2° ergibt, ist in Abbildung 8-12 dargestellt, hier ist das Integral $\int B_{Radial} \cdot ds \neq 0$. Radiale Felder aufgrund von Translationsfehlern lassen sich aus der Abbildung 8-13 entnehmen, wobei hier das Integral $\int B_{Radial} \cdot ds = 0$ ist, somit muss man $\int |B_{Radial}| \cdot ds \neq 0$ betrachten.

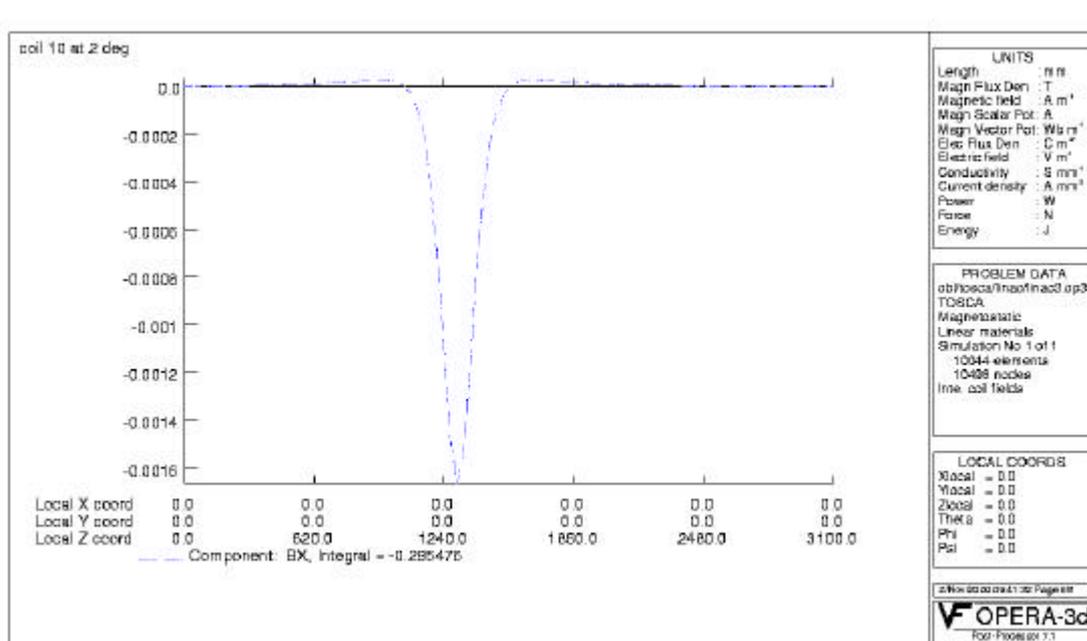


Abbildung 8-12: Feldintegral $\int B_{Radial} \cdot ds$ einer mit 200Ampere erregten und um 2° verdrehten Spule

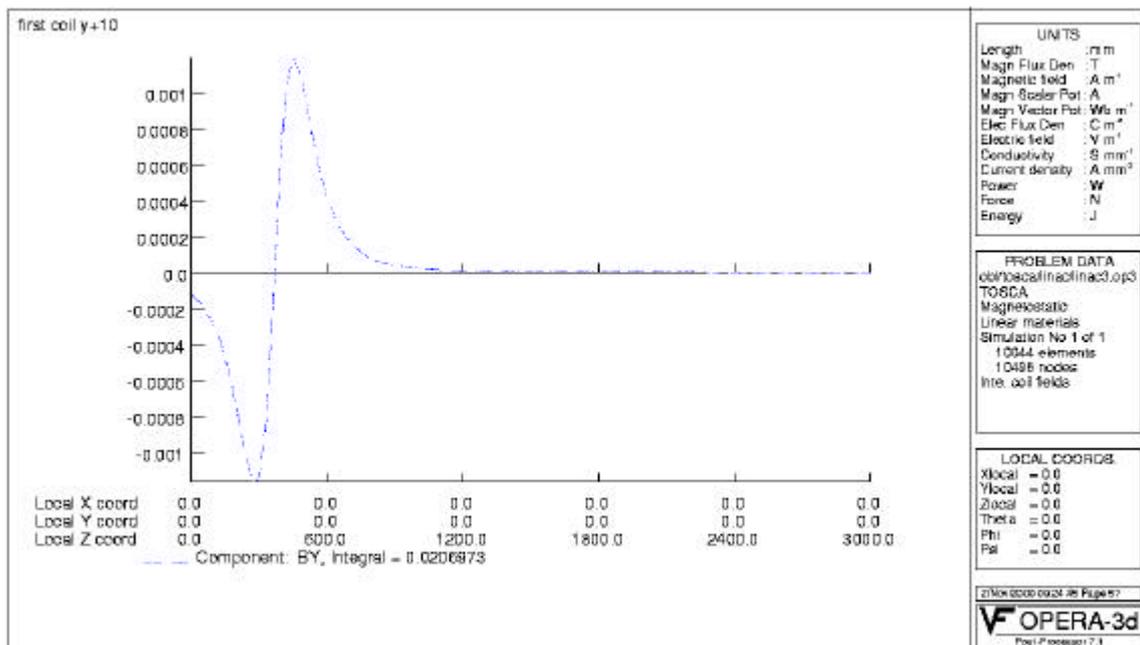


Abbildung 8-13: Feldintegral $\int B_{\text{Radial}} \cdot ds$ einer mit 200Ampere erregten Spule, die um 10mm verschoben ist

Das Ergebnis zeigt, dass bei winkelartigen Fehlern mit $140\mu\text{Tm}/^\circ$ und bei versatzartigen Fehlern mit $27\mu\text{Tm}/\text{mm}$ zu rechnen ist (bei einer Erregung der Spule mit 200A).

Das Ergebnis der Simulation zeigt auch, dass Aufstellungsfehler von 0.5° und 5mm Versatz sowohl akzeptabel als auch messbar sind. Rechnungen zu systematischen Fehlern, dass heißt gleiche Fehlauflistung für alle Spulen, zeigen, dass diese ab 0.25° nicht mehr mit den vorgesehenen Korrekturmagneten kompensiert werden können. 0.25° führen zu einem radialen Magnetfeld, dessen Integral von $35\mu\text{Tm}$ noch messbar ist.

Auf der Basis von TOSCA-Berechnungen wurden auch die Korrekturmagnete ausgelegt. Soweit diese nicht im Solenoidfeld liegen, sind sie als „Fensterrahmen-Typ“, wie in Abbildung 8-14 dargestellt, aufgebaut. Alle Korrekturmagnete im Solenoidfeld sind Luftspulen, die in Form von Helmholtz-Spulenpaaren angeordnet sind. Das Jocheisen der Fensterrahmen-Korrekturmagnete würde zu einer Solenoidfelddeformierung führen, die den Strahl unkontrolliert beeinflussen würde.

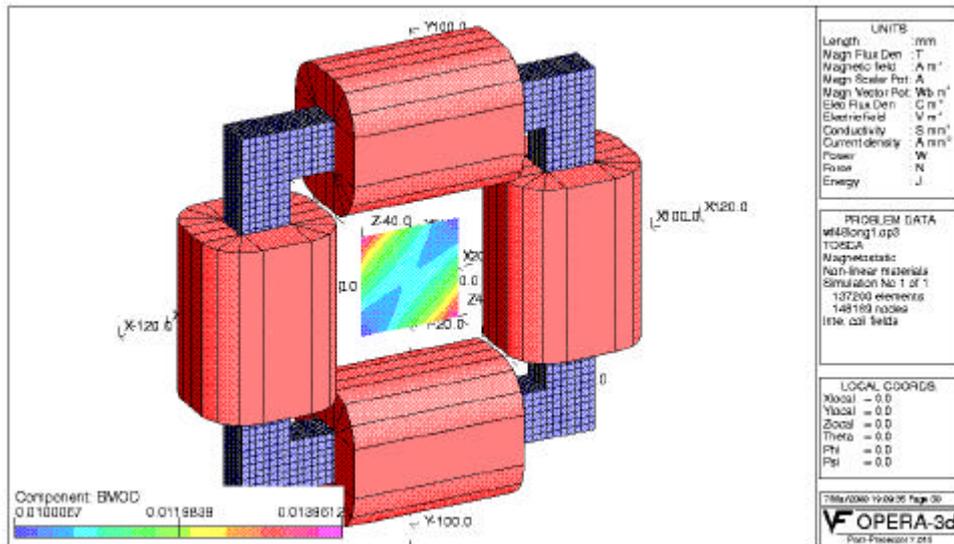


Abbildung 8-14: Simulation des Windowframe-Korrekturmagneten für 50MeV

Die Wirkung der Korrekturmagnete bei Überlagerung mit einem Solenoidfeld wird in Abbildung 8-15 gezeigt. Die in ihrer Lage zu korrigierenden Teilchen bewegen sich auf Spiralbahnen durch das Solenoidfeld. Hier ist die Nutzung von Korrekturmagneten nicht einfach, da insbesondere die Spiralbewegung in HF-Beschleunigungsstrukturen durch Kopplung der Ebenen zur Emittanzaufweitung führt. Die Solenoidachsen bestimmen die Sollbahn der Teilchen. Um ein geringes Anwachsen der Emittanz zu gewährleisten, ist deshalb besonders bei den Solenoiden auf die Präzision der Aufstellung zu achten (siehe oben).

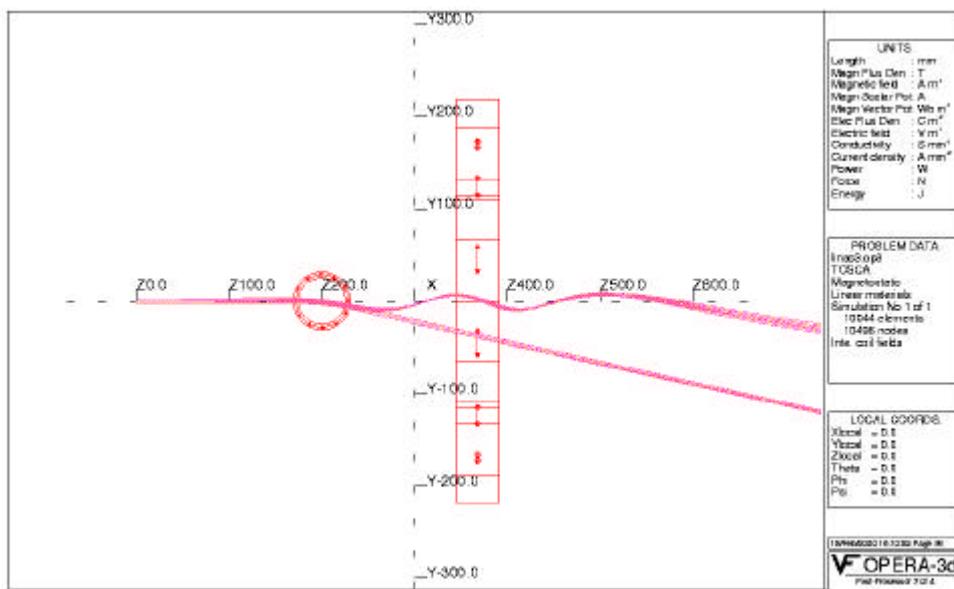


Abbildung 8-15: Untersuchung der Wirkung eines Korrekturmagneten mit (spiralförmige Bahn) und ohne Solenoidfeld (lineare Bahn)

8.4 Die Beschleunigersektion

Der Beschleunigerbereich muss die Teilchen auf 100MeV beschleunigen. Alle hierbei verwendeten Komponenten müssen bezüglich Phasen- und Leistungsstabilität die Anforderungen an Energiebreite und Reproduzierbarkeit des Systems gewährleisten.

Weicht die Resonanzfrequenz der Struktur von der Betriebsfrequenz f um δf ab, so hat dies für die Beschleunigungsspannung E_0 gemäß [41] für Strukturen mit konstantem Gradienten folgenden Einfluss:

$$\frac{d E_0}{E_0} = \left(\frac{Q \delta f}{f} \right)^2 \left[\frac{2t(t+2)}{e^t - 1} - 4 \right]. \quad \text{Gleichung 8-1}$$

Hierbei ist Q die Güte und τ der Dämpfungsfaktor. Trägt man diese Funktion gegen die Frequenzvariation δf auf, so sieht man, dass für eine Frequenzstabilität von $<5\text{kHz}$, der Einfluss bei den DESY-Strukturen 0.01% beträgt und somit vernachlässigt werden kann. Die DESY-Strukturen variieren mit ca. $50\text{kHz pro } ^\circ\text{C}$, somit muss die Temperaturstabilität von 0.1°C durch geeignete Kühler realisiert werden. Dann ist noch die Variation in der Klystronspannung V_{Klystron} für Energieschwankungen des Strahls relevant, welche durch den Sender hervorgerufen werden. Lapostolle [41] gibt hier folgende Beziehung an:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{5}{4} (d V_{\text{Klystron}} / V_{\text{Klystron}}). \quad \text{Gleichung 8-2}$$

Dieser Effekt muss kleiner als 0.25% sein, um die geforderte Reproduzierbarkeit von Puls zu Puls zu gewährleisten, somit muss die Schwankung der Klystronspannungsversorgung unter 0.2% liegen. Die Forderungen an die Beschleunigerstrukturen sind in Tabelle 8-9 zusammengefasst.

Größe	Wert	Einheit
Energiegewinn	100	MeV
Energiebreite (rms) bei 100MeV	0.5	%
Reproduzierbarkeit der Endenergie (Puls zu Puls)	0.25	%
Reproduzierbarkeit der Endenergie innerhalb einer Stunde	1	%

Tabelle 8-9: Anforderungen an den Beschleunigerbereich

Schwankungen in der Phase des HF-Systems stellen keine hohen Anforderungen, da sie bis zu 2° bei einer Bunchlänge von 16° tolerierbar sind, dies ist heute leicht erreichbar.

8.4.1 Beschleunigerstrukturen

DELTA hat bis zum Umbau auf die DESY-Struktur (allerdings die 6m lange Version) 3m-Strukturen von Thomson CSF verwendet. LIL beauftragte SPINNER die Beschleunigerstrukturen zu bauen. Die DESY-Strukturen sind für das SBTF-Projekt ausgelegt und optimiert worden, und bei ihrer Auslegung und der Produktion wurden neueste Erkenntnisse und Fertigungstechnologien eingesetzt. Die 5.2m langen DESY-Strukturen

stellen technisch die beste Wahl dar. Die physikalisch relevanten Parameter sind in Tabelle 8-10 zusammengestellt.

Länge:	5.2	M
Shuntimpedanz	51.5	MΩ/m
Dämpfungsparameter	0.5	Neper
Frequenz	2.997912	GHz
Modus	$2\pi/3$	
Typ	konstanter Gradient	
Phasengeschwindigkeit	1	c
Anzahl der Zellen inklusive Einkoppel- und Absorberzelle	156	
Zellenlänge	33.33	mm
totale Zellenlänge	5199.48	mm
Gruppengeschwindigkeit	3.3 – 1.2	% c
Güte	14000	
Füllzeit	0.74	μs
Betriebstemperatur	40	°C
Länge Absorber	0.2 (6Zellen)	m

Tabelle 8-10: Grunddaten der Beschleunigerstruktur

8.4.2 Betrachtung der Kielwellenfelder

Im Rahmen der SBTF-Studie wurden MAFIA-Simulationen zu longitudinalen und transversalen Wakefeldern durchgeführt [42]. Das longitudinale Wakefeld, welches von einem gaußverteilten Strahl, mit der $1\sigma_s$ -Länge von 0.3mm, in einer DESY-Struktur angeregt wird, entspricht demnach der in Abbildung 8-16 dargestellten Form.

Man erkennt gut, wie zunächst das Wakefeld anwächst und das maximale Wakefeld erst kurz, nachdem der Ladungsschwerpunkt die Zelle passiert hat, sein Maximum erreicht und dann langsam wieder abfällt.

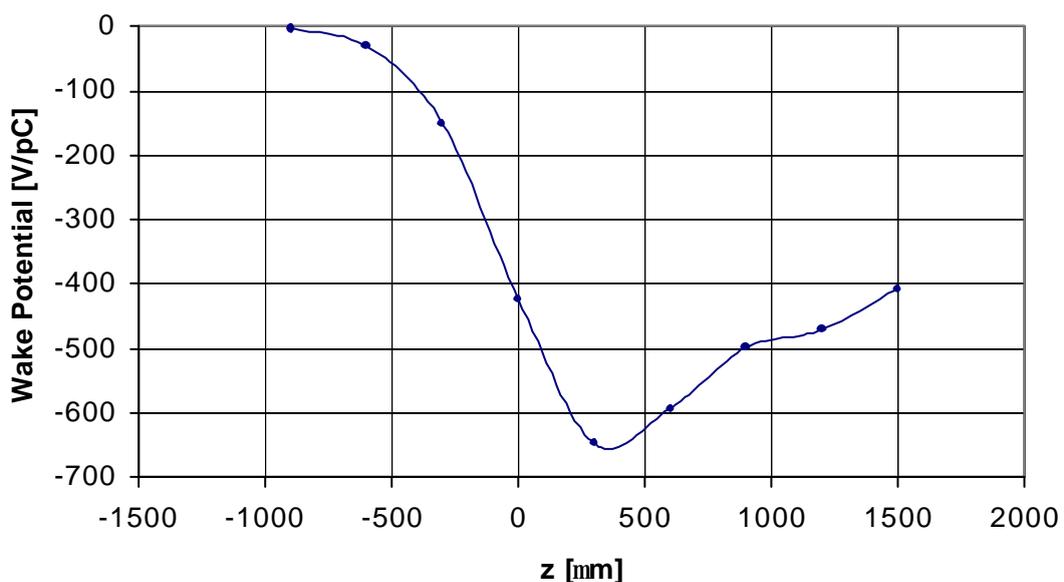


Abbildung 8-16: Wakefelder in einer DESY-Struktur

Die Ergebnisse der PARMELA-Simulationen zeigen für den Bunch, den in Abbildung 8-17 dargestellten longitudinalen Verlauf. Ein auf Simulationsergebnissen der PARMELA-Rechnungen beruhender Gauß-Fit ergibt eine Strahlausdehnung (1σ Breite) von 0.6mm. Da die Anregung von Wakefeldern für kürzere Pulse ansteigt, stellen die Betrachtungen basierend auf der DESY-Simulation, für einen 0.3mm langen Bunch, eine pessimistische Abschätzung dar.

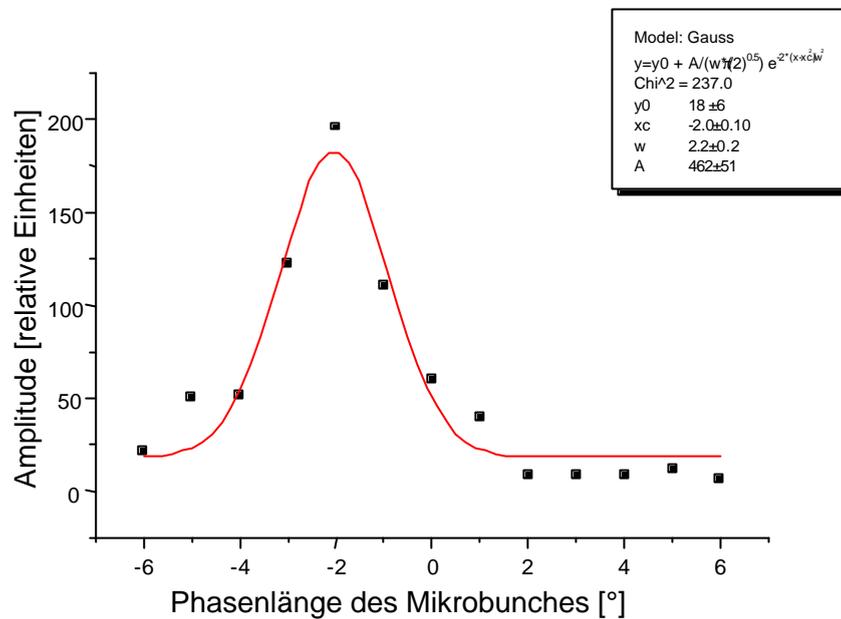


Abbildung 8-17: Longitudinale Ausdehnung des Strahls vor dem Eintritt in die zweite Struktur (Ergebnis der PARMELA-Simulation)

Abbildung 8-18 zeigt den Einfluss des durch eine gaußförmige Ladungsverteilung generierten Feldes in einer DESY-Struktur für eine Bunchlänge von 0.3mm, bei einer Ladungsmenge von 2nC. Man erkennt den dominierenden Einfluss der Wakefelder auf die Energiebreite des Bunches. Durch eine Phasenverschiebung des Referenzteilchens zur beschleunigenden HF-Welle lässt sich der Einfluss des Wakefeldes jedoch reduzieren. Hierzu muss man das Beschleunigungsfeld mit dem Feld des Wakepotentials so überlagern, dass im Bereich des Bunches ein konstantes Feld zur Beschleunigung zur Verfügung steht.

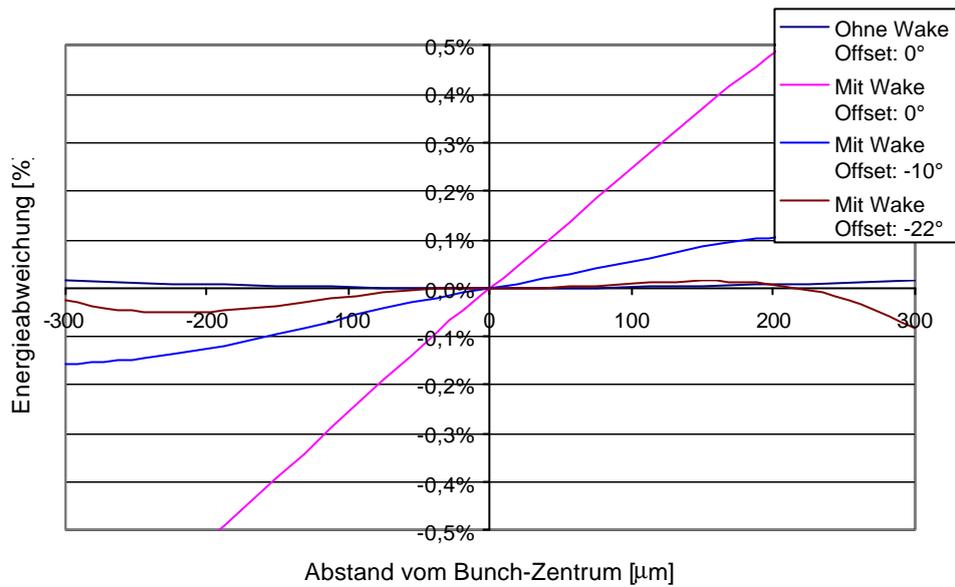


Abbildung 8-18: Einfluss der Wakefelder auf die Energiebreite

Kompensiert man das Wakefeld durch einen Phasenoffset, so führt dies zu einer Reduzierung der Endenergie, dies ist in Abbildung 8-19 dargestellt.

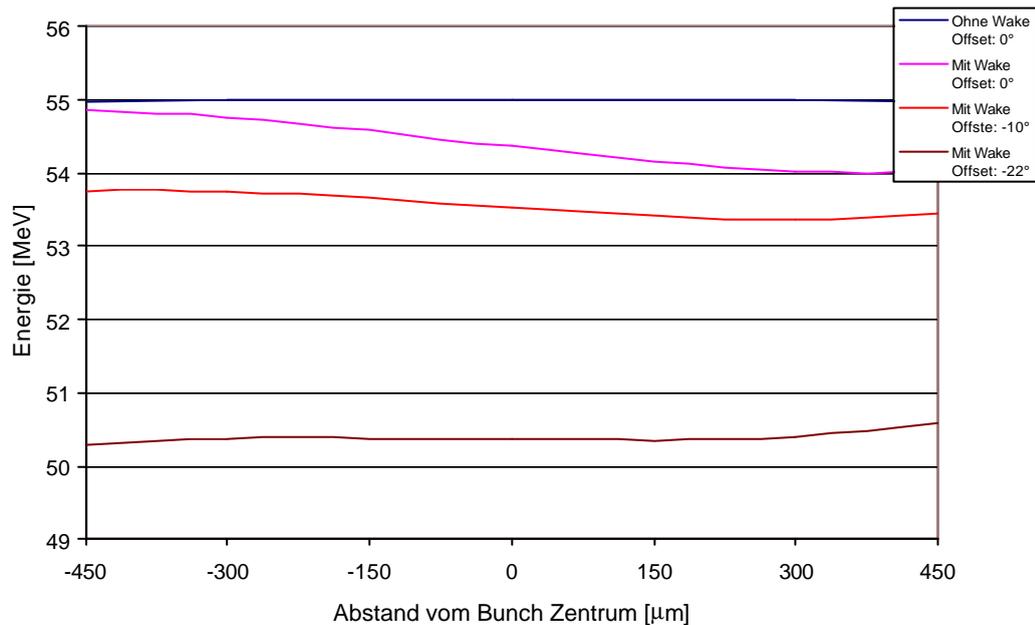


Abbildung 8-19: Einfluss der Wakefelder auf die Endenergie

Zum Erreichen der geforderten Energiebreite reicht in diesem Szenario bereits ein, mit Blick auf die Reduktion des mittleren Energiegewinns, akzeptabler Offset von $<-10^\circ$. Der simulierte längere Mikrobunch reduziert diesen Effekt. Die Simulationsergebnisse zeigen weiterhin, dass sich nur ca. 85% der Ladungsmenge des 1ns Pulses der Quelle im zentralen 3GHz-Bucket befinden, so dass die Wirkung der Wakefelder noch geringer ausfallen sollte.

9 Die technische Realisierung des Linearbeschleunigers und der Test der Einzelkomponenten

Auf der Grundlage der Simulationsergebnisse wurden die Komponenten des Linearbeschleunigers konstruiert und gefertigt. Die Neuauslegung der Elektronenquelle und des zur Fokussierung eingesetzten Magnetsystems erforderte es, dass diese Komponenten vor der eigentlichen Inbetriebnahme des gesamten Systems auf ihre realen Eigenschaften hin untersucht wurden. Aus diesem Grund wurden die Strahlparameter Ladungsmenge und Pulsdauer der Quelle einzeln vermessen.

Die Vermessung des Magnetsystems musste vor allem das verlangte Achsenfeld verifizieren und Produktions- und Aufstellungsfehler der Magnete und ihrer Halterungen aufzeigen.

Im Rahmen dieses Kapitels werden die so festgelegten Komponenten des Linearbeschleunigers sowie die Ergebnisse der an ihnen durchgeführten Vermessungen vorgestellt.

9.1 Herstellung und Test der Elektronenquelle

Die Herstellung aller mechanischen Teile der Elektronenquelle und die Integration aller Einzelteile wurde bei ACCEL gemäß der in Kapitel 8.2 dargestellten Designergebnisse und wie bereits in der Einleitung zu Kapitel 8 beschrieben, gefertigt. Abbildung 9-1 zeigt eine Außenansicht der Elektronenquelle. Sie ist durch den Keramikisolator dominiert und zeigt den optimierten Pumpstutzen zur Erhöhung der Saugleistung der Vakuumpumpe im Rezipienten der Elektronenquelle.

Die im Rahmen des Projektes festgelegten Parameter für die Elektronenquelle sind in Tabelle 9-1 zusammengefasst:

Parameter	Wert	Einheit
Strahlenergie	90	keV
Pulsstrom im Multibunchmodus	0.01-3	mA
Pulsstrom im Einzelbunchmodus	0.06-3	A
Pulslänge im Einzelbunchmodus	1	ns (FWHM)
Pulslänge im Multibunchmodus	0.2-1	µs
Amplitudenabfall im Multibunchmodus	6	%
Spannung Kathodensteuergitter	-30 bis - 250	V
Spannung Kathodenpulser	50 bis 450	V

Tabelle 9-1: Grundparameter der Elektronenquelle

Die Ergebnisse der EGUN-Rechnungen führten zu der in Abbildung 7-2 dargestellten Geometrie. Die Fertigungstoleranzen liegen für alle Dreh- und Frästeile im Bereich von 0.1-0.2mm. Stellt die Fertigung der Einzelkomponenten im Rahmen dieser Toleranzen kein Problem dar, so lässt sich die Positionsgenauigkeit während des letzten Fügeschrittes für die Kathode nur durch die Verwendung von speziellen Vorrichtungen garantieren.

Den Vakuumanforderungen der Kathode wird durch die Verwendung einer Pumpe mit hoher Saugleistung (Starcell 500) Rechnung getragen sowie durch einen Pumpstutzen, der durch seine konische Form eine möglichst geringe Reduktion der Saugleistung zur Folge hat.

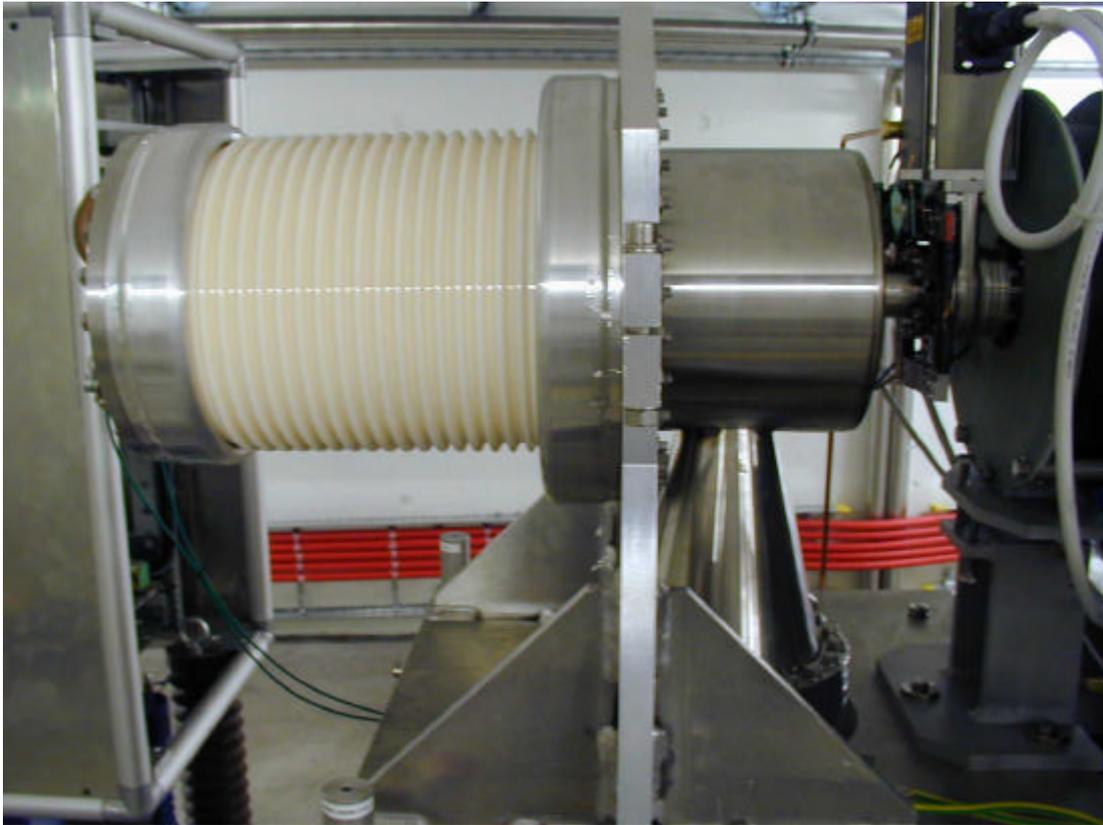


Abbildung 9-1: Außenansicht der Elektronenquelle

Die Messergebnisse am ersten 50Ω -Faradaycup⁴⁵ hinter der Quelle für den Einzelbunch sind in Abbildung 9-2 dargestellt.

⁴⁵ Zur Beschreibung der Diagnosegeräte siehe Kapitel 9.6

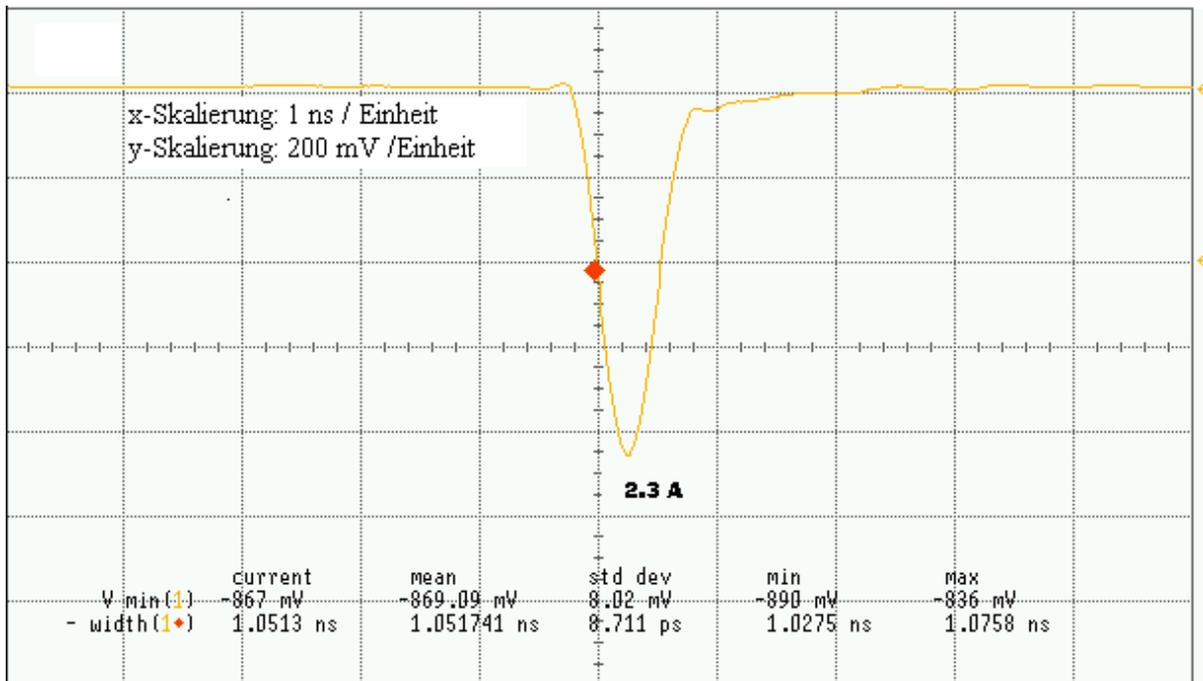


Abbildung 9-2: Messung Einzelbunch mit 2.3A Pulsstrom (Bias 1: 450V, Bias 2: -50V)⁴⁶

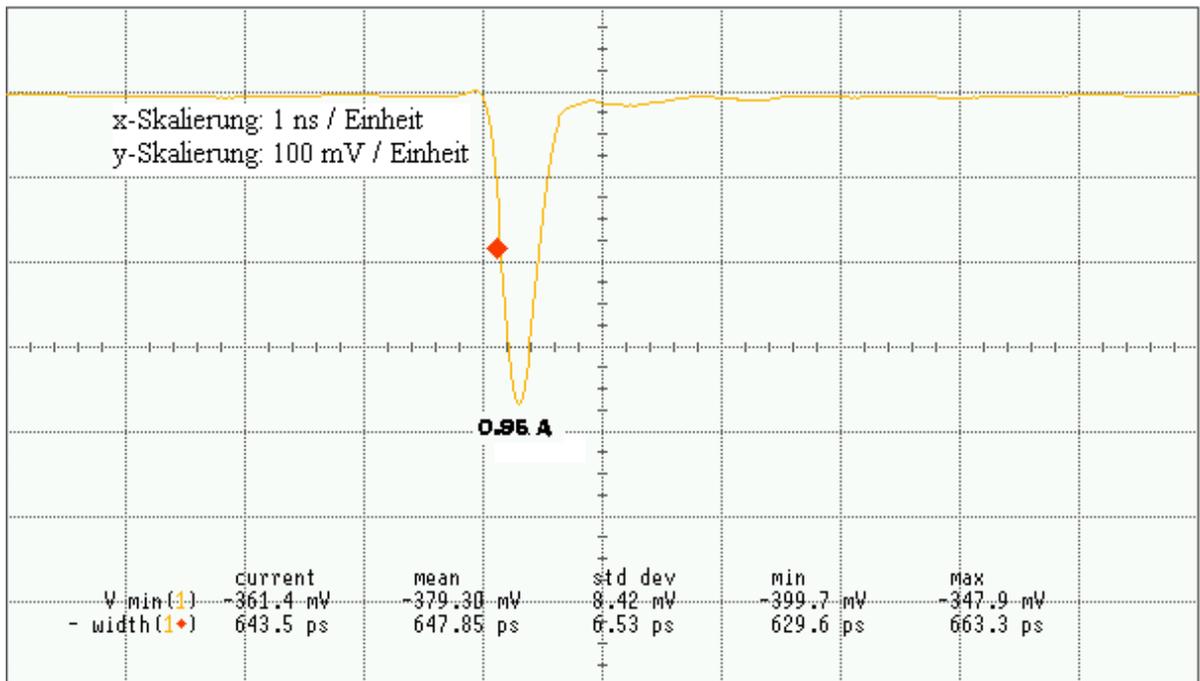


Abbildung 9-3: Messung Einzelbunch mit 0.95A Pulsstrom (Bias 1: 450V, Bias 2: -120V)⁴⁶

Diese Messungen erfolgten, wie auch die späteren, mittels eines HP-Infinium-Oszillographen mit 1.5GHz Bandbreite. Spätere Messungen mit einem Tektronix 3GHz-Oszillographen zeigten wegen der verbesserten Auflösung, noch kürzere Anstiegs- und Abfallzeiten der Pulse.

⁴⁶ Wiedergabe der Graphen mit Genehmigung der PPT GmbH Dortmund; Messungen erfolgten im Rahmen der Abnahme der Elektronenquelle an der SLS.

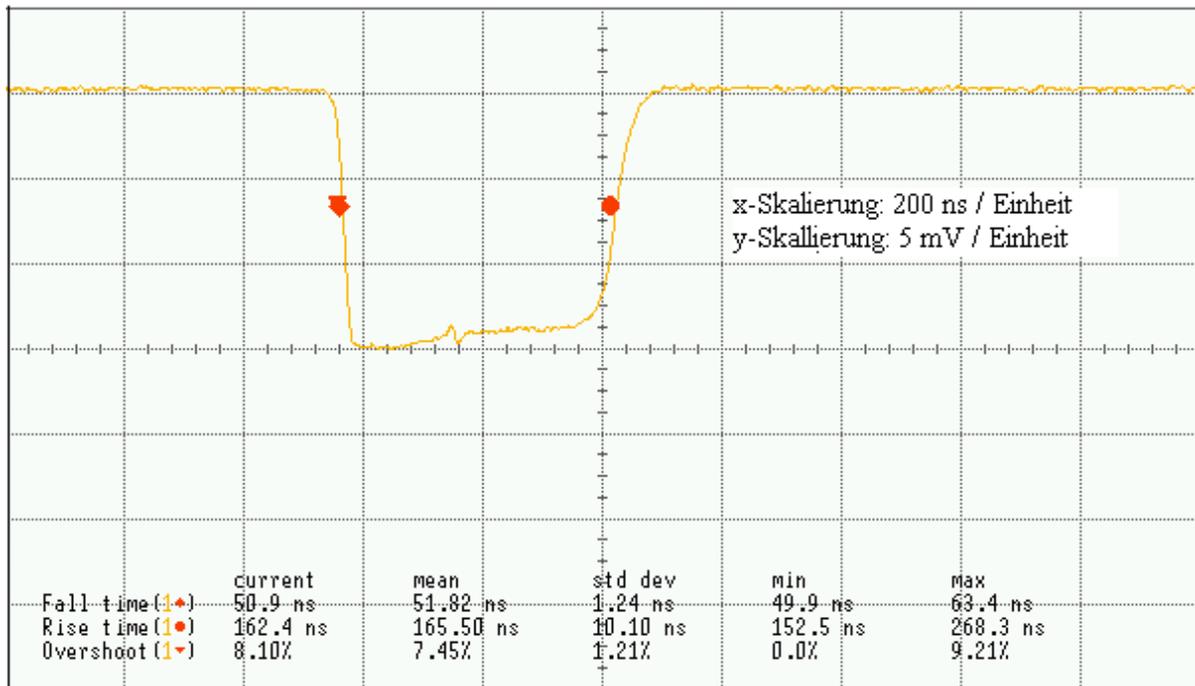


Abbildung 9-4: Messung im Multibunchmodus ohne 500MHz-Modulation

In Abbildung 9-4 ist der Elektronenpuls im Multibunchmodus ohne Modulation gezeigt. Dieser Modus ist nicht für den Beschleunigerbetrieb vorgesehen. Bei Verwendung der Modulation wird die Pulserspannung reduziert, so dass nur die positive HF-Halbwelle zur Elektronenemission führt, wie in Abbildung 9-5 und Abbildung 9-6 dargestellt.

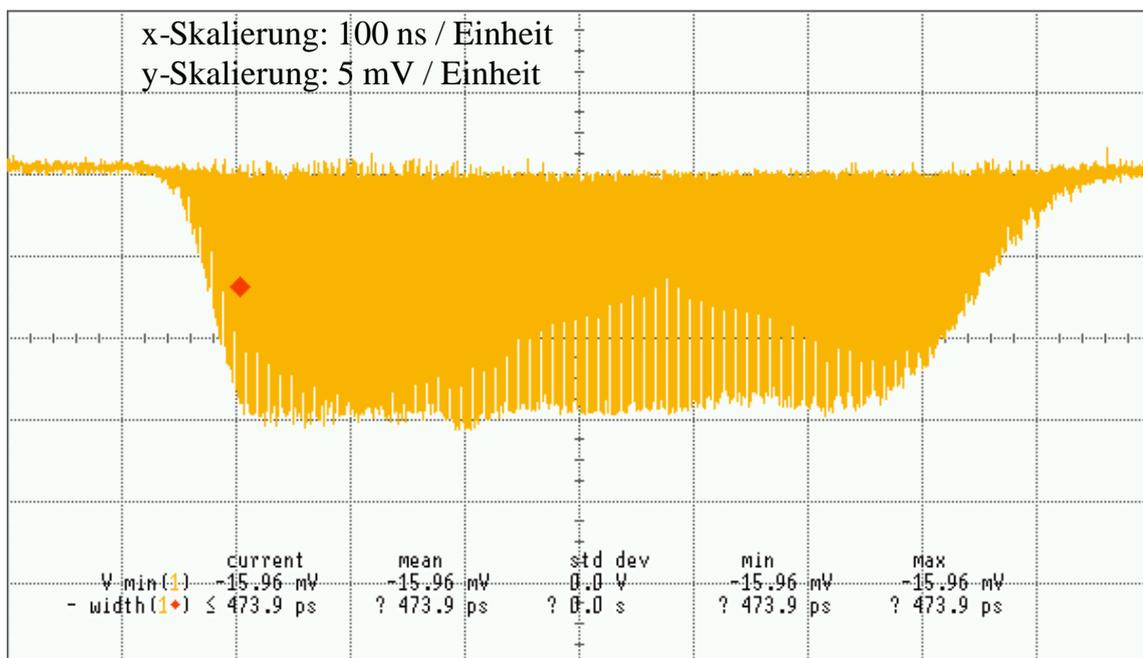


Abbildung 9-5: Messung im Multibunchmodus mit 500MHz-Modulation

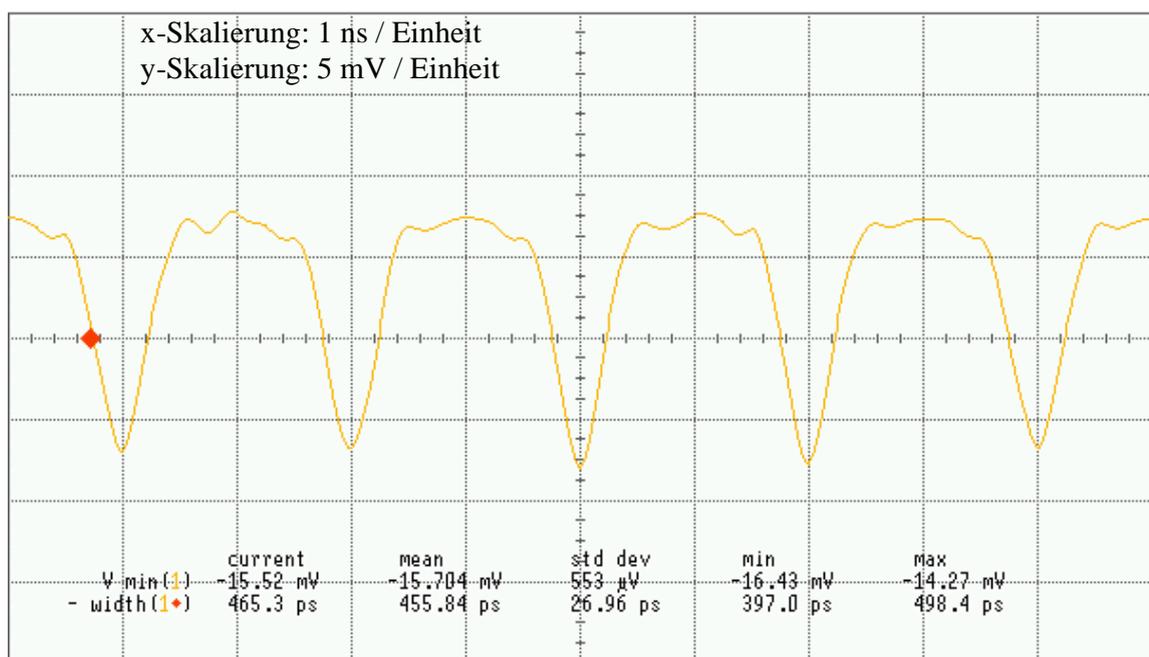


Abbildung 9-6: Messung im Multibunchmodus mit 500MHz-Modulation

Die Messung der absoluten Ladungsmenge wurde mit dem kalibrierten Bergoz Pulsstromkonverter (ICT) durchgeführt, der hinter dem zweiten Wanderwellenbuncher installiert ist. Das Magnetsystem erlaubt einen nahezu verlustfreien Transport des Elektronenstrahls bis zu diesem Pulsstromkonverter, wenn keine HF-Leistung zur Beschleunigung verwendet wird.

Mit diesen Messungen konnten die Erwartungen an die Elektronenquelle bestätigt werden. Sowohl im Einzel- wie auch im Multibunchmodus wurden die spezifizierte Zeitstruktur und Ladungsmenge erreicht.

9.2 Die Bunchingsektion

Gemäß den vorangegangenen Analysen wird die Bunchingsektion aus einem subharmonischen 500-MHz Prebuncher (SPB) und zwei Wanderwellenbunchern (TWB I und TWB II) aufgebaut. Zur Fokussierung des niederenergetischen Elektronenstrahls werden 31 Solenoide eingesetzt. Abbildung 9-7 zeigt den Aufbau der komplexen Bunchingsektion.

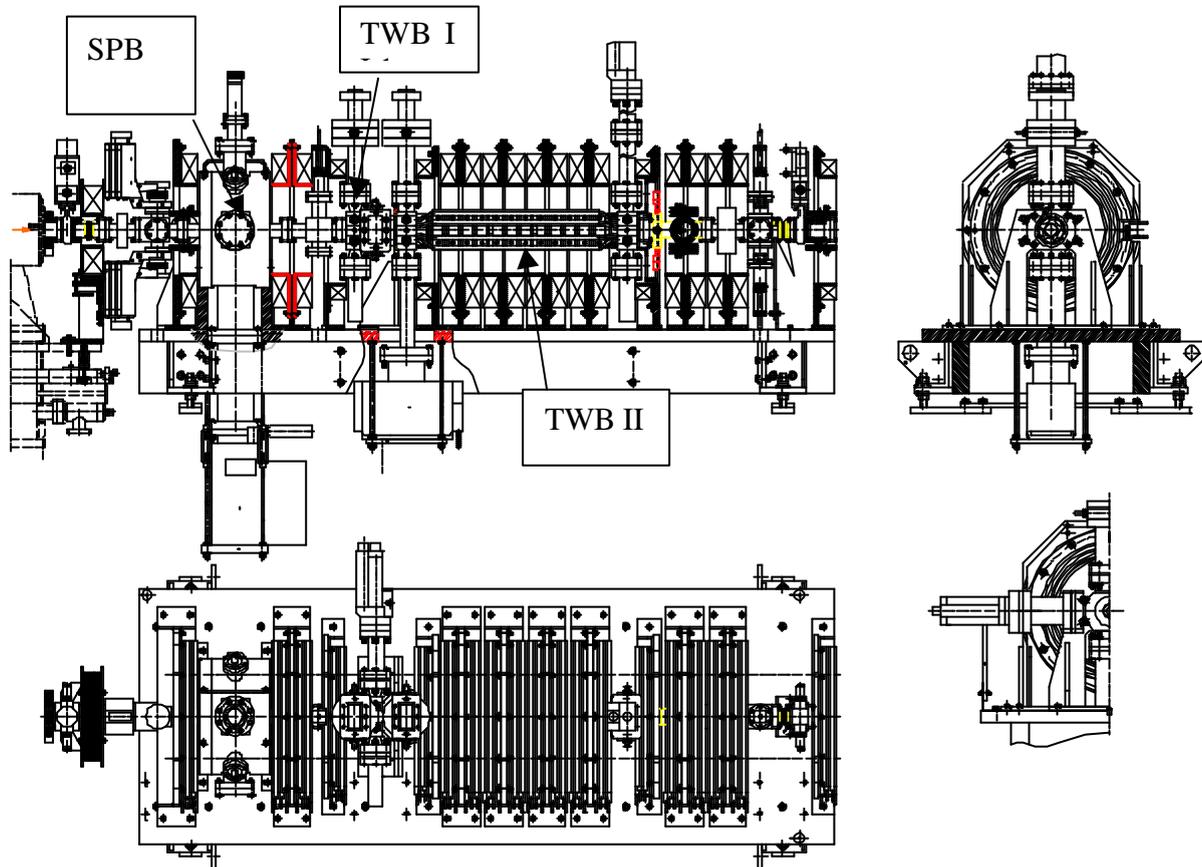


Abbildung 9-7: Die Bunchingsektion

Man sieht links den Anodenbereich der Elektronenquelle. Unmittelbar hinter dem Ventil, das zur Absperrung der Quelle dient, befindet sich das erste Solenoid, welches im Unterschied zu den übrigen Solenoiden luftgekühlt ist. Nach einer Gruppe von Monitoren, bestehend aus einem Wandstrommonitor, dem Faradaycup und einem optischen Monitor, schließt sich der bereits von Spulen umgebene subharmonische 500MHz-Prebuncher an. An die zur longitudinalen Strahlformierung notwendige Driftstecke, in der sich erneut ein optischer Monitor befindet, schließen sich die beiden Wanderwellenbuncher an. Die in diesem Bereich stark ansteigende Raumladung bedingt die starke Strahlfokussierung durch Solenoide. Die dem zweiten Wanderwellenbuncher folgende Diagnosedrift, mit dem integrierenden Stromtransformer, dem Strahlage-monitor und der dritten optischen Monitoreinheit, verbindet die eigentliche Bunchingsektion mit der ersten, 5.2m langen Beschleunigerstruktur.

Die folgenden Unterkapitel geben eine Übersicht über den Aufbau der einzelnen Komponenten der Bunchingsektion und über die Messungen, welche nach der Herstellung der einzelnen Bauteile durchgeführt wurden und die für das Erreichen der physikalisch relevanten Parameter von Bedeutung waren.

9.2.1 Der subharmonische 500MHz-Prebuncher

Der subharmonische 500MHz-Prebuncher (Abbildung 9-8) ist ein klassischer „Reentrant“ oder „Nose Cone“-Resonator. Der Prebuncher ist mit einer Einkoppelschleife, einem mechanischen Frequenztuner und einer Messschleife ausgerüstet. Die Grundparameter sind in Tabelle 9-2 zusammengefasst.

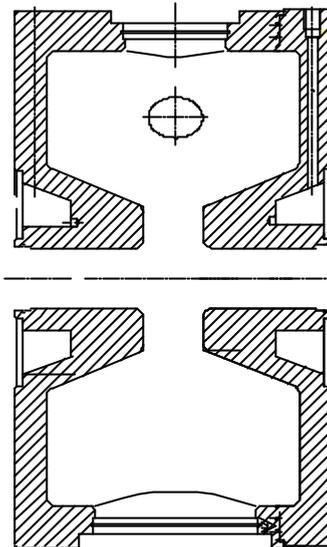


Abbildung 9-8: Geometrie des 500MHz-Prebunchers

Nach der Herstellung des Resonators wurde dessen Güte vermessen und sein Temperaturverhalten untersucht; dies ist in Abbildung 9-9 dargestellt.

	Wert	Einheit
Frequenz bei 40° C	499.652	MHz
Unbelastete Güte Q_0	18000	
Ankopplung	1	
Leistung max.	500	W
Messkopplerankopplung	29.1	dB
Tunerempfindlichkeit	70	kHz/mm
Temperaturabhängigkeit	8	kHz/°C

Tabelle 9-2: HF-technische Parameter des 500MHz-Prebunchers

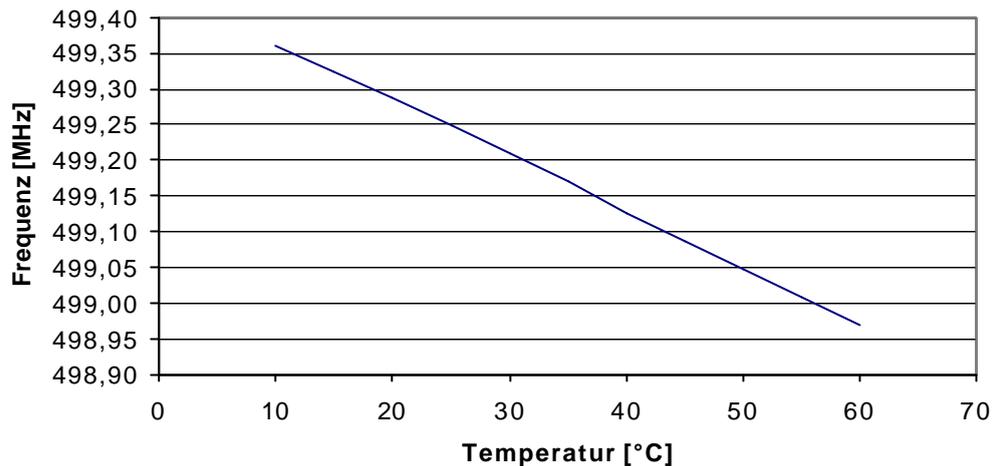


Abbildung 9-9: Frequenzverhalten des Prebunchers bei Variation der Betriebstemperatur

Eine Anpassung der Resonanzfrequenz an die jeweilige Betriebstemperatur erfolgt mittels eines Kolbentuners. Die Untersuchung des Stellbereiches lässt sich der Abbildung 9-10 entnehmen.

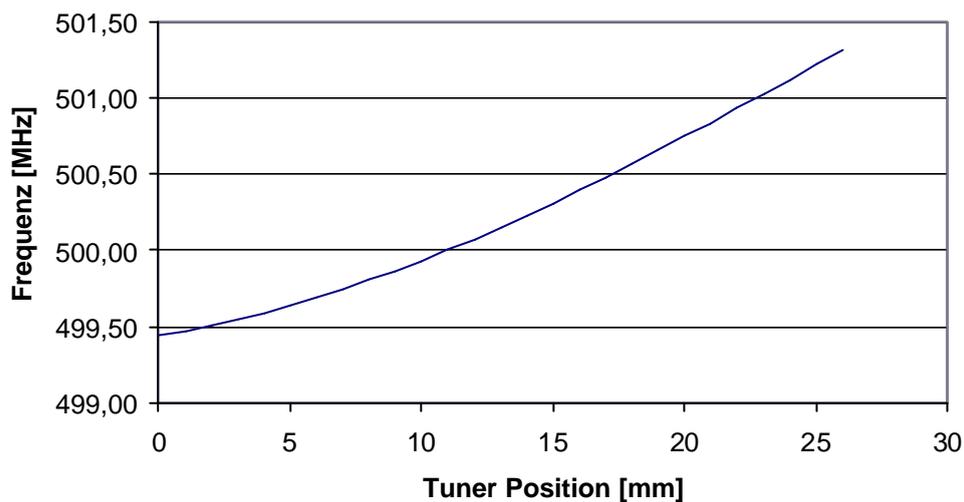


Abbildung 9-10: Tuningbereich des Prebunchers bei $T=20^\circ$

Während der Inbetriebnahme sind HF-Instabilitäten im 500MHz-Prebuncher beobachtet worden, die nur durch längeres Konditionieren des Systems überwunden werden konnten und die nach jedem Belüften des Vakuumsystems erneut auftraten. Rechnungen [43] haben gezeigt, dass die Parallelflächen im Nasenbereich des Resonators resonante Elektronenemission bei den für die Operation vorgesehenen elektrischen und magnetischen Feldern erlauben, sogenanntes „Multipacting“. Modifikationen der Geometrie der HF-Struktur können aber zur Unterdrückung von Multipacting genutzt werden. Eine neue Geometrie wurde mittlerweile umgesetzt. Auch die neue Geometrie zeigt Multipacting, diese kann aber durch chemische Präparation und Montage des 500MHz-Prebunchers unter Reinraum-Bedingungen vermieden werden. Im Betrieb zeigt sich der neue Buncher deutlich stabiler, aber immer noch anfällig für Multipacting.

9.2.2 Wanderwellenbuncher I und II

Die beiden in Abbildung 9-11 und Abbildung 9-12 dargestellten Buncher, die im Wanderwellenmodus betrieben werden, wurden bei ACCEL gefertigt und dann bezüglich Phase und Feldprofil abgeglichen.

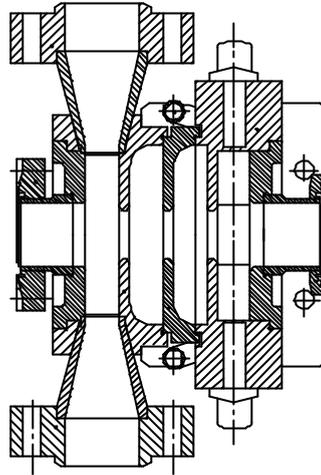


Abbildung 9-11: Der 4-zellige Wanderwellenbuncher I

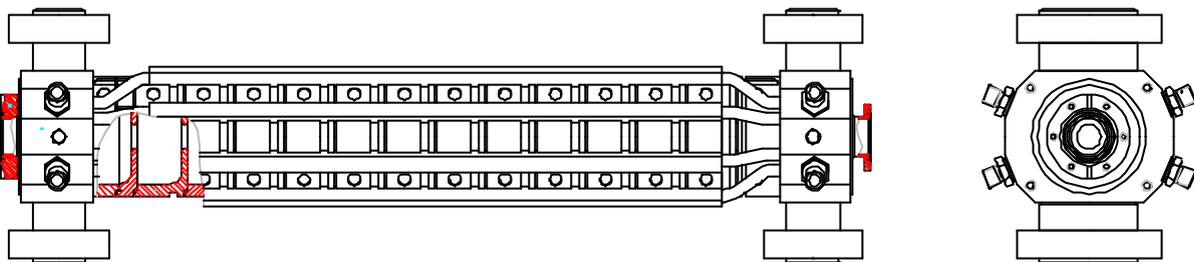


Abbildung 9-12: Der 16-zellige Wanderwellenbuncher II

Das Ergebnis des Tunings des 16-zelligen Bunchers ist in Abbildung 9-13 dargestellt. Beim Tuning werden die Einzelzellenfrequenzen durch mechanisches Deformieren (Dimpeln) angepasst. Die Feldverteilung im Buncher wurde hierzu mit Hilfe einer Störkörpermessung bestimmt. Das Tunen des Bunchers war wegen der gleichzeitigen Anregung von Stehwellenmodi, deren Frequenz im Bereich des Beschleunigungsmodus lag, schwierig. Die erreichten Werte sind jedoch mit den bei DESY eingesetzten Prototypen vergleichbar und wurden daher als akzeptabel angesehen.

Parameter	Einheit	Wert Buncher I	Wert Buncher II
Frequenz	GHz	2.997912	2.997912
Mode		$2/3 \pi$	$8/9 \pi$
Anzahl Zellen		4	16
Phasengeschwindigkeit	% c	0.61	0.95
Typ		Wanderwelle	Wanderwelle

Tabelle 9-3: Grundparameter der Wanderwellenbuncher

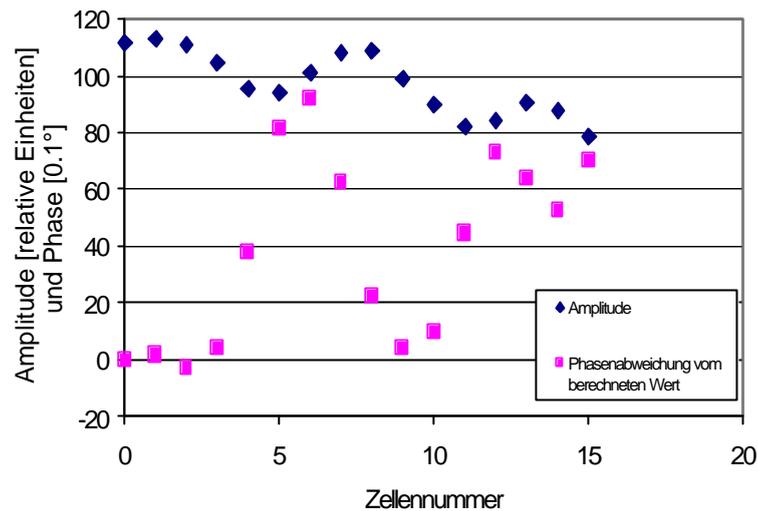


Abbildung 9-13: Ergebnisse des mechanischen Tunings des 16-zelligen Bunchers II

9.3 Die Beschleunigerstrukturen

Die Wanderwellenstrukturen, die zum Erreichen der Endenergie von 100MeV dienen, sind dem DESY-Design folgend gefertigt worden. Die folgenden Bilder zeigen Photographien der ersten bei ACCEL hergestellten Struktur vor und während des Tunings. Das Tuning der Struktur erfolgte wie schon bei den Bunchern durch Dimpeln.

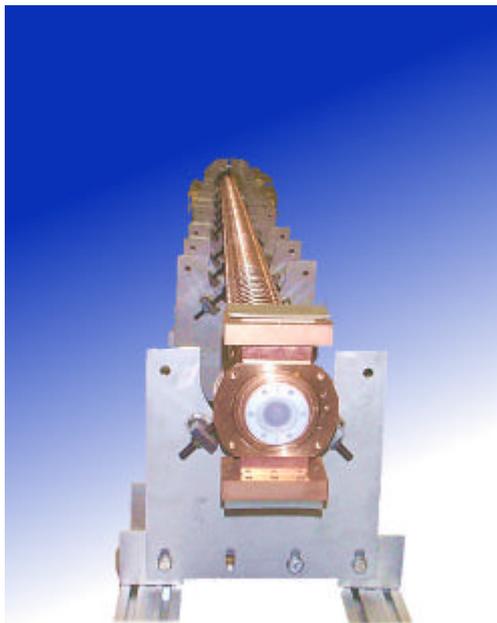


Abbildung 9-14: Ansicht der S-Band-Struktur vor und während des Tunings

Das Tuning, welches in drei bis vier Schritten iterativ mit Unterstützung der DESY HF-Gruppe, begründet auf Störkörpermessungen, durchgeführt wurde, führte zu den in Abbildung 9-15 dargestellten Ergebnissen. Die Variation der Phase um weniger als $\pm 2^\circ$ und der Anstieg des Feldes um 10% liegen innerhalb der Toleranzen und lassen keinen signifikanten Einfluss erwarten.

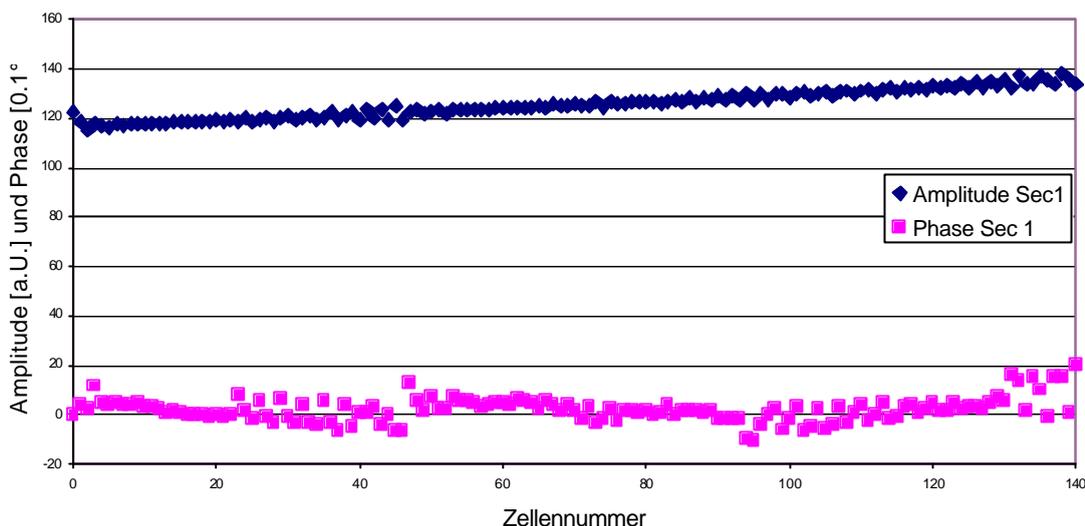


Abbildung 9-15: Ergebnisse des Tunings der ersten S-Band-Struktur

Zur Festlegung der optimalen Betriebstemperatur wurde an der DESY-Struktur, die sich nun im DELTA-Linac im Einsatz befindet, eine Messung der Temperaturabhängigkeit der Frequenz des Beschleunigungsmodus der Struktur durchgeführt. Die Temperatur der Struktur wurde variiert, dann die Frequenz auf den Wert gesetzt, der zum maximalen Energiegewinn der Teilchen führte. Das so entstandene Diagramm ist in Abbildung 9-16 dargestellt.

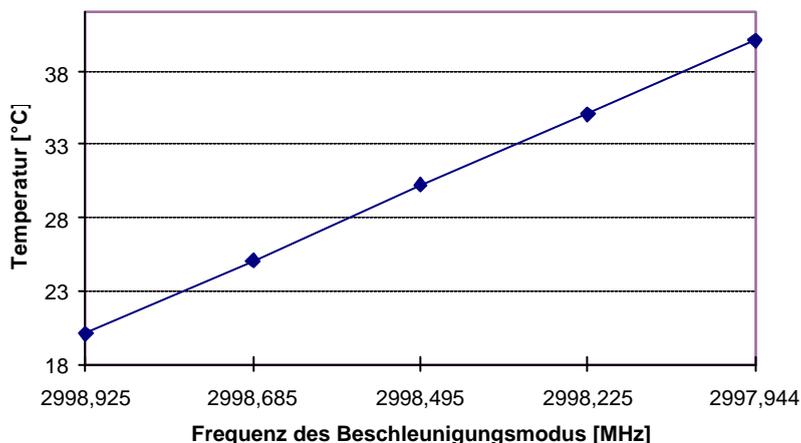


Abbildung 9-16: Temperaturverhalten der DESY-Struktur an DELTA

Aus der Steigung ergibt sich der für 3GHz-Wanderwellenstrukturen typische Wert von 48 ± 1 kHz/°C.

9.4 Die Erzeugung und Verteilung der Hochfrequenzleistung

Wie in Kapitel 8.4 gezeigt hat die HF-Versorgung der Strukturen sowohl bezüglich Frequenz und Phasenstabilität als auch durch Leistungsschwankungen einen direkten Einfluss auf die Strahlparameter. Die Erzeugung und Verteilung der HF-Leistung ist in Abbildung 9-17 schematisch dargestellt. Die Verwendung eines Frequenzvervielfachers erlaubt die Phasenanbindung an das HF-System des Booster-Synchrotrons. Ein Erreichen der geforderten Frequenzstabilität von 5kHz und der Phasenstabilität von 2° stellt kein Problem dar.

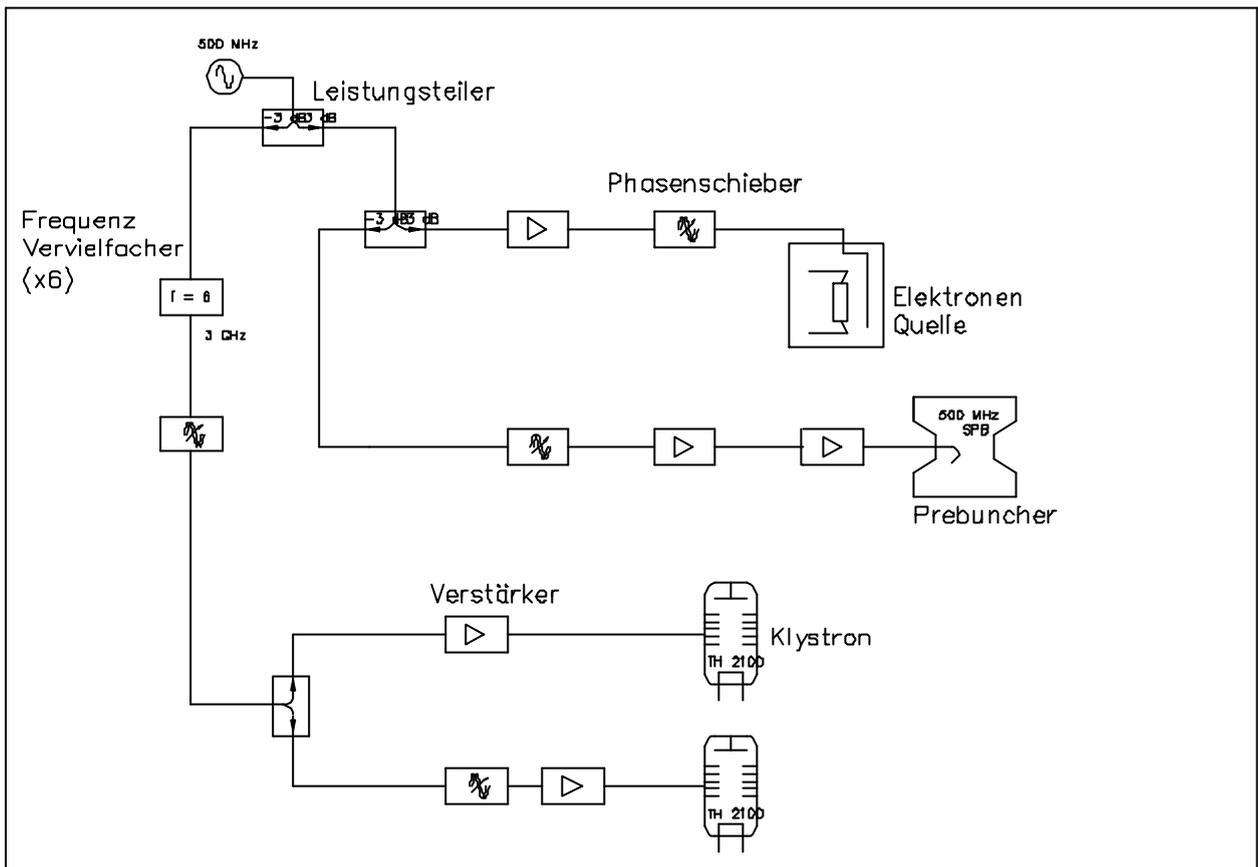


Abbildung 9-17: Schema der HF-Erzeugung und -Verteilung

Die Leistung für die 3GHz-Strukturen wird in den Klystronröhren erzeugt. Die technischen Parameter finden sich in Tabelle 9-4.

Parameters	Wert	Einheit
Klystron-Typ	TH 2100	
Frequenz	2.997912	GHz
Gepulste Ausgangsleistung	37	MW
Mittlere Leistung	1.7	kW
Wiederholrate	10	Hz
Wirkungsgrad	45	%
Verstärkung	53	dB
Maximale HF-Pulslänge	4.5	μs
Perveanz	$2 \cdot 10^{-6}$	$\frac{A}{V^{\frac{3}{2}}}$

Tabelle 9-4: Technische Parameter der Klystronröhren

Der für Klystrons übliche Betrieb im Sättigungsbereich der Verstärkung und im Raumladungsbereich der Kathode führt dazu, dass die Spannungsschwankungen der Klystronspannung (Anodenspannung) für die Leistungsschwankungen des 3GHz-Senders dominieren. Die Klystrons werden im Impulsbetrieb betrieben, d.h. die Anodenspannung besteht aus Hochspannungsrechteckpulsen von $4.5\mu\text{s}$ Dauer und einer Wiederholrate von 10Hz. Das Erreichen einer akzeptablen Pulsform wird durch ein 20-zelliges pulsformendes Netzwerk (PFN) in Kombination mit modernen Schaltnetzteilen, die für das Laden einer Kondensatorbank entwickelt wurden, ermöglicht.

Die Variation in der Klystronspannung ist hauptsächlich für Energieschwankungen des Strahls verantwortlich. Gemäß Gleichung 8-2 gilt:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{5}{4} \left(d V_{\text{Klystron}} / V_{\text{Klystron}} \right)$$

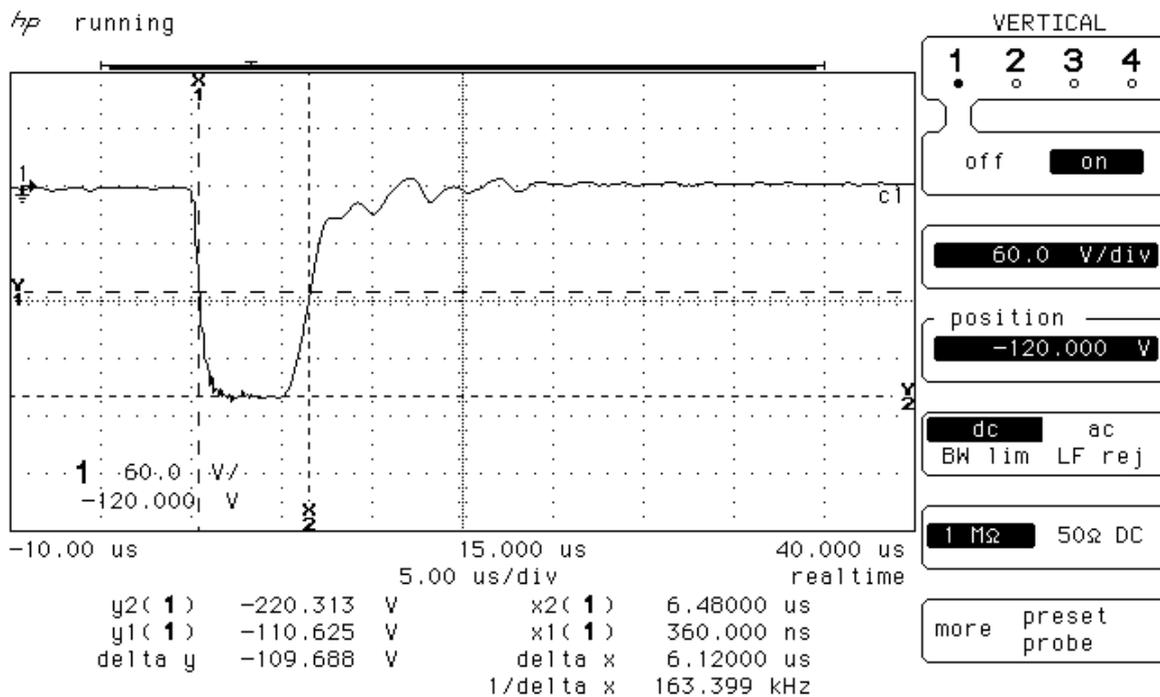


Abbildung 9-18: PFN-Spannungspuls an einer Klystronlast

Die Vermessung des pulsformenden Netzwerkes stellt somit eine wichtige Vormessung dar. Die Analyse des Pulses zeigte, dass die Spannungsstabilität unter 0,2% liegt. Die Verwendung von speziellen, zur Ladung von Kondensatorbänken ausgelegten Schaltnetzteilen hat sich demnach für diese Anwendung bewährt.

9.5 Magnetsystem

Das Magnetsystem wurde gemäß den Ergebnissen der PARMELA-Designrechnungen ausgelegt. Es galt, das der Simulation zugrundeliegende Magnetfeld, unter Berücksichtigung der durch die HF-Strukturen und Diagnostikelemente gegebenen geometrischen Rahmenbedingungen, zu generieren. Drei Bereiche des Linearbeschleunigers lassen sich hinsichtlich der magnetischen Fokussierungsanforderungen voneinander unterscheiden. Der Bereich von der Elektronenquelle bis zum subharmonischen 500MHz-Prebuncher (Magnetfelder bis 0,04Tesla). Der Bereich zwischen subharmonischem Prebuncher und dem Erreichen von relativistischen Teilchenenergien (ca. 11MeV, die nach den ersten 2m der ersten Beschleunigerstruktur erreicht werden). In diesem Bereich werden Magnetfelder bis zu 0,15Tesla zur Fokussierung benötigt. Der Bereich zwischen den beiden Beschleunigerstrukturen (ca. 50MeV), hier werden Quadrupole eingesetzt.

9.5.1 Die Solenoide

Zur Fokussierung bis 50MeV werden drei verschiedene Arten von Solenoiden eingesetzt. Das folgende Bild zeigt die wassergekühlten Solenoide in der Bunchingsektion.



Abbildung 9-19: Fokussiersystem der Bunchingsektion

Das Solenoid direkt hinter der Elektronenquelle ist nicht zu sehen. Seine technischen Parameter sind in Tabelle 9-5 aufgeführt.

Parameter	Wert	Einheit
Strom max.	5	A
Spannung	2	V
Magnetisches Feld	0.03	T
Innenradius	10	cm
Außenradius	16	cm
Windungen	1426	

Tabelle 9-5: Die Parameter des Fokussiersolenoids der Elektronenquelle

Die technischen Daten zu den zwei verwendeten gekühlten Solenoid-Typen sind in Tabelle 9-6 zusammengestellt.

Parameter	66 Windungen	30 Windungen	Einheit
Magnetisches Feld @ 100A	0.024	0.010	T
Strom max.	200	200	A
Spannung @ 100A	4	2	V
Widerstand	0.037	0.015	Ω
Innenradius	284	306	Mm
Außenradius	682	660	Mm
Quadratischer Leiter Mit 4mm Kühlwasserbohrung	7 x 7	7 x 7	Mm

Tabelle 9-6: Technische Daten der wassergekühlten Solenoide

Der in Abbildung 9-20 gezeigte Feldverlauf, hier gerechnet für den maximalen Strom von 200A in jeder Spule, ist ca. 20% höher als der durch die Simulation geforderte.

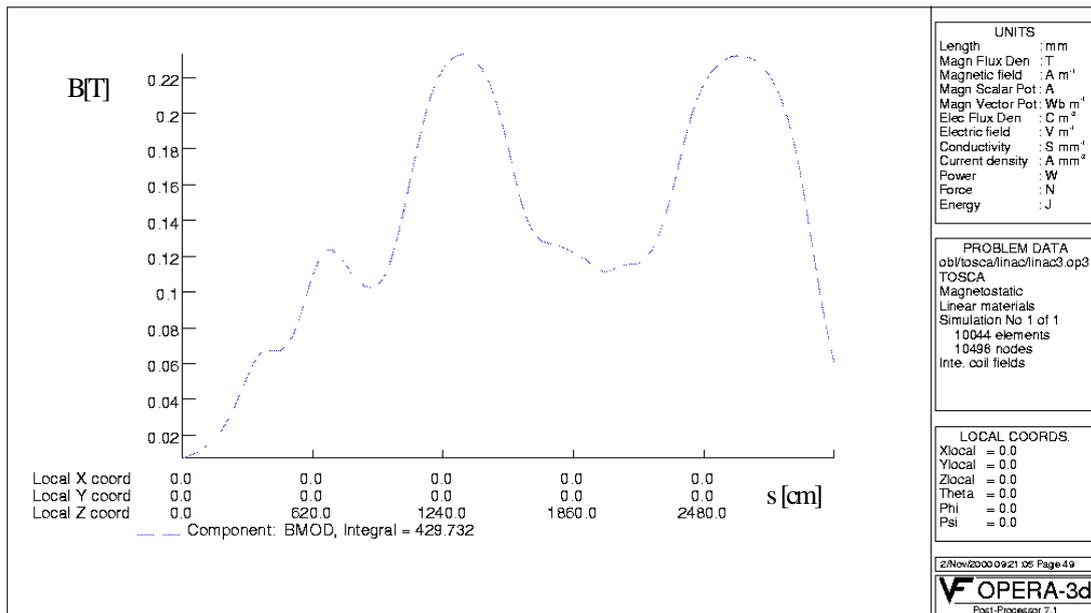


Abbildung 9-20: Solenoidfeld entlang der Strahlachse von der Quelle bis zum ersten Meter der Struktur 1, bei Vollerregung aller Spulen mit 200A; das Ergebnis basiert auf einer TOSCA-Simulation der realisierten Magnetanordnung

9.5.2 Magnetfeldmessungen mit der Hallsonde

Die Solenoidanordnung der wassergekühlten Magnete wurde vermessen und mit den TOSCA-Simulationen verglichen. Mit Hilfe eines Gaußmeters wurde das absolute Feld jeder einzelnen Spule auf der Achse gemessen -die Ergebnisse sind in Tabelle 13-1 zusammengestellt- während mit der Pulse-Wire-Methode die integralen Transversalkomponenten der Spulen ebenfalls auf der Achse gemessen wurden.

9.5.3 Feldintegralmessung mit der Pulsed-Wire-Methode

Bei der Pulsed-Wire-Methode zur Vermessung von Magnetsystemen wird auf der zu vermessenden Achse, in diesem Fall der Achse der Solenoidspulen, ein dünner Leiter gezogen. Über den Leiter wird ein elektrischer Ladungspuls geschickt; die integrale Wechselwirkung mit dem Magnetfeld der Anordnung führt zu einer Auslenkung des Leiters, die über eine Photodiode und einem Laser gemessen wird; somit lässt sich das Integral der transversalen Komponente von B entlang des Weges s bestimmen [40].

Bei einer idealen Solenoidspule sollte das so gemessene Feldintegral in beiden transversalen Ebenen, aufgrund der Symmetrie der Spule, identisch verschwinden. Ein Parallelversatz einer Spulenchse führt auf ein zwar insgesamt abgeglichenes Feldintegral, jedoch erscheint ein Maximum im Zentrum der Spule. Bei einem Winkelfehler einer Spule ergibt sich ein größeres Nettofeldintegral. Da die Reichweite des Feldes einer Spule etwa $\pm 300\text{mm}$ beträgt, sollten die Auswirkungen eines Fehlers ebenfalls über eine solche Strecke sichtbar sein. In der Praxis sind dem ca. 600mm langen Fehlersignal allerdings langwellige Störungen durch mechanische Schwingungsübertragung auf den Draht über den Boden oder durch die Luft überlagert. Dies begrenzt die Auflösung der Messungen auf $15\mu\text{Tm}$.

Die Tabelle 13-2 im Anhang gibt die Feldintegrale der Pulsed-Wire-Messungen wieder und klassifiziert die Fehler in "winkelartig" oder "versatzartig". Der Spulenstrom war wie bei der Feldmessung gleich 100A .

Gemäß der durchgeführten TOSCA-Simulation ist ein Versatz von 5mm und eine Schräglage von 0.5° tolerierbar. Ein weiteres Ergebnis der Simulation war, dass die Auflösungsgrenze von $15\mu\text{Tm}$ einem Versatz von 0.5mm und einer Schräglage von 0.2° entspricht und somit signifikante Fehler nachgewiesen werden können.

Die tabellierten Ergebnisse liegen alle im Bereich, der, basierend auf den Vorüberlegungen, tolerierbar ist. Da jedoch alle auffälligen Spulen einer Produktionscharge entstammten, wurden alle Spulen dieser Charge in Bereichen verwendet, in der die Energie des Strahls bereits über 4MeV liegt, was den störenden Einfluss weiter reduzierte.

Die geringen gemessenen Abweichungen bestätigen das Konzept zur Montage der Spulen. Hierbei werden die Spulenhalter auf einer CNC-Fräsmaschine gefertigt und dann auf einer Führungsschiene, die ebenfalls mit entsprechender Präzision hergestellt wurde, positioniert.

9.5.4 Das Quadrupol-Triplet

Zur Fokussierung nach der ersten Beschleunigersektion, also bei 50MeV , wird ein Quadrupol-Triplet verwendet. Die einfachen Quadrupole, deren Joche zwar aus Magneteisen gefertigt wurden, die aber weder lamelliert sind noch hyperbelförmige⁴⁷ Polschuhe besitzen, haben auch noch bei einer Energie von 100MeV eine Brennweite von 30cm . Die drei Quadrupole sind, wie in Abbildung 9-21 dargestellt, auf einem Tisch montiert und durch eine präzise Einfräsung auf einem Kantstahl positioniert. Neben den Quadrupolen ist auch der Strahllagemonitor auf diesem Justiertisch befestigt.

⁴⁷ Die Hyperbel wurde nur durch drei Geraden angenähert.

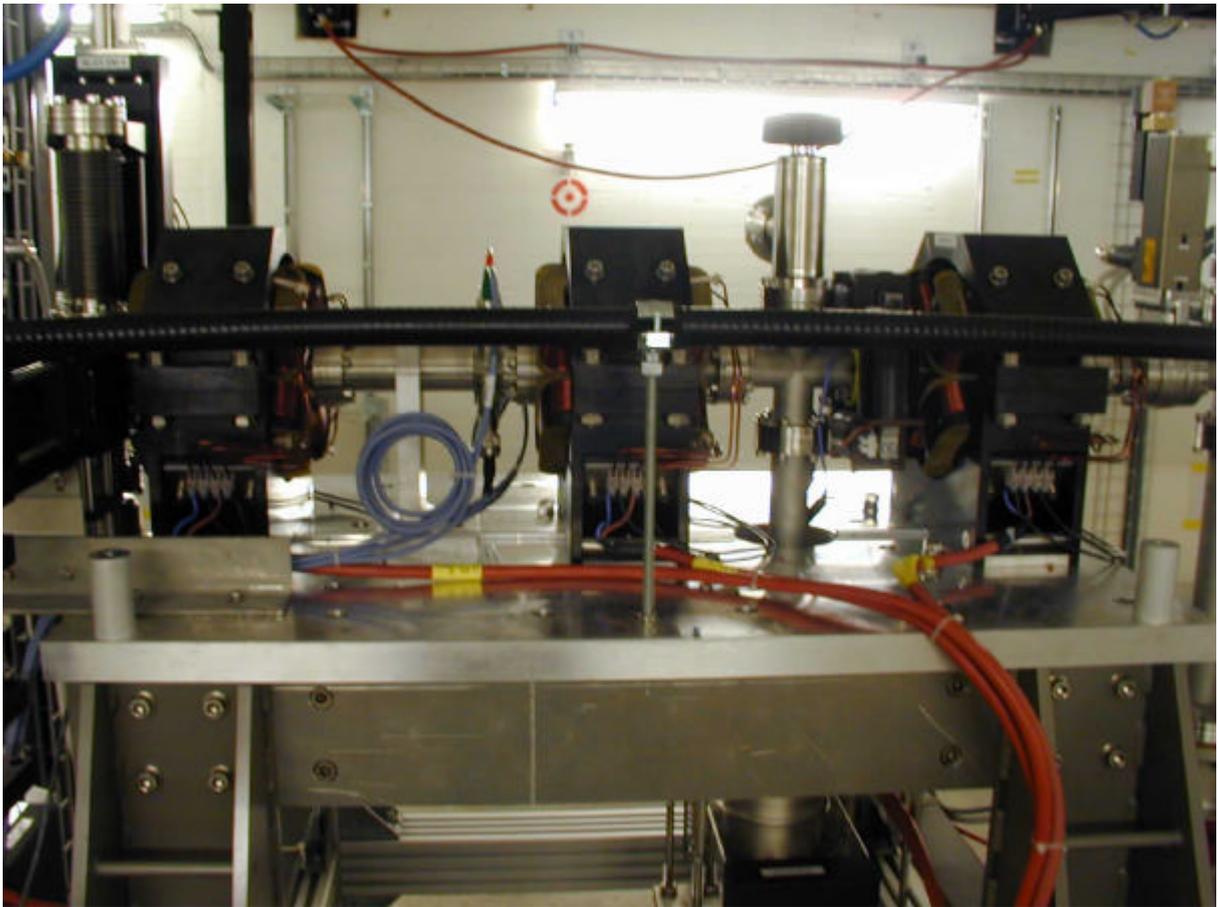


Abbildung 9-21: Bild des Quadrupol-Triplets

9.6 Strahldiagnostik

Die Bereitstellung der Diagnoseelemente im Linearbeschleuniger erfolgte durch die Diagnosegruppe der SLS. Die einzelnen Komponenten des Diagnosesystems sollen im folgenden kurz dargestellt werden. Um die charakteristischen Strahlgrößen wie Strom, Energie, Energiebreite und transversale Emittanz des Strahls zu messen, ergeben sich folgende Minimalanforderungen an die Diagnostik:

- Am Ende des Linearbeschleunigers muss hinter optischen Elementen (Quadrupolen) ein Strahlprofilmonitor zur Verfügung stehen, um die Emittanz messen zu können.
- Ein weiterer Strahlprofilmonitor muss hinter einem dispersiven Element (Dipol) zur Verfügung stehen, um die Energie und die Breite der Energieverteilung des Strahls bestimmen zu können.
- Ein Strommonitor muss am Ende des Linearbeschleunigers zur Verfügung stehen, um die Ladungsmenge zu bestimmen.

Strahlprofilmonitore, die im SLS Linearbeschleuniger eingesetzt werden, sind:

- Fluoreszenzschirme.
- Übergangsstrahlungsmonitore .

9.6.1 Der Faradaycup

Im Faradaycup (siehe Abbildung 9-22) werden die beschleunigten Elektronen in einem isoliert aufgehängten Absorber aufgefangen. Die Ladungsmenge wird über den Innenleiter eines koaxialen Wellenleiters und ein Standardkoaxialkabel dem Messinstrument zugeführt. Um die Zeitstruktur des Strahls analysieren zu können, muss der Wellenleiter des Koaxialteils des Faradycups an den Wellenwiderstand des Koaxialsteckers und des Messinstrumentes (50Ω) angepasst werden. Dies geschieht durch zwei $\lambda/4$ -Transformationsleitungen[44]. Die Abbildung 9-22 zeigt die vom PSI realisierte Umsetzung.

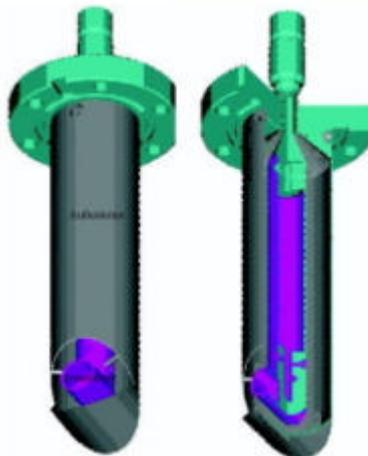


Abbildung 9-22: Darstellung des Faradycups [45]

9.6.2 Der Wandstrommonitor

Zur Messung des Strahlstroms werden im Linearbeschleuniger Wandstrommonitore (siehe Abbildung 9-23) eingesetzt, die im wesentlichen aus einem kurzen Stück der Vakuumkammer mit einem Ohmschen Widerstand von 1Ω bestehen. Hierzu unterbricht ein Keramikrohr das eigentliche Strahlrohr. Dieses keramische Zwischenstück wird mit einer Vielzahl von Widerständen überbrückt, deren Gesamtwiderstand 1Ω beträgt. Die an diesem Widerstand abfallende Spannung ist ein Maß für den durch den Strahl generierten Spiegelstrom. Die kapazitätsarme HF-Auslegung dieser Monitore führt zu einer Bandbreite von 6GHz. Die Wandstrommonitore können daher sowohl zur Strommessung als auch zur zeitlichen Auflösung der Bunchstruktur verwendet werden.

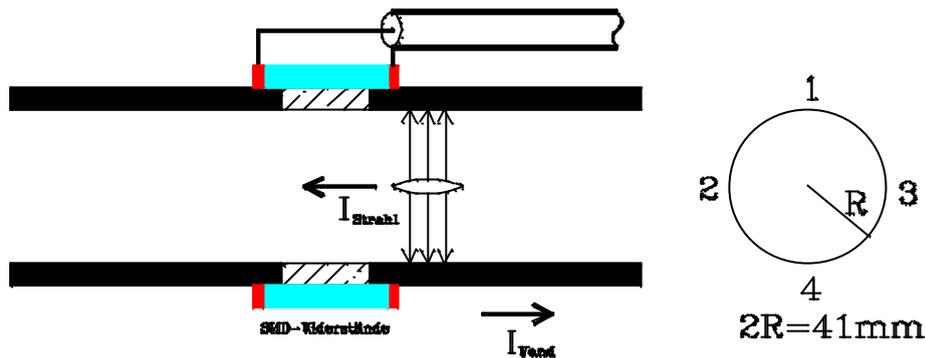


Abbildung 9-23: Schnittzeichnung des Wandstrommonitors

9.6.3 Der Stromtransformator

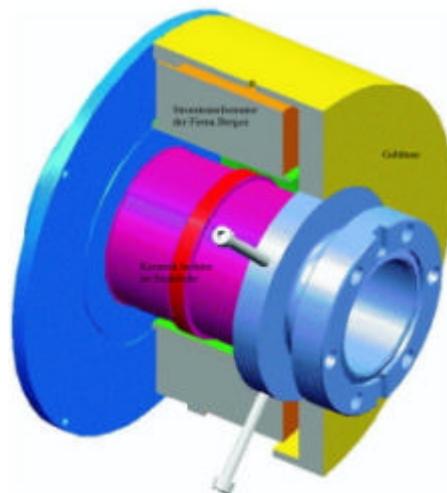


Abbildung 9-24: Integrierender Pulsstromtransformator (ICT) der Firma Bergoz

Kalibrierte Strommonitore der Firma Bergoz, die auf dem Prinzip des Stromtransformators beruhen, werden nach dem zweiten 3GHz-Buncher und am Ende des Linearbeschleunigers zur Absolutmessung der Ladungsmenge und damit zur Bestimmung der Transmission der Beschleunigungssektion verwendet.

9.6.4 Optische Monitore

Optische Monitore sind die wichtigsten diagnostischen Geräte zur Optimierung und Messung der Emittanz sowie der Energie und Energieverteilung des Elektronenstrahls. Außerdem dienen sie der Kontrolle der Energiestabilität.

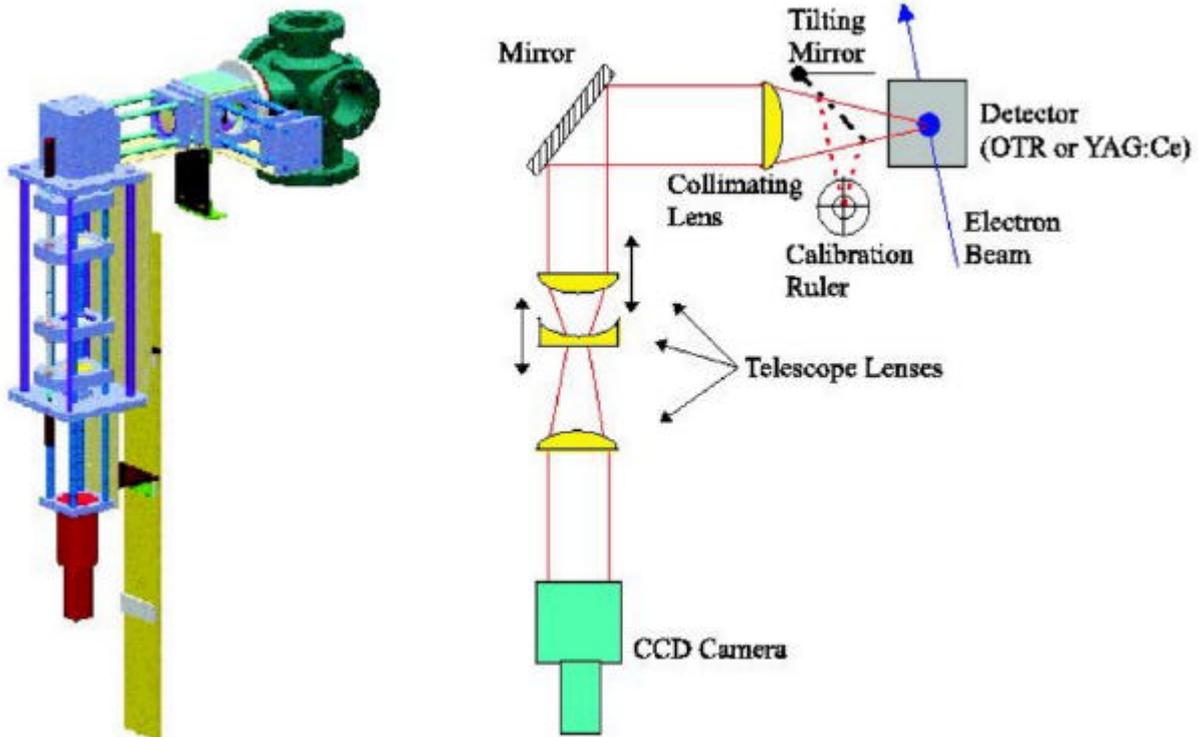


Abbildung 9-25: Aufbau des Strahlprofilmonitors. Der linke Teil der Abbildung zeigt schematisch die Konstruktion des Strahlprofilmonitors. Im rechten Teil ist das Funktionsprinzip skizziert [45]

Hauptbestandteil optischer Monitore ist ein Leuchtschirm, der in den Strahl geschoben wird. Durch die Wechselwirkung der Elektronen mit dem Schirmmaterial des Monitors entstehen in YAG-Schirmen Fluoreszenzeffekte. Beim Durchfliegen einer Aluminiumfolie erzeugen hochenergetische Elektronen optische Übergangsstrahlung (OTR). Die entstehende Strahlung wird in beiden Fällen über ein optisches System, dessen Abbildungsmaßstab jederzeit bestimmt werden kann, mit einer CCD-Kamera analysiert.

Der erste optische Monitor befindet sich, wie auch der Faradaycup, unmittelbar hinter der Elektronenquelle. Diese beiden Monitore können mit einem pneumatischen Antrieb im Austausch verwendet und für den eigentlichen Beschleunigerbetrieb aus dem Strahlweg entfernt werden. Mit Hilfe dieser Monitore kann die Anpassung der Parameter des Elektronenstrahls an den 500MHz-Prebuncher erfolgen. Der zweite optische Monitor, der wenige Zentimeter vor der ersten Buncherzelle platziert ist, erlaubt die Anpassung der Strahloptik an die beiden Wanderwellenbuncher. Auch die beiden optischen Monitore vor der ersten und zweiten Beschleunigerstruktur dienen zur Überprüfung der Optikanpassung und der Strahlage. So kann mit Hilfe der installierten Justier- oder Steuermagnete (Steering Magnete) der Einfluss der Solenoide auf die Strahlage minimiert werden. Die Betrachtung der Strahlverteilung im Buncherbereich erlaubt die Anpassung der Optik, um unnötiges Emittanzwachstum zu verhindern. Die beiden optischen Monitore bei 100MeV dienen neben der Überprüfung der Anpassung des Transportweges auch noch der Bestimmung der oben benannten charakteristischen Größen.

Zur Analyse der Kamerabilder müssen diese zunächst ausgelesen werden. Zur Messung der Emittanz wurde die Emittanzmeseinrichtung des SLS-Teststandes [46], in einer modifizierten Form (siehe Abbildung 9-26) verwendet. Hierbei werden die drei Quadrupole (hinter dem Linearbeschleuniger) vor dem Übergangsstrahlungsmonitor, nach Vorgabe einer theoretisch ermittelten Einstellung der Magneto-optik, zunächst so eingestellt, dass der Strahlfleck eine akzeptable Ausdehnung in x und z hat. Ein Gaußfit an die Intensitätsverteilung erlaubt es dann, σ_x und σ_z zu bestimmen. Die Rücktransformation der Strahlparameter mit Hilfe der Transfermatrizen der Quadrupole bei geänderten Einstellung, unter Beibehaltung der Strahlausdehnung am Messpunkt, erlaubt die Bestimmung der Courant-Snyder-Parameter des Strahls. Auf die für verschiedene Werte dann gewonnenen Daten wird ein C^2 -Fit zur Bestimmung des Mittelwertes und des Fehlers angewandt. Bei der Bestimmung der Emittanz muss sowohl auf die Bestimmung des richtigen Abbildungsmaßstabes als auch auf eine saubere Fokussierung der Monitoreinheit geachtet werden.

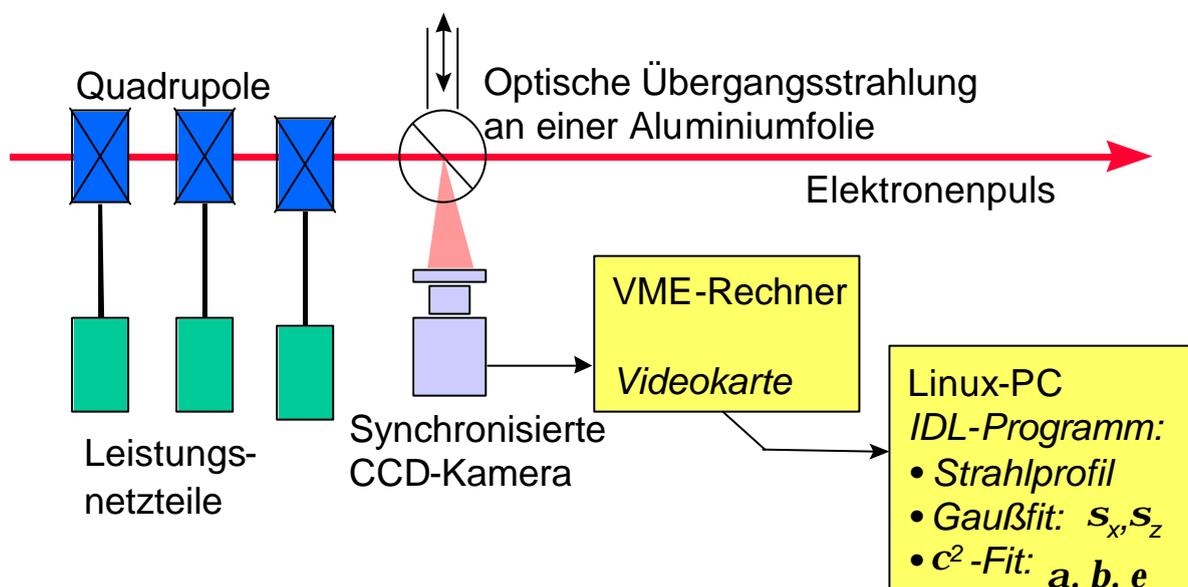


Abbildung 9-26: Prinzipbild der Emittanzmeßeinrichtung[46]

Die Analyse der Bilder hinter dem Dipol, der den Strahl vom Linearbeschleuniger entweder in den Transferkanal zum Booster-Synchrotron oder zum Strahlstopper ablenkt, erlaubt bei bekannter Optik die Bestimmung der Energie und Energieverteilung und bei Langzeitbeobachtungen auch die Bestimmung der Stabilität des Systems.

9.7 Das Vakuumsystem

Das Vakuumsystem umfasst alle Elemente des Strahltransportweges inklusive der Elektronenquelle und der Beschleunigersektion (500MHz-Prebuncher, zwei Wanderwellenbuncher und beide Beschleunigerstrukturen). Das eigentliche Strahlrohr hat einen Innendurchmesser von 32mm und besteht, wie alle Elemente, aus nicht magnetischem Edelstahl. Die Flansche sind als Flansche CF35 ausgelegt. Die Pumpen müssen streufeldarm sein, so dass der Strahlengang der Elektronen nicht beeinflusst wird.

Folgende Pumpen sind im Einsatz:

- Die Pumpe an der Elektronenquelle mit einer Saugleistung von 500l/s.
- Die Pumpe unter dem 500MHz-Buncher mit einer Saugleistung von 150l/s.

- Jeweils an der 1. Zelle (Einkoppelzelle für die HF-Leistung) der Wanderwellenstrukturen TWB2, Sektion 1 und Sektion 2 und am Ende jeder dieser Strukturen sind 75l/s Ionen-Getter-Pumpen montiert.

Die Tabelle 9-7 gibt für jede Einzelkomponente die Leck- und Desorptionsrate an. Grundlage für die Werte sind die Desorptionsraten der Oberflächenmaterialien, in Kombination mit den spezifizierten und überprüften Leckraten. Zusätzliche Desorption aufgrund von HF-Feldern wurde ebensowenig berücksichtigt wie der Einfluss der Glühkathode.

Komponente	Fläche [cm ²]	Benötigte Pump- leistung [l/s]	Gewählte Pumpe ⁴⁸ [l/s]	Effektive Pumpleistung (abgeschätzt) [l/s]
Quelle	5585	6	500	75
500MHz-PB	4006	4	150	104
TWB 1	947	1	75	7.2
TWB 2	2637	3	75	2.86
Sektion 1	25577	17	75+75	0.74
Sektion 2	25577	17	75+75	0.74

Tabelle 9-7: Abschätzung der Pumpleistung des Vakuumsystems unter Verwendung der Desorptionsrate für OFHC-Kupfer bei einem Enddruck von $1 \cdot 10^{-8}$ mbar.

Für die Abschätzung der effektiven Pumpleistung für einen Betriebsdruck von $1 \cdot 10^{-8}$ mbar, wurden von Rohren mit der minimalen Apertur der Anordnung ausgegangen, welche die Pumpen mit dem zu evakuierenden Volumen verbinden, was insbesondere bei den 5.2m langen Strukturen eine sehr pessimistische Annahme ist.

Um eine akzeptable Abpumpzeit des neuen Systems zu gewährleisten, wurde, soweit möglich, eine höhere als die abgeschätzte notwendige Nettopumpleistung installiert. Im Fall der Beschleunigerstrukturen zeigt es sich, dass der große Abstand zur Pumpe und die kleine Apertur die effektive Pumpleistung stark reduziert. Dies kann durch größere Pumpen nicht sinnvoll ausgeglichen werden.

Die in Tabelle 13-3 im Anhang zusammengestellten Werte zeigen ein der Abschätzung entsprechendes Bild. Die Daten dieser Tabelle wurden nach ca. 12 Wochen Betrieb zusammengestellt. Eine Verbesserung der Werte mit der Zeit ist eingetreten und bestätigen die obige Abschätzung. Das gesamte System wurde nach der Installation bei 100°C ausgeheizt.

⁴⁸ Pumpleistung der eingesetzten Pumpe gemäß Herstellerangabe (VARIAN).

10 Funktionstest des 100MeV-Linearbeschleunigers

Die folgenden aufgeführten Resultate wurden nach einer Installationszeit von zwei Monaten und nach weiteren zwei Monaten für die Inbetriebnahme erreicht.

10.1 Ausgangswerte

Basierend auf den Simulationswerten wurde zunächst das Magnetsystem eingestellt. Die Leistungsversorgung und somit die HF-Felder in den Beschleunigerstrukturen wurden gemäß den bei der PARMELA-Simulation ermittelten Feldern eingestellt. Dann wurden die Phasenlagen der einzelnen Beschleunigerstrukturen abgeglichen. Die Optimierung des Systems bestätigte die HF-Felder, führte aber zu einer anderen Einstellung der Magnete (Optik). Die Ergebnisse der verwendeten Optik konnten durch PARMELA-Simulationen bestätigt werden. Bei der Simulation hatte sich gezeigt, dass im Widerspruch zu den Vorüberlegungen eine starke Fokussierung zu geringeren Emittanzen führte. Hier weicht der reale Linearbeschleuniger von dem simulierten deutlich ab. Dies ist zu verstehen, da die unter Emittanzwachstum beschriebenen Kopplungseffekte in PARMELA nicht berücksichtigt werden können.

Die durchgeführte Optimierung gründet sich auf folgende Überlegungen (vergleiche auch 7.3.3 und 7.6), die sich wie folgt zusammenfassen lassen:

- Transversale Überfokussierung sollte vermieden werden.
- Der Strahl soll in den Beschleunigerelementen eine möglichst geringe Ausdehnung besitzen, um Emittanzwachstum durch Wechselwirkung mit den radialen Komponenten des HF-Feldes zu vermeiden.
- Der subharmonische Prebuncher soll so eingestellt sein, dass die maximale Teilchendichte im zentralen Mikrobunch zu finden ist.
- Die Wanderwellenbuncher sollen so eingestellt sein, dass die Energiebreite am Linac Ende minimal ist. Hierbei liegt der Energiegewinn durch den zweiten Wanderwellenbuncher gemäß den Simulationen ca. 10% unter dem maximal erreichbaren.
- Die Strukturen sollen in ihrer Phasenlage so abgeglichen sein, dass der maximale Energiegewinn erreicht wird –hierbei wurde der Einfluss der Kielwellenfelder zunächst nicht beachtet.

Den obigen Überlegungen folgend wurde die Optimierung vollzogen und führte zu stabilen Einstellungen. Es wurden fortlaufend vergleichbare Einstellungen erreicht, auch wenn unterschiedliche Startwerte und Optimierungsansätze gewählt wurden. Dies zeigt, dass es sich um ein stabiles Extremum im Parameterraum handelt. In der Abbildung 10-1 sind die Magnete aufgeführt und mit ihren systematischen Namen, gemäß der SLS-Konvention, bezeichnet.

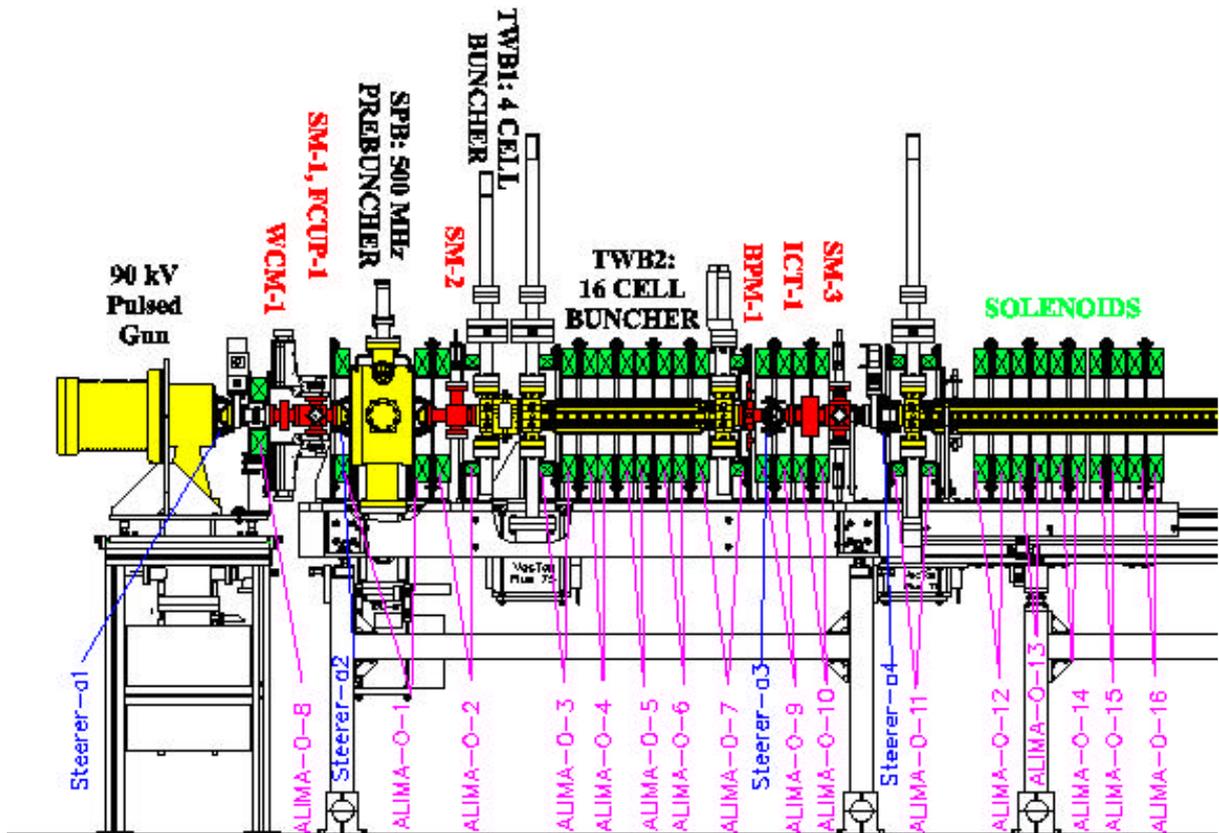


Abbildung 10-1: Schematische Darstellung der Magnete und ihre Bezeichnungen

Die in Tabelle 13-4 angegebenen Werte für die Fokusströme waren während des Abnahmetests eingestellt. Die mit ihnen realisierte Optik lässt sich der Abbildung 10-2 für den Einzelbunch entnehmen.

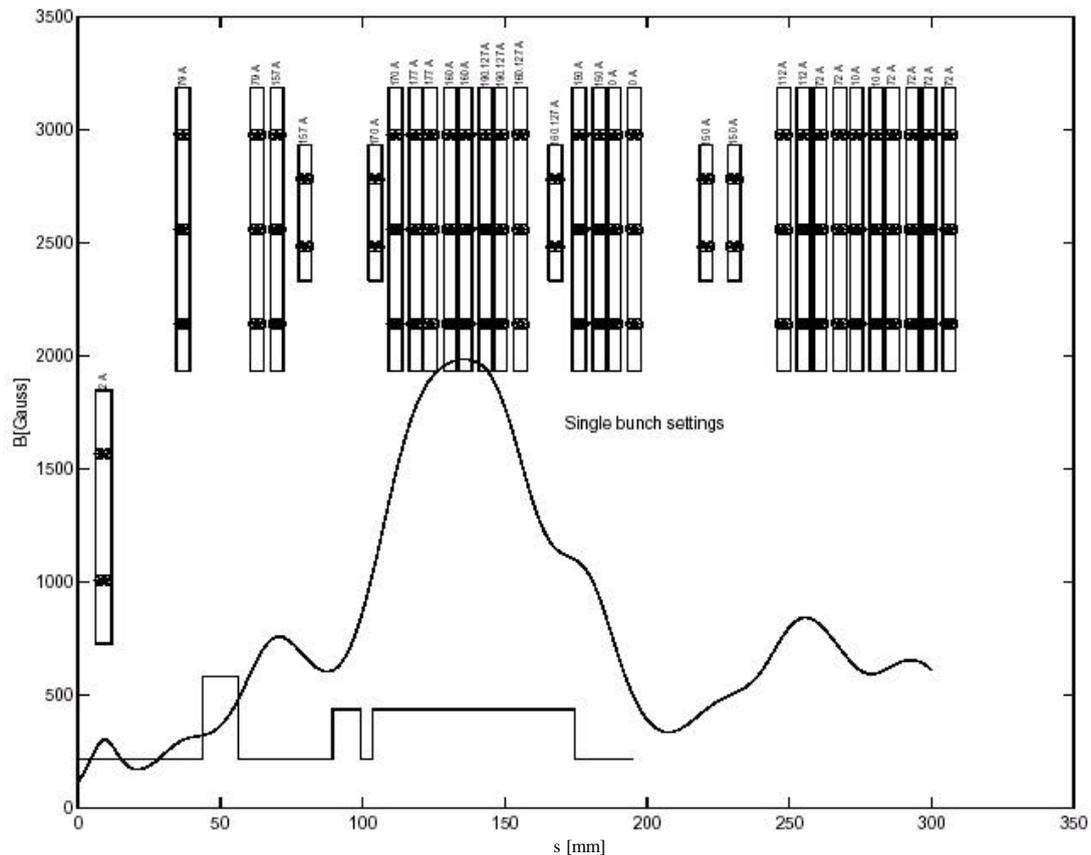


Abbildung 10-2: Simuliertes Fokussierfeld auf Basis der eingestellten Werte für den Einzelbunchmodus

Vergleicht man die unterschiedlichen Einstellungen für den Einzel- und den Multibunchmodus, so ist die unterschiedliche Raumlagerung der Modi zu Beginn nicht sofort zu erkennen. Dies erklärt sich durch die unterschiedlichen Anfangsbedingungen aufgrund der elektrostatischen Fokussierung in der Quelle. Die Ladungsverteilung des raumlagerungsarmen Multibunchmodus hat bei Eintritt in den Wirkungsbereich der Solenoide einen geringeren Durchmesser als die Ladungsverteilung im Einzelbunchmodus, wodurch die Wirkung der Solenoide reduziert ist. So muss im Multibunchmodus zunächst zur Beeinflussung der Strahldivergenz vergleichsweise stark fokussiert werden.

Die zur Zentrierung des Strahls notwendigen Setzwerte für die Korrekturmagnete sind Tabelle 13-5 zu entnehmen. Die Korrekturmagnete waren ausgelegt worden, um Fehllagen bis zu 5mm zu korrigieren, diese Korrektur entspricht einem Setzwert von 5A. Der maximale Setzwert von 0.9A entspricht somit 20% der möglichen Korrektur und spricht für die Qualität der Aufstellung.

10.2 Die Pulsladung

Gemäß der Designvorgabe soll die im Puls transportierte Ladungsmenge von 30pC bis 3nC einstellbar sein, um den Betriebsmodi Topping-Up, Multibunch und Einzelbunch gerecht zu werden. Dies wird, wie bereits beschrieben, in dem gewählten Aufbau durch Variation der Gittervorspannung und der Pulserspannung realisiert. In Abbildung 10-3 zeigt das rechte Bild die Pulsform, wie sie am Faradycup hinter der Elektronenquelle gemessen worden ist, und im linken Bild sind die daraus gewonnenen Pulslängen (FWHM) dargestellt. Ladungsmengen unterhalb von 100pC waren mit den installierten Messvorrichtungen nicht mehr eindeutig messbar.

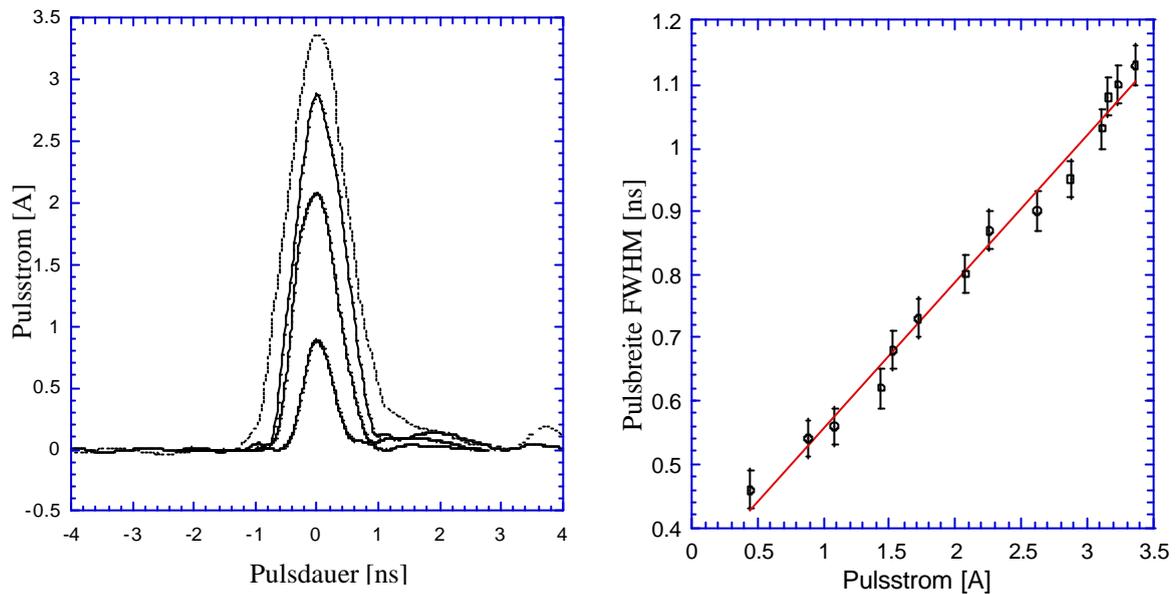


Abbildung 10-3: Gemessene Pulsform und die daraus abgeleitete Pulsbreite für verschiedene Quellenströme

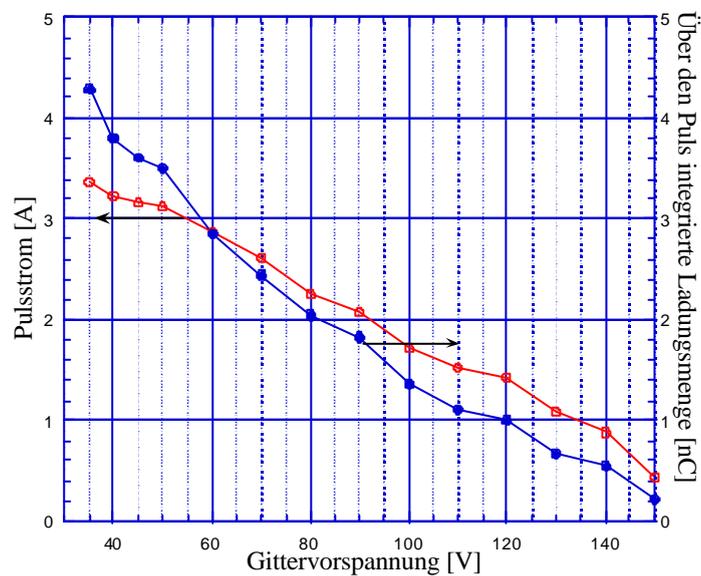


Abbildung 10-4: Spannungs-, *Strom*- bzw. *Ladungs*charakteristik des Pulsers

Bei einer gemessenen Transmission von 85% reicht eine Ladungsmenge von 2nC an der Quelle bereits aus, um die geforderte Ladungsmenge von 1.5nC bei 100MeV Teilchenenergie zu realisieren. Die durchgeführten Messungen zeigen, dass bei dieser Ladungsmenge ein Puls von 0.8ns Halbwertsbreite generiert wird (Abbildung 10-3).

10.3 Die Strahlenergie

Zur Analyse der Energie und der Energiebreite wird der optische Monitor hinter dem Transferdipol verwendet. Alle vorgestellten Ergebnisse sind bei Energien zwischen 100 und 102MeV erreicht worden.

Für das Erreichen von 102MeV waren folgende Leistungswerte der Hochfrequenzversorgung eingestellt:

Komponente	Wert		Einheit
	eingestellt	verfügbar	
500MHz-Prebuncher	400	500	W
4zelliger Buncher	2.7	5	MW
16zelliger Buncher	3.6	5	MW
Struktur 1	14.5	25	MW
Struktur 2	18	35	MW

Tabelle 10-1: Leistungswerte für die Elemente der Bunching- und der Beschleunigersektion

Es steht somit ausreichend Leistung zur Verfügung um die Endenergie deutlich (>30%) zu übertreffen.

10.4 Die Energiebreite

Nach einem sorgfältigen Phasenabgleich lassen sich die in Tabelle 10-2 zusammengefassten Werte für die RMS-Energiebreite erreichen. Hierzu wurde der Emittanzanteil der Strahlausdehnung durch die Wahl einer geeigneten Optik minimiert, so dass der Dispersionsanteil direkt aus dem optischen Bild entnommen und zur Bestimmung der Energiebreite genutzt werden konnte. Die **Dispersion** ist in Abbildung 10-5 **dunkelblau** und die β -Funktion für **x grün** und die β -Funktion für **z hellblau** dargestellt.

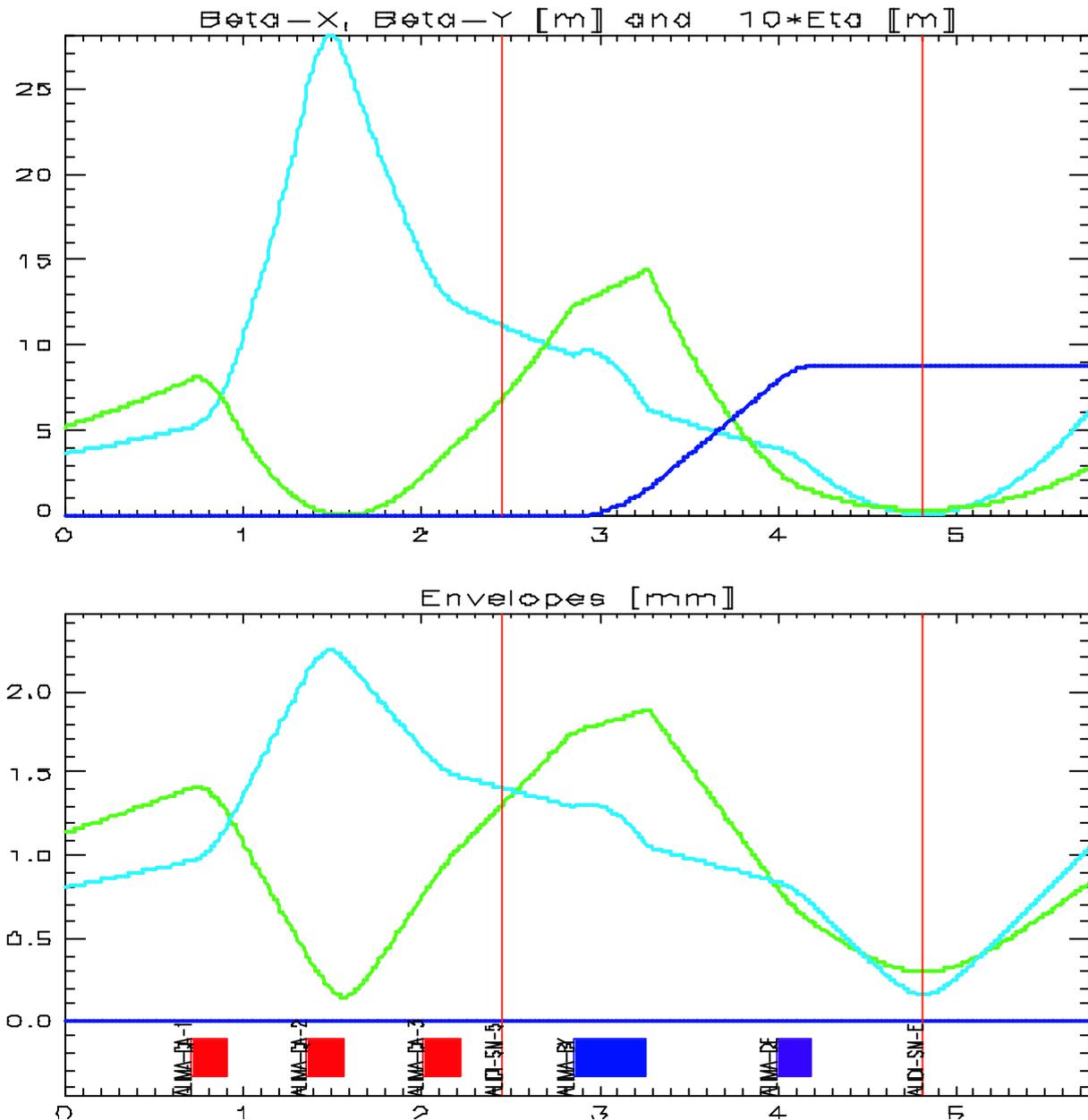


Abbildung 10-5: Strahloptikeinstellung während der Messungen zur Energiebreite

Der Abbildung 10-5 können die optischen Funktionen in **x** und **z** am **Messort** des optischen Monitors entnommen werden. Der Messort befindet sich an der durch die zweite **rote Linie** markierten Position, im Minimum der β -Funktion. Die erste Linie markiert den $-$ bei einer

anderen Optik- zur Emittanzmessung genutzten optischen Monitor (ALIDI-SM5). Die [Dispersionsbahn](#) liegt bei knapp 90cm am Messpunkt, die transversalen Betafunktionen hingegen liegen unter einem Meter und können somit vernachlässigt werden.

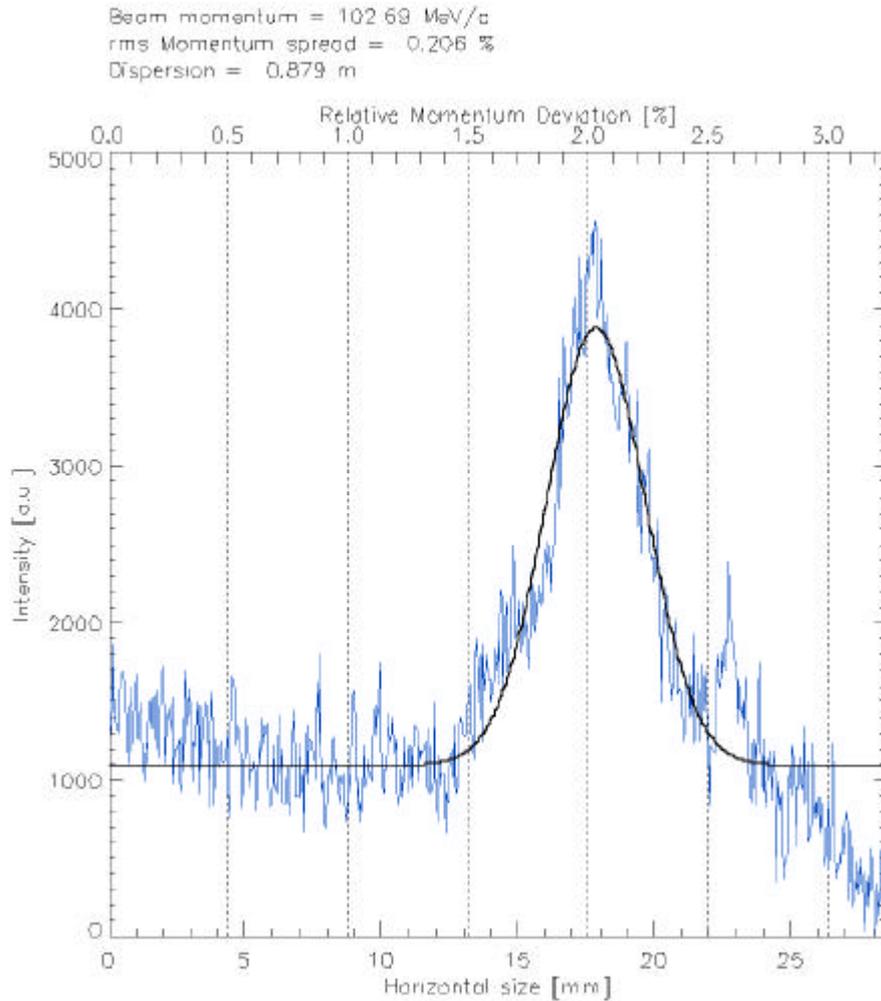


Abbildung 10-6: Horizontale Verteilung der Strahlintensität zur Messung der Energieverteilung für den Einzelbunchmodus

Der Gaußfit an die Verteilung, wie sie in [Abbildung 10-6](#) und [Abbildung 10-7](#) dargestellt ist, diente zur Bestimmung des RMS-Wertes der Verteilung.

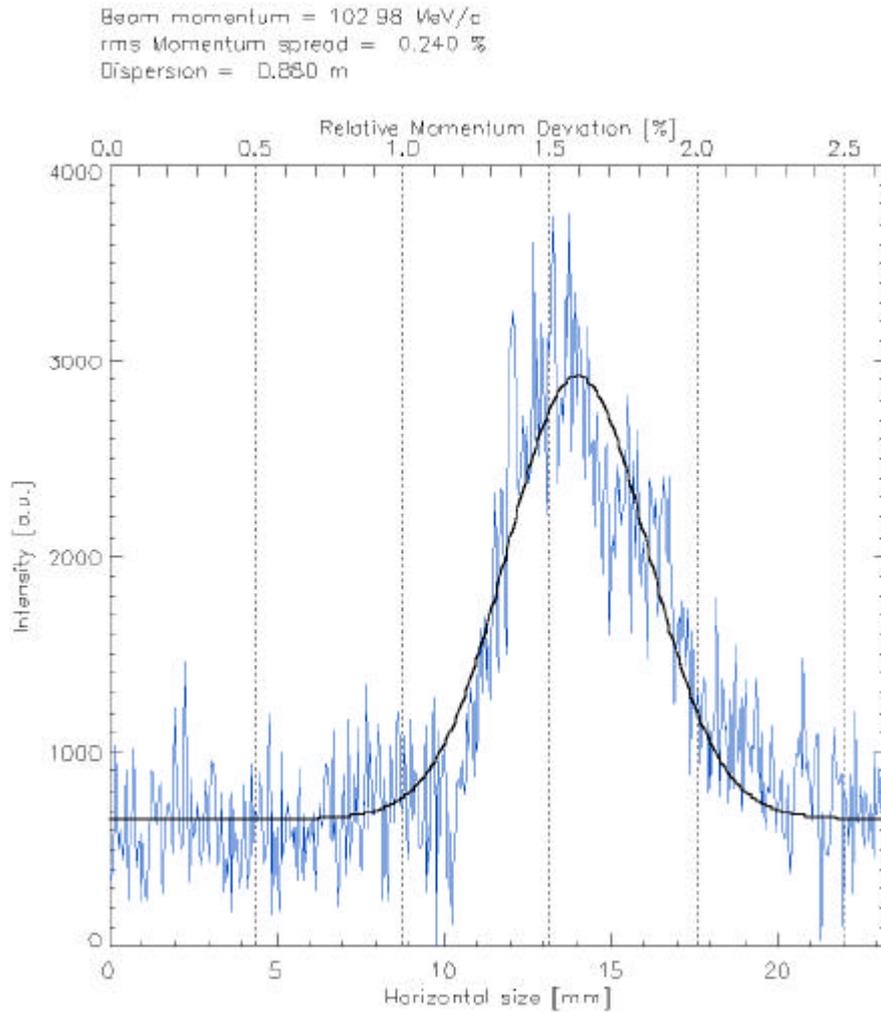


Abbildung 10-7: Horizontale Verteilung der Strahlintensität zur Messung der Energieverteilung für den Multibunchmodus

Im Rahmen der Messungen wurde jeder Betriebsmodus über vier Stunden, ohne einen Eingriff des Operateurs, beobachtet.

Uhrzeit	RMS-Energiebreite [%]	Modus
20:44	0.5	Einzelbunch
21:20	0.2	Einzelbunch
22:45	0.2	Einzelbunch
0:20	0.2	Einzelbunch
Mittelwert	0.27± 0.1	Einzelbunch
0:3	0.37	Multibunch
1:00	0.33	Multibunch
2:00	0.18	Multibunch
3:00	0.18	Multibunch
4:00	0.2	Multibunch
Mittelwert	0.25± 0.8	Multibunch

Tabelle 10-2: Energiebreiten-Messung

Diese Messung zeigt, dass die geforderte RMS-Energiebreite von 0.5% von dem System auch über längere Zeit unterboten werden kann.

10.5 Die Effizienz des Bunchings und der Einfluss des Beamloadings

Die quantitative Messung der Phasenbreite der Verteilung ist auf direktem Weg nicht möglich, da die Mikrobunch mit verfügbaren Messmitteln aufgrund ihrer Kürze von wenigen Pikosekunden, mit der installierten Diagnostik, nicht analysiert werden können. Die Bunchingsektion wurde ausgelegt, um hohe Transmissionsraten und eine geringe Energiebreite realisieren zu können. Beides konnte bereits gezeigt werden. Die installierten Monitore erlauben es sich ein qualitatives Bild von der Wirkungsweise der Bunchingsektion zu machen.

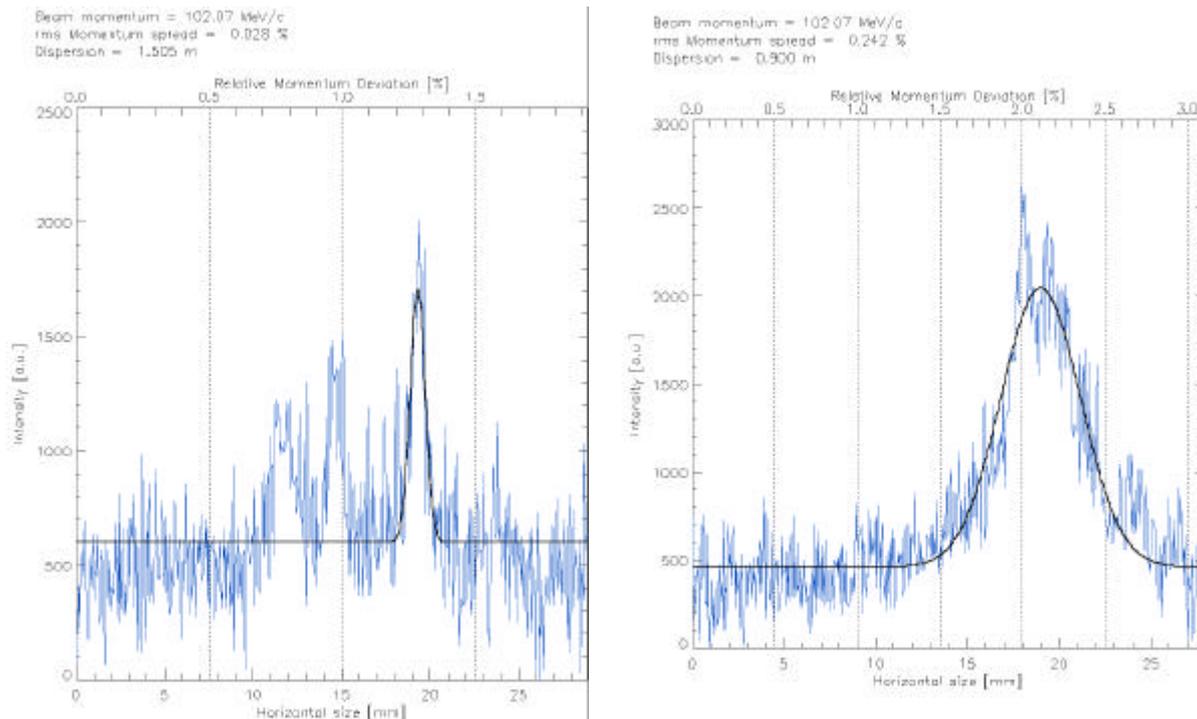


Abbildung 10-8: Einfluss des 500MHz-Prebunchers auf die Energieverteilung

Der Einfluss des 500MHz-Prebunchers lässt sich qualitativ beobachten. Erkennt man im linken Bild der Abbildung 10-8 noch klar mehr als drei Mikrobunche, so werden die anderen durch den Einsatz des 500MHz-Prebunchers entvölkert, so dass der zentrale Mikrobunch deutlich die Majorität der Elektronen beinhaltet. Ein Feinabgleich führt dann zu dem bei der Bestimmung der Energiebreite gezeigten Bild (Abbildung 10-6). Natürlich sind die beiden äußeren Bunche nicht vollständig depopuliert, nur ist die Population so gering, dass die zusätzliche Strahllast in den Beschleunigerstrukturen nicht mehr für eine signifikante Separation in der dispersiven Strecke aufgrund von Beamloading sorgt. Die Beobachtung deckt sich mit der PARMELA-Simulation, die das gleiche Verhalten vorhersagt.

Die Abbildung 10-9 zeigt deutlich vier Mikrobunche, die durch Beamloading in ihrer Energie separiert sind. Die Dispersion am Messort beträgt hier 1.2m. Der mittlere Abstand zwischen den Bunchen ist 1.5 ± 0.05 mm, dies entspricht einer Energiedifferenz von 132 ± 4 keV.

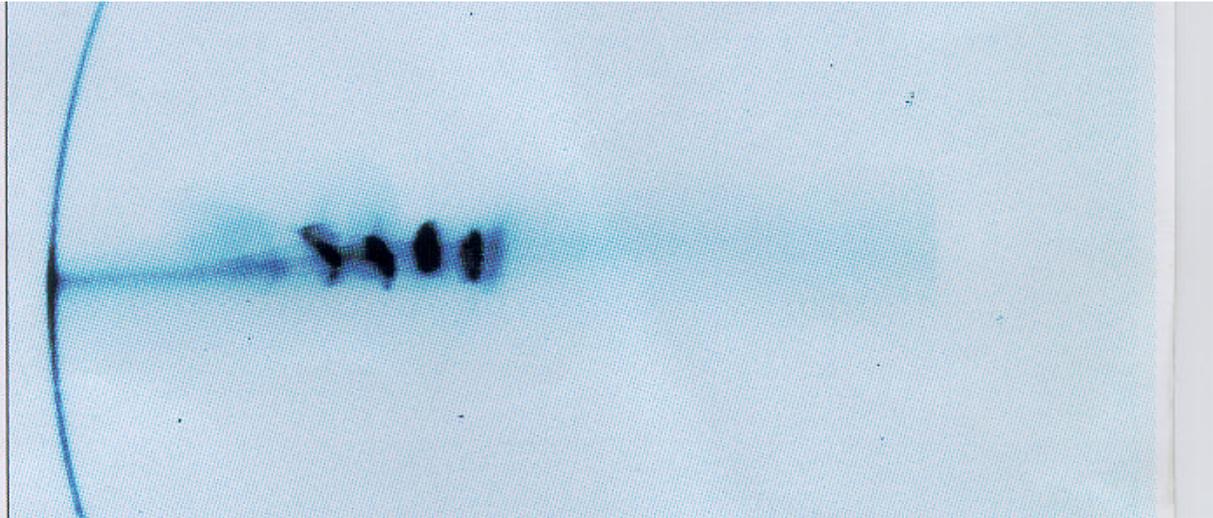


Abbildung 10-9: Mikrobunche

Die RMS-Energiebreite des Zentrums der Mikrobunche (schwarzer Bereich) entspricht wie die Analyse einer anderen Messung zeigte (Abbildung 10-8 links) im Mittel 0.03% der Beschleunigerausgangsenergie von 102 MeV und ist somit zehnmal geringer als der RMS-Wert der gesamten Verteilung, wie sie unter Einsatz des 500MHz-Prebunchers erreicht werden kann. Die Energiebreite ist also klar dominiert durch den Effekt des Beamloadings. Die Bunchingeffizienz spielt eine weit geringere Rolle. Dies zeigt, dass die Bunchingeffizienz eigentlich deutlich höher als notwendig ist. Dies ist ein indirekter Hinweis darauf, dass die longitudinale Phasenkomprimierung des Strahls, wie sie für eine optimale Funktion des Linearbeschleunigers notwendig ist, in der Tat - wie numerisch berechnet - erfolgt.

Die beobachtete Separation deckt sich mit der Abschätzung für die Energieentnahme, wie in Kapitel 7.4.2 abgeleitet. Wegen der hier nur sehr kurzen Strahlpulszeiten (etwa 1 ns) ist die induzierte Spannung aufgrund von Beamloading proportional der Ladung im Strahlpuls. Bei den in Abbildung 10-9 dargestellten Verhältnissen betrug die Pulsladung 1.7 nC, die sich in etwa gleichmäßig auf vier Mikropulse im Abstand von 333 ps verteilt. Betrachtet man Gleichung 7-11, unter Verwendung der Werte gemäß Tabelle 8-10, für diese Ladungsmenge von 1.7 nC, resultiert hieraus eine in einer Linearbeschleunigerstruktur induzierte Spannung von insgesamt 270 kV, bei zwei Strukturen also 540 kV. Auf den einzelnen Mikrobunch entfallen so 135 kV, in sehr schöner Übereinstimmung mit der Messung.

Die Energieakzeptanz des SLS-Boosters mit Werten um 1% $\Delta E/E$ verlangen σ -Energiebreiten am Linearbeschleunigerausgang von maximal 0.5%, wie in Tabelle 8-1 gefordert. Dieser Wert legt damit die Maximalladung des Strahlpulses fest. Ein $\Delta E/E$ von 0.5% entsprechen 500 keV bei 100 MeV. Wie oben gezeigt, ist damit mit einer Ladung von 1.5 – 1.6 nC das Maximum erreicht. Dies ist damit das Ladungslimit für die gegebene Anordnung, wie das Experiment in schöner Weise gezeigt hat.

10.6 Die zeitliche Stabilität der mittleren Strahlenergie

Um die Stabilität des gesamten Systems zu charakterisieren wurde mehrmals über je eine Stunde die Mittenenergie der Ladungsverteilung gemessen und mit Hilfe eines Gaußfits bestimmt. Die Darstellung dieser Messwerte in Form eines Histogramms, wie in Abbildung 10-10 und Abbildung 10-11 für den Einzelbunchbetrieb und den Multibunchmodus dargestellt, erlaubte die spätere Analyse der Schwankungen.

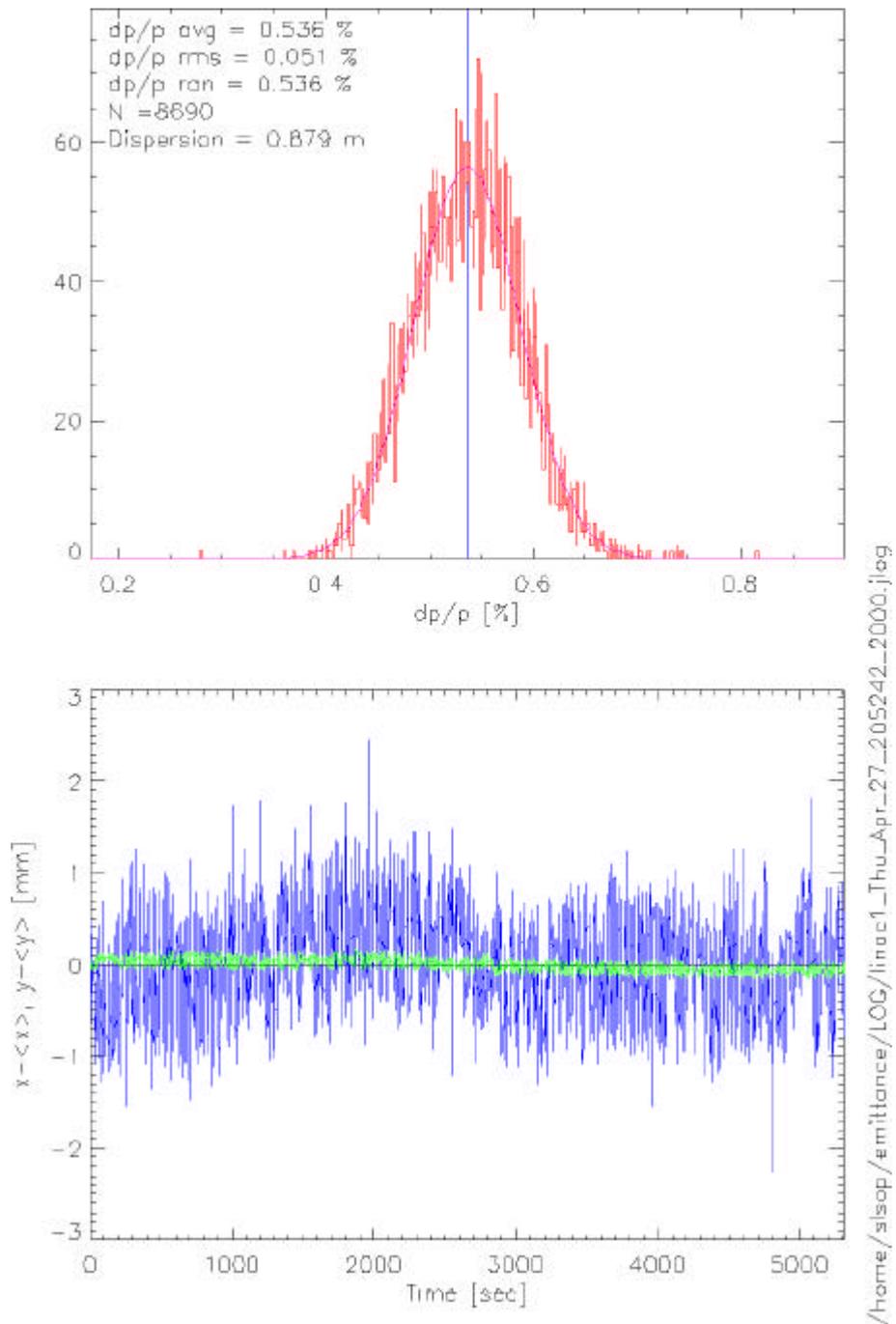


Abbildung 10-10: Graph zur Stabilitätsmessung für den Einzelbunchmodus. Oben: Verteilung der mittleren Strahlenergie für 8690 Einzelmessungen. Unten: Zeitliche Entwicklung der mittleren Strahlenergie vom RMS-Mittelwert

Von diesem Histogramm wird der RMS-Wert, wiederum durch einen Gaußfit, bestimmt und als Maß für die Stabilität genommen.

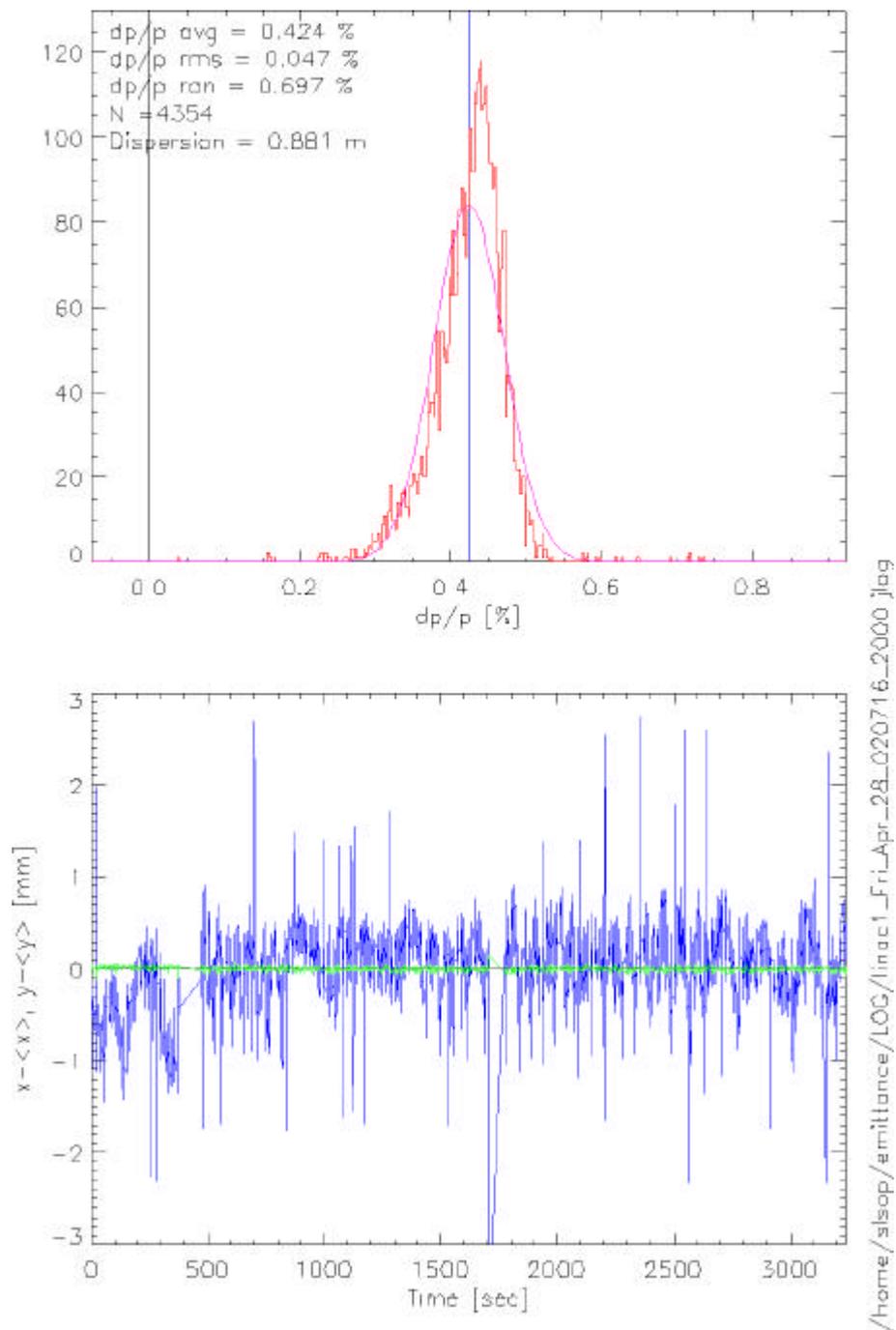


Abbildung 10-11: Graph zur Stabilitätsmessung für den Multibunchmodus. Oben: Verteilung der mittleren Strahlenergie für 4354 Einzelmessungen. Unten: Zeitliche Entwicklung der mittleren Strahlenergie vom RMS-Mittelwert

Die Ergebnisse sind in Tabelle 10-3 zusammengefasst und zeigen, dass die Gesamtheit aller Komponenten stabil arbeitet. Die jeweils einstündigen Messungen wurden 3 bis 4 mal hintereinander gestartet, ohne andere Maschinenparameter nachzustellen oder zu optimieren.

Messung	RMS-Wert		Maximalwert	
	Multibunch	Einzelbunch	Multibunch	Einzelbunch
	[%]	[%]	[%]	[%]
1	0.060	0.066	0.880	0.434
2	0.053	0.060	1.100	0.800
3	0.074	0.050	0.880	0.500
4	0.050		0.700	
Mittelwert	0.059	0.059	0.890	0.578
Abweichung	0.008	0.006	0.105	0.148

Tabelle 10-3: Bestimmung der zeitlichen Stabilität der Strahlenergie in 3-4 je einstündigen Messungen

10.7 Die Emittanz

Die Emittanzmessung wurde unter Verwendung des am PSI [46] entwickelten Programmes, wie in 9.6 beschrieben, durchgeführt.

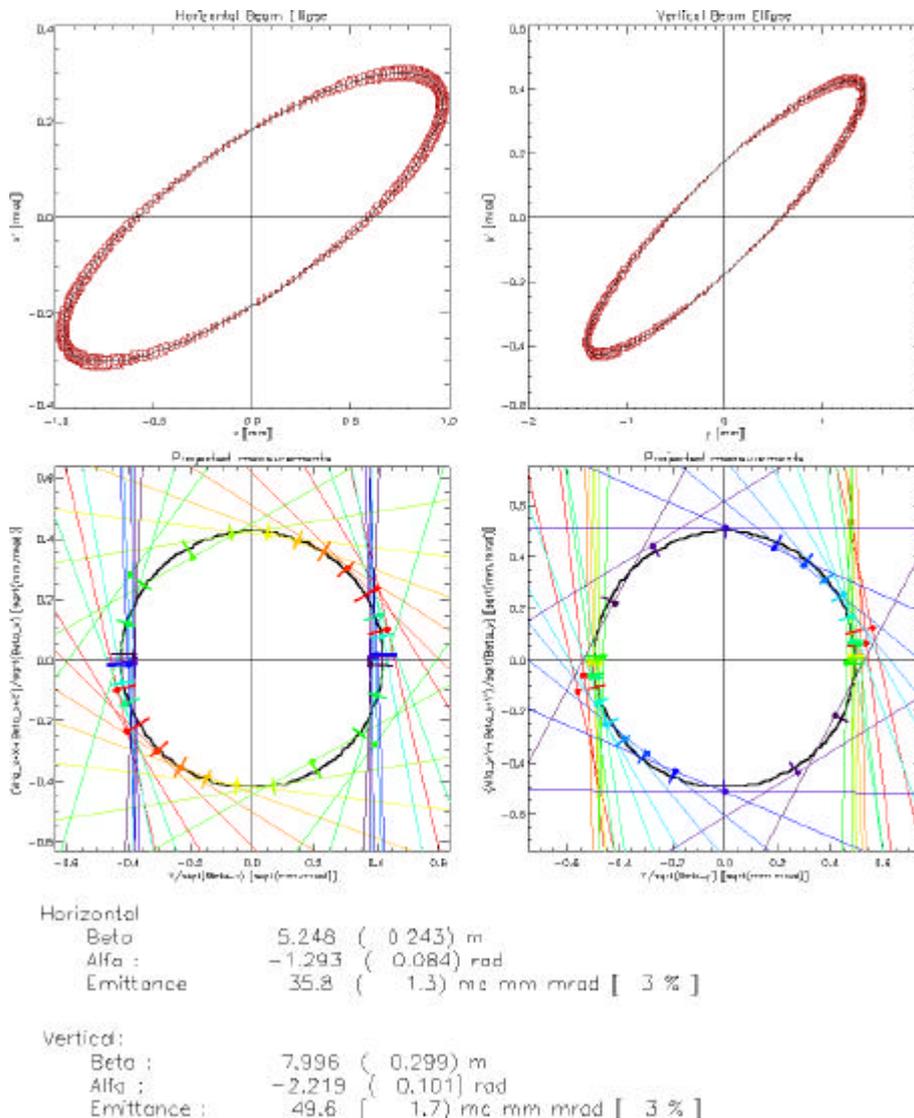


Abbildung 10-12: Ergebnisse der Emittanzmessung für den Einzelbunchmodus. Oben: Lage der unnormierten RMS-Emittanzellipse in den beiden transversalen Ebenen. Unten: Darstellung der Projektion der umgerechneten Messwerte auf die $x-x'$ -Ebene, bzw. $y-y'$ -Ebene [46]. Text: Im Text werden die errechneten Werte der Twiss-Parameter α , β und die normierte RMS-Emittanz angegeben

Die in Abbildung 10-12 dargestellte Ausgabe des Emittanz-Messprogrammes zeigt die Ergebnisse der Einzelmessungen und die daraus resultierende Emittanzellipse für den Einzelbunchmodus, die Ergebnisse des Multibunchmodus lassen sich Abbildung 10-13 entnehmen.

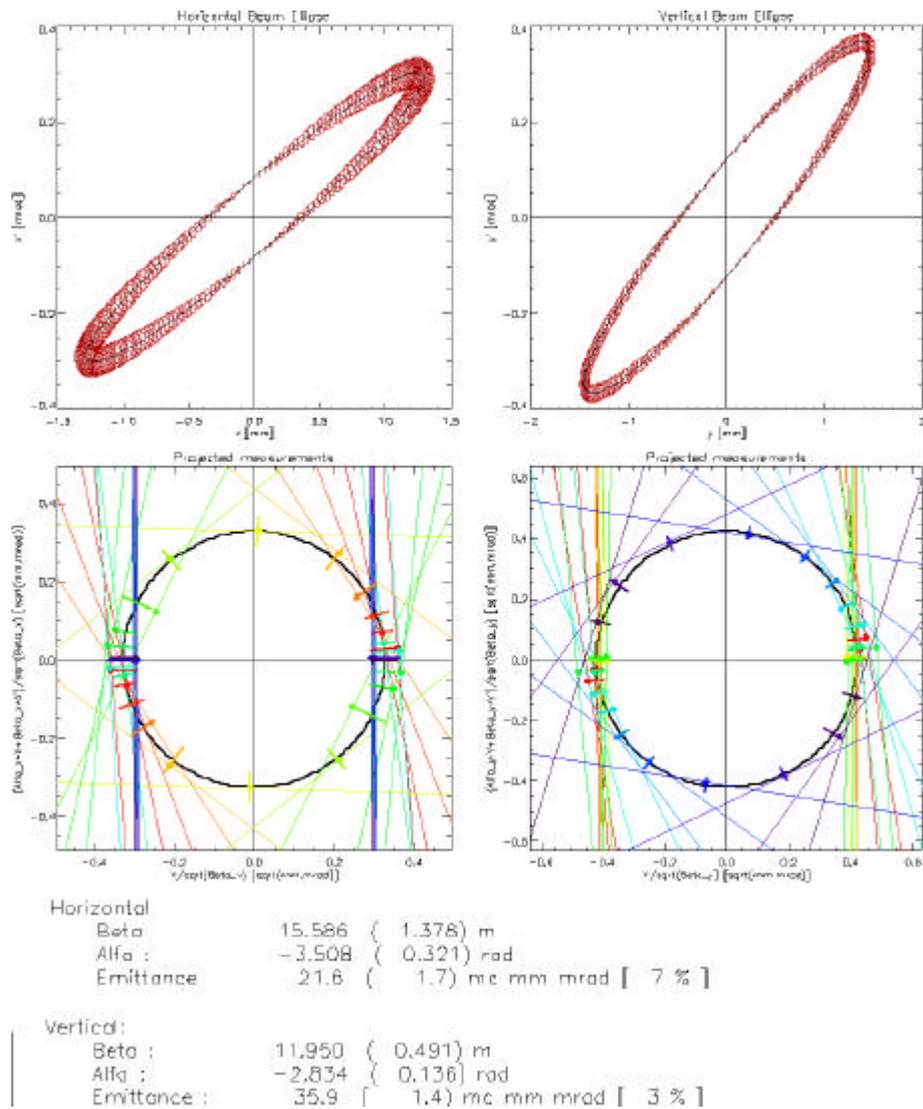


Abbildung 10-13: Ergebnisse der Emittanzmessung für den Multibunchmodus. Oben: Lage der unnormierten RMS-Emittanzellipse in den beiden transversalen Ebenen. Unten: Darstellung der Projektion der umgerechneten Messwerte auf die x - x' -Ebene, bzw. y - y' -Ebene[46]. Text: Im Text werden die errechneten Werte der Twiss-Parameter a , b und die normierte RMS-Emittanz angegeben

Die in Tabelle 10-4 aufgestellten Werte der Emittanzmessung wurden in einem Zeitraum von neun Stunden ermittelt; abgesehen vom Wechseln des Betriebsmodus und dem somit notwendigen Abgleich der Phasen und der Optik wurde die Maschine in diesem Zeitraum weder durch den Operator noch durch automatisierte Funktionen geregelt. Im Rahmen der Messgenauigkeit liegen alle Werte innerhalb der Spezifikationen.

Messung	Normierte RMS-Emittanz in der x-x'-Ebene [p mm mrad]		Normierte RMS-Emittanz in der z-z'-Ebene [p mm mrad]	
	Multibunch	Einzelbunch	Multibunch	Einzelbunch
1	21	33.1	37	53.3
2	20	36	36	50
3	25	42	38	52
4	21	33	35	48
Mittelwert	21.7	36	36.5	51
Abweichung vom Mittelwert	1.6	3	1	1.8

Tabelle 10-4: Ergebnisse der Emittanzmessung für beide Betriebsmodi

Alle gemessenen Emittanzwerte liegen oberhalb der Simulationsvorhersagen von 14π mm mrad (Kapitel 8.3.3). Die hier angegebenen Werte wurden zur Systemabnahme erreicht, und nur im Einzelbunchmodus waren Abweichungen von mehr als einem Faktor 2 zu beobachten. Zunehmende Betriebserfahrung seit April 2000 und durch das PSI durchgeführte weitere Optimierungen haben zu geringeren Werten geführt, die nun die Simulationsergebnisse bestätigen.

11 Zusammenfassung

Im Rahmen der vorliegenden Dissertation wurden, ausgehend von einer Einführung in die vielfältigen Anforderungen moderner Synchrotronstrahlungsquellen, die Wahl und die Parameter des Vorbeschleunigers für den Speicherring einer Synchrotronstrahlungsquelle begründet. Nach einer allgemeinen Einführung in Wirkungsweise, Aufbau und Betrieb von Synchrotronstrahlungsquellen wurde am Beispiel der Schweizer Synchrotronstrahlungsquelle SLS aufgezeigt, dass ein Booster-Synchrotron der geeignete Vorbeschleuniger für den Speicherring einer Strahlungsquelle der 3. Generation ist. Sodann wurden die Anforderungen des SLS-Booster-Synchrotrons an seinen Injektor diskutiert, und es wurde begründet, warum die Kombination eines Booster-Synchrotrons, mit einem Linearbeschleuniger als Injektor, die optimale Wahl für ein Vorbeschleunigersystem ist. Es wurde eine Einführung in das Prinzip und den Aufbau eines Elektronenlinearbeschleunigers gegeben, und Ergebnisse computergestützter Simulationsrechnungen unter Verwendung mehrerer spezialisierter Programme vorgestellt, mit deren Hilfe der vollständige Entwurf eines 100MeV-Linearbeschleunigers erarbeitet wurde. Dieser Entwurf bildete die Basis für die Konstruktion und Herstellung. Eine Besonderheit stellte hier die Integration unterschiedlicher Betriebsmodi in ein gemeinsames Linearbeschleunigerkonzept dar. Hochstrom-Kurzpuls-Betrieb sollte ebenso möglich sein, wie die Realisierung niedriger Ströme in langen Pulsen. Experimentelle Untersuchungen wurden an Komponenten von Subsystemen des Linearbeschleunigers vorgenommen, um ihre Integrationsfähigkeit zu überprüfen.

Max. Einzelbunchbreite	1ns
Ladungsmenge im Puls	1.5nC
Energie	>100MeV
Puls-zu-Puls-Energiestabilität	<0.25%
Relative Energiebreite	<0.5% (rms), $\pm 1.5%$ (100%)
Normalisierte Emittanz (1σ)	<50 π mm mrad (in beiden Ebenen)
Einzelbunchreinheit	<0.01
Wiederholrate	3.125Hz (nominal), 10Hz (maximal)

Tabelle 11-1: Ergebnisse im Einzelbunchbetrieb (wie im Abnahmeprotokoll des PSI festgehalten)

Multibunchlänge (500MHz-Struktur)	0.2 - 0.9 μ s
Ladung im Multibunch	1.5nC
Energie	>100MeV
Puls-zuPuls-Energiestabilität	<0.25%
Relative Energiebreite	<0.5% (rms), $\pm 1.5%$ (100%)
Normalisierte Emittanz (1σ)	<50 π mm mrad (in beiden Ebenen)
Mikrobunch -Reinheit (1ns)	<0.01
Wiederholrate	3.125Hz (nominal), 10Hz (maximal)

Tabelle 11-2: Eigenschaften des Multibunchbetriebs (wie im Abnahmeprotokoll des PSI festgehalten)

Wichtige Subsysteme, wie die Elektronenquelle und das magnetische Fokussierungssystem der Niederenergiesektion des Beschleunigers, wurden vor ihrer Integration in den Beschleuniger auf ihre Funktionsfähigkeit überprüft und ihre experimentell ermittelten charakteristischen Parameter mit den Ergebnissen der Simulationsrechnungen verglichen und

optimiert. Letztendlich wurde der Linearbeschleuniger am Paul Scherer Institut in der Schweiz aufgebaut und in Betrieb genommen. Danach wurde das „Gesamtsystem Linearbeschleuniger“ über mehrere Wochen getestet und die Parameter der Beschleunigerkomponenten sowie der Strahloptik so optimiert, dass die summarisch in Tabelle 11-1 und Tabelle 11-2 aufgeführten Ziele erreicht werden konnten. Die Raumladungsgrenze im Kurzpulsbetrieb wurde mit Ladungsmengen größer als 1.5 nC sicher erreicht. Dies konnte auch theoretisch untermauert und die strahlinduzierte Energievariation experimentell nachgewiesen werden.

Die durch sorgfältige Analyse der Anforderungen und detaillierte Simulation der relevanten Komponenten und ihr Zusammenspiel ausgelegte und unter Berücksichtigung modernster Produktionsverfahren hergestellte Anlage konnte alle Erwartungen bestätigen oder gar übertreffen und leistet seitdem zuverlässig ihren Dienst. Damit steht ein System zur Verfügung, welches den Bedürfnissen von Synchrotronstrahlungsquellen der 3. Generation einschließlich der Realisierung des „Topping-Up“-Betriebsmodus entsprechend ausgelegt worden ist und so auch für andere folgende Projekte zur Verfügung steht.

12 Anhang

12.1 Einführende Analyse in Beschleunigerstrukturen für relativistische Elektronen

Die Beschleunigungsstruktur eines Linearbeschleunigers für relativistische Elektronen besteht aus einer Abfolge von gekoppelten Hohlraumresonatoren, in denen elektromagnetische Felder zur Beschleunigung geladener Teilchen angeregt werden können. Im Falle von Elektronenlinearbeschleunigern sind dies Beschleunigungsstrukturen von gekoppelten Hohlraumresonatoren (Topfresonatoren) von kreiszylindrischem Querschnitt, die dem englischen Sprachgebrauch folgend „Pillbox-Resonatoren“ genannt werden.

12.1.1 Elektromagnetische Felder und charakteristische Größen eines Pillbox-Resonators

Pillbox-Resonatoren sind die Bausteine der Beschleunigungsstrukturen eines Elektronenlinearbeschleunigers. In diesem Unterkapitel sollen diejenigen elektromagnetischen Eigenschaften eines Pillbox-Resonators beschrieben werden, welche für die in Kapitel 7.2 gemachten Betrachtungen von Bedeutung sind.

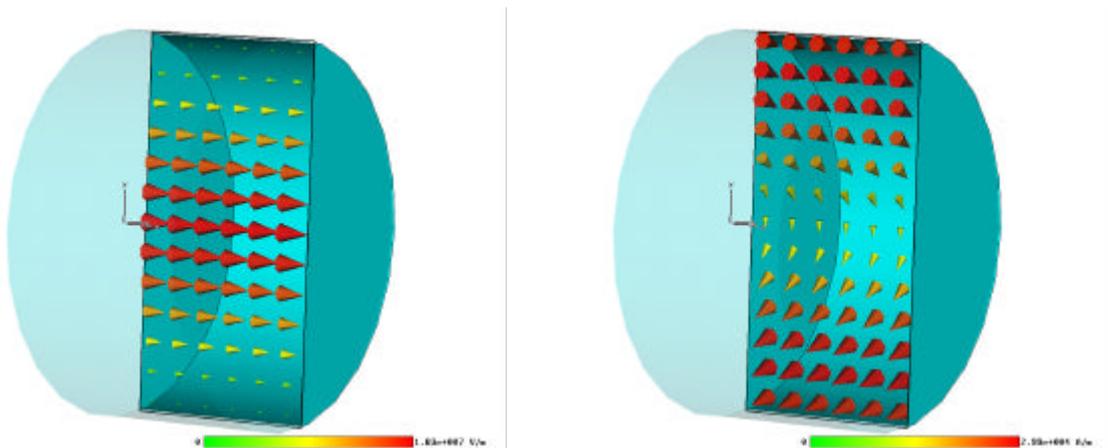


Abbildung 12-1: Schematische Darstellung eines Topfresonators (Pillbox Cavity), links der Verlauf des elektrischen und rechts der des magnetischen Feldes (Berechnung erfolgte mit Microwave Studio[47], dies führt zu der abweichenden Nomenklatur für die longitudinale Komponente, hier also z anstelle von s)

In Pillbox Cavities, können sowohl transversal magnetische $TM_{m,n,p}$ -Modi als auch transversal elektrische $TE_{m,n,p}$ -Modi angeregt werden. Transversal bedeutet hier eine transversale Feldrichtung relativ zur Symmetrieachse (z -Achse) des Resonators. Die Indizes m,n,p stehen dabei für die Anzahl der halben räumlichen Periodenlängen des HF-Feldes im Resonator in azimuthaler (ϕ), radialer (r) und longitudinaler (z) Richtung. Die transversal magnetischen Modi weisen longitudinale elektrische Felder auf, und die transversal elektrischen Modi sind von longitudinalen Magnetfeldern begleitet. TM -Modi eignen sich also zur Teilchenbeschleunigung. Der für die Beschleunigung meist verwendete TM_{010} -Modus ist durch seine Komponenten:

$$E_z(r) = E_0 J_0(k_r r) \cos \omega t \quad \text{und} \quad E_r = E_\phi = 0$$

sowie

$$cB_\phi = -E_0 J_1(k_r r) \sin \omega t \quad \text{und} \quad B_r = B_z = 0. \quad \text{Gleichung 12-1}$$

gegeben. E_0 ist die Amplitude des elektrischen Beschleunigungsfeldes auf der Achse des Resonators ($r=0$). J_0 und J_1 sind die Besselfunktionen nullter und erster Ordnung. Die Resonanzfrequenz ω_c des Resonators ist durch

$$w_c = 2\pi n_c = k_r c = 2.405c/R_c \quad \text{Gleichung 12-2}$$

gegeben, wobei R_c der Radius des zylindrischen Topfresonators ist.

Die in Gleichung 12-2 angegebenen Beziehungen geben die Felder in einem Resonator ohne Strahlein- und Strahlaustrittsöffnungen an. Sie können daher nur als erste Näherung für das Feld in einem Beschleunigungsresonator dienen. Beschleunigungsstrukturen bestehen aus einer periodischen Kette gekoppelter Pillbox-Resonatoren, die über ihre elektrischen Felder in den Strahleintritts- bzw. Strahlaustrittsöffnungen miteinander verkoppelt sind.

Die im Beschleunigungsresonator zum Betrieb notwendige Leistung setzt sich zum einen aus der vom zu beschleunigenden Elektronenstrahl aus dem Resonatorfeld aufgenommenen Leistung und zum anderen aus der in den Wänden des Resonators in Joule'sche Wärme umgewandelten Verlustleistung P des Resonators zusammen. Für diese Verlustleistung an den zylindrischen Wänden und den Endflächen gilt die Beziehung:

$$P = p R_c R_s E_0^2 \frac{e_0}{m_0} J_1^2(2,405)(\ell + R_c). \quad \text{Gleichung 12-3}$$

In Gleichung 12-3 ist R_C der Hochfrequenzoberflächenwiderstand des Resonatormaterials, für das in der Regel Kupfer gewählt wird. Ist σ die spezifische Leitfähigkeit des Resonatormaterials, so gilt für R_C :

$$R_C = \sqrt{\frac{m_0 w}{2s}}. \quad \text{Gleichung 12-4}$$

Betrachtet man die Verlustleistung pro Längeneinheit P/ℓ unter Berücksichtigung von R_s und der Tatsache, dass sowohl ℓ als auch R_c mit $1/w$ skalieren, so sieht man, dass die Verlustleistung pro Längeneinheit mit $1/\sqrt{w}$ abnimmt. Hohe Frequenzen erscheinen daher, insbesondere bei Elektronenlinearbeschleunigern, bevorzugt. Bei hohen Frequenzen reduziert sich jedoch auch die verfügbare Strahlöffnung, und die Toleranzanforderungen werden anspruchsvoller.

12.1.2 Die detaillierte Betrachtung der Beschleunigungsstruktur als Kette gekoppelter Pillbox-Resonatoren

In einem Elektronenlinearbeschleuniger, in dem die zu beschleunigenden Teilchen praktisch bereits in den ersten Beschleunigungsresonatoren eine konstante Geschwindigkeit sehr nahe bei c erreichen, ist es ineffektiv die Beschleunigungsstruktur aus einzelnen Topfresonatoren aufzubauen. Bereits im ersten Elektronenlinearbeschleuniger wurden daher Beschleunigungsstrukturen aus gekoppelten Resonatoren verwendet (siehe hierzu Abbildung 12-2).

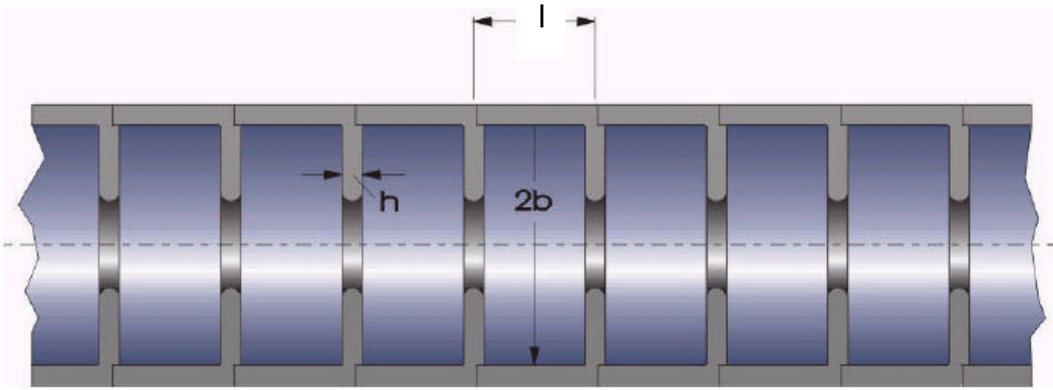


Abbildung 12-2: Aufbau der Beschleunigungsstruktur eines Elektronenlinacs

Je nach den elektromagnetischen Randbedingungen sind Beschleunigungsstrukturen entweder als gekoppelte Resonatoren in Stehwellenanregung zu betreiben oder als Laufzeitketten im Wanderwellenbetrieb. Was dies bedeutet, wird deutlich, wenn man die elektromagnetisch gekoppelten Pillbox-Resonatoren in einem Modell kapazitiv gekoppelter L-C-Schwingkreise beschreibt.

12.1.2.1 Das Modell äquivalenter Schaltkreise für Beschleunigerstrukturen

In diesem Kapitel soll ein bewährtes Modell äquivalenter Schaltkreise zur Beschreibung der elektromagnetischen Parameter von Beschleunigungsstrukturen vorgestellt werden.

12.1.2.2 Charakteristische Gleichung und Dispersionsrelation einer Kette gekoppelter Schwingkreise

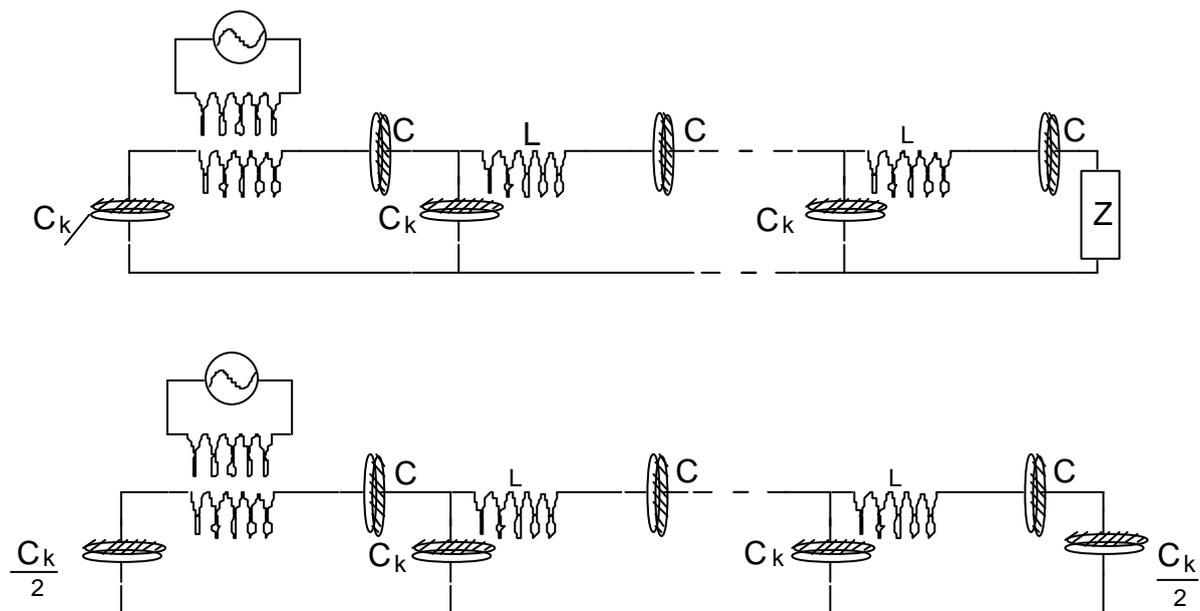


Abbildung 12-3: Kette aus identischen und äquidistanten Impedanzen Z und Admittanzen Y zur Beschreibung der Eigenschaften von Beschleunigerstrukturen.

In Abbildung 12-3 stehen die Impedanzen $Z = i\omega L + \frac{1}{i\omega C}$ für die Pillbox-Resonatoren aus, und die Admittanzen $Y = i\omega C_k$ repräsentieren die Kopplung der Pillbox-Resonatoren über ihre elektrischen Felder in den Koppel- bzw. Strahlöffnungen der einzelnen Resonatoren. Schreibt man die Kirchhoffschen Gesetze für ein vollständiges Element dieser unendlichen Kette auf, so ergibt sich:

$$\begin{aligned} I_{n-1} - I_n &= YV_n, \\ I_n - I_{n+1} &= YV_{n+1}, \\ V_n - V_{n+1} &= ZI_n. \end{aligned} \quad \text{Gleichung 12-5}$$

Die Eliminierung von V_n und V_{n+1} aus Gleichung 12-5 führt zur charakteristischen Gleichung der LC-Kette:

$$I_{n-1} - I_n(YZ + 2) + I_{n+1} = 0. \quad \text{Gleichung 12-6}$$

Ist ℓ die Periodenlänge⁴⁹ der LC-Kette, so kann man die charakteristische Gleichung der Kette mit dem Ansatz

$$\begin{aligned} I_n &= 2I_0 \sin(\Psi) \cos(\omega t) \\ \text{mit} & \\ n &= 1, 2, 3, \dots \end{aligned} \quad \text{Gleichung 12-7}$$

lösen, falls für Ψ die Relation

$$\cos(\Psi) = 1 + \frac{YZ}{2} \quad \text{Gleichung 12-8}$$

erfüllt ist.

Um die LC-Kette den Bedingungen der in Abbildung 12-3 gezeigten Kette gekoppelter Pillbox-Resonatoren anzupassen, wählt man:

$$Z = i\omega L + \frac{1}{i\omega C} \quad \text{und} \quad Y = i\omega C_k. \quad \text{Gleichung 12-9}$$

Die Resonanzfrequenz des LC-Serienschwingkreises $\omega_0^2 = 1/(LC)$ entspricht der Resonanzfrequenz der ungestörten Pillbox-Resonatoren⁵⁰ der Beschleunigungsstruktur. Aus Gleichung 12-8 erhält man die Dispersionsrelation:

$$\omega^2 = \omega_0^2 [1 + k(1 - \cos(\Psi))]. \quad \text{Gleichung 12-10}$$

Der Koppelfaktor zwischen den LC-Resonatoren der Kette wird durch den Koppelfaktor $k = C/C_k$ gegeben.

Beschleunigungsstrukturen haben immer eine endliche Länge und bestehen, z.B. im Fall der hier betrachteten Struktur, aus N Pillbox-Resonatoren. N gekoppelte Resonatoren besitzen genau N Eigenschwingungen. Diese Eigenfrequenzen seien mit ω_q bezeichnet und die

⁴⁹ In der Beschleunigerstruktur entspricht die Periodenlänge der Länge einer Pillbox-Cavity in Strahlrichtung.

⁵⁰ Pillbox-Cavities ohne Koppellöcher bzw. Strahlöffnungen.

zugehörigen Werte von Ψ mit Ψ_q . Es lässt sich zeigen, dass bei vollen Anfangs- und Endzellen die N Werte für Ψ_q gegeben sind durch:

$$\Psi_q = \frac{qP}{N} \text{ für } q = 1, 2, 3, \dots, N. \quad \text{Gleichung 12-11}$$

Für die Ströme in den LC-Kreisen der Kette mit N Elementen ergibt sich:

$$I_n = 2I_0 \sin\left(\frac{2n-1}{2}\Psi_q\right) \cos(\mathbf{w}_q t) \text{ für } n = 1, 2, 3, \dots, N. \quad \text{Gleichung 12-12}$$

Ordnet man den Strömen I_n in den LC-Schwingkreisen der LC-Kette die Beschleunigungsfeldstärken E_n in den Pillbox-Resonatoren der Beschleunigungsstruktur aus Abbildung 12-3 zu, so erhält man für die N Zellen (Pillbox-Resonatoren) der Beschleunigerstruktur:

$$E_n = 2E_0 \sin\left(\frac{2n-1}{2}\Psi_q\right) \cos(\mathbf{w}_q t) \text{ für } n = 1, 2, 3, \dots, N \quad \text{Gleichung 12-13}$$

und für die Dispersionsrelation der N Eigenschwingungen

$$\mathbf{w}_q^2 = \mathbf{w}_0^2 \left\{ 1 + \mathbf{k} \left[1 - \cos\left(\frac{qP}{N}\right) \right] \right\}. \quad \text{Gleichung 12-14}$$

Für den Wanderwellenbetrieb ist die Kette von Resonatoren am Ende mit ihrem Wellenwiderstand abgeschlossen, so dass von der am Beginn der Kette eingespeisten Hochfrequenzleistung nichts reflektiert wird.

Schreibt man Gleichung 12-13 als:

$$\begin{aligned} E_n &= 2E_0 \sin(k_q z_n) \cos(\mathbf{w}_q t) \text{ für } n = 1, 2, 3, \dots, N \\ \text{mit } k_q &= qk_0 \text{ und } k_0 = \frac{2P}{I_0} \text{ bei } I_o = 2N\ell = 2L \\ \text{mit } L &= \text{Länge der Beschleunigerstruktur} \\ \text{und } z_n &= \left(\frac{2n-1}{2}\ell\right) \end{aligned} \quad \text{Gleichung 12-15}$$

so erkennt man im Grenzfall sehr großer N die Gleichung einer stehenden Welle⁵¹. Eine stehende Welle lässt sich immer als Summe zweier laufender Wellen mit gleichen Amplituden aber entgegengesetzten Ausbreitungsrichtungen darstellen. Beim Design von Linearbeschleunigerstrukturen führt dies zu Stehwellen- und Wanderwellenstrukturen.

12.2 Betrachtung existierender Linacs

Eine Voraussetzung für die Auslegung der SLS war die Verwendung von nicht mehr in der Entwicklung befindlichen Beschleunigerkomponenten. Aus diesem Grund wurden im Rahmen dieser Arbeit zunächst existierende technische Konzepte auf ihre Anwendbarkeit in

⁵¹ In diesem Fall wird die diskrete Variable z_n zur kontinuierlichen Variablen z .

der SLS überprüft. Danach wurde eine Auswahl der prinzipiell verwendbaren Entwürfe getroffen.

Es wurden dazu die drei Linearbeschleuniger von SBTF DESY, DELTA⁵² und LIL⁵³ in Betracht gezogen, die im folgenden kurz dargestellt werden.

12.2.1 Der DELTA-Injektor-Linac

Der DELTA-Injektor-Linearbeschleuniger [48] besteht aus einer 50kV-Elektronenquelle, die neben einem 2ns Kurzpuls, auch einen 90ns Multibunch erzeugen kann. Im 2ns Betrieb ist ein Pulsstrom von ca. 2A an der Quelle erreichbar.

Die Bunchingsektion besteht aus einem 3GHz-Prebuncher und einem Stehwellenbuncher vom LIL-Typ. Die Endenergie von 75MeV wird mit einer 6m langen S-Band-Beschleunigersektionen erreicht, die im Rahmen der S-Band-Linear-Collider-Test-Studie gebaut [49] und später DELTA zur Verfügung gestellt wurde [50].



Abbildung 12-4: Der DELTA-Injektor-Linearbeschleuniger

Vor Verwendung dieser Struktur, wurden zwei 3m lange Wanderwellenstrukturen verwendet, wie in Abbildung 12-5 dargestellt, die Ende der 70Jahre des vergangenen Jahrhunderts von Thomson CGR MeV für die Mainzer Universität hergestellt worden waren.

⁵² DELTA betreibt als Injektor für ihre Synchrotronstrahlungsquelle ebenfalls einen Linearbeschleuniger. Dieser wurde während des laufenden SLS-Projektes mit SBTF-Technologie umgebaut.

⁵³ Der LEP-Injektor-Linearbeschleuniger ist ein Linearbeschleuniger, der zur Erzeugung von Positronen und deren weiterer Beschleunigung an der Beschleunigeranlage CERN betrieben wird.

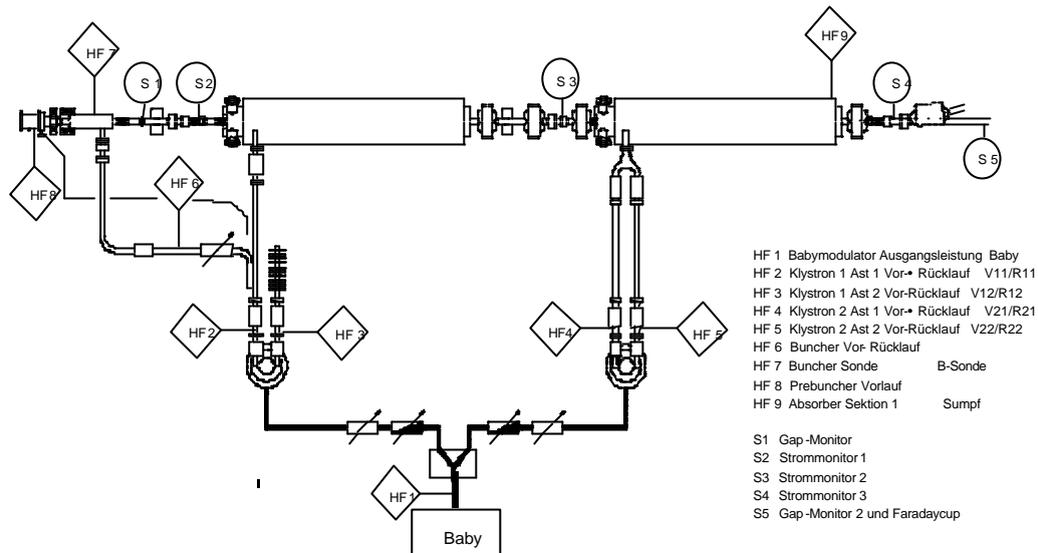


Abbildung 12-5: Schematische Darstellung des DELTA-Injektor-Linearbeschleunigers vor dem Umbau

Durchgeführte Simulationen [50] zeigen, dass diese Anordnung, nach Optimierung der Fokussierung und Anpassung der Drift zwischen Prebuncher und Stehwellenbuncher, eine Sammlung von 70% aller innerhalb von 2ns erzeugten Teilchen in 20° des 3GHz-Beschleunigungssystems erlaubt.

12.2.2 Der LEP Injektor-Linac

Der LEP-Injektor-Linearbeschleuniger (LIL) erzeugt seine Elektronen in einer 80kV Quelle, deren sphärische Kathode eine Fläche von 10cm^2 hat und 10A Pulsstrom zur Verfügung stellen kann. Die Bunchingsektion besteht aus einem 3GHz-Prebuncher und einem 12-zelligen Stehwellenbuncher, der im $2\pi/3$ -Modus betrieben wird. Die Endenergie des Injektors von 28MeV wird durch die weitere Verwendung einer 3m langen Beschleunigerstruktur erreicht. Die Fokussierung wird durch vier Solenoide vor der Bunchingsektion, einem über den ganzen Buncher ausgedehnten und einem weiteren hinter dem Buncher realisiert. Zur Anpassung an die erste Beschleunigerstruktur wird ein Quadrupol-Triplett verwendet.

Gemäß der am CERN durchgeführten Simulationen [9] für einen Pulsstrom von 4.5A ermöglicht diese Anordnung das Sammeln von 50% aller gestarteten Teilchen in 16° des Beschleunigungsfeldes. Die geringe Bunchingeffizienz ergibt sich aus der hohen Ladungsdichte. Simulationen zeigen, dass bei 1.5A eine Bunchingeffizienz von 70% erwartet werden kann.

12.2.3 Der Linearbeschleuniger der S-Band-Linear-Collider-Studie

Für die Linear-Collider-Studie, wurde am DESY ein auf konventioneller S-Band-Technologie beruhendes Injektorsystem aufgebaut. Zur Elektronenerzeugung wurde eine 90kV-DC-Quelle mit einer Standard-EIMAC-Kathode ausgewählt [51].

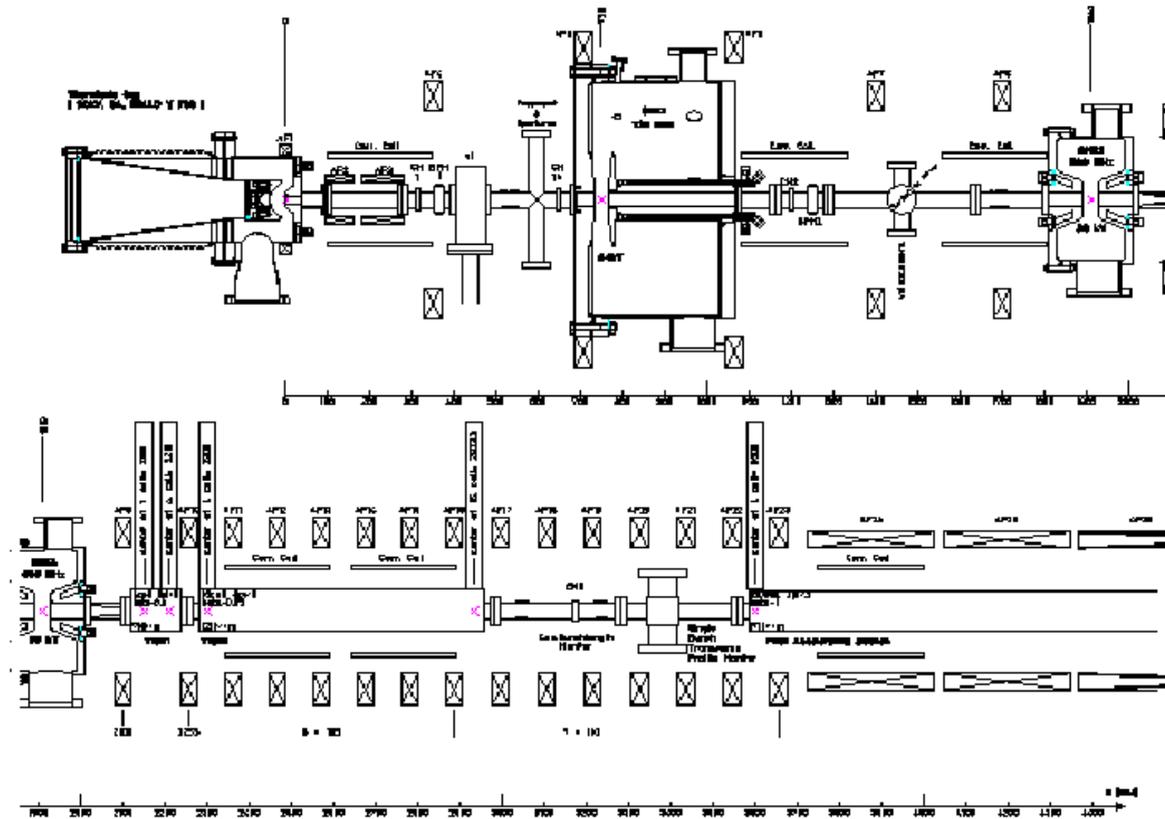


Abbildung 12-6: Layout des Niederenergiebereiches der S-Band-Linear-Collider-Studie[51]

Diese Quelle kann bei einer Perveance von $0.22\mu\text{A}/\text{V}^{3/2}$ in der Raumladungsgrenze einen Pulsstrom von 6A erzeugen. Die Beschleunigungsspannung erlaubt ein effektives Bunching bei kontrollierbaren Raumladungseffekten.

Die eigentliche Bunchingsektion besteht aus zwei subharmonischen Prebunchern (Betriebsfrequenzen sind 125 und 500MHz), wie sie im oberen Teil des Schemas der Abbildung 12-6 nach der Elektronenquelle zu erkennen sind. Der 125MHz-Prebuncher sammelt gemäß PARMELA-Simulationen [51] 80% aller von der Quelle emittierten Elektronen in 120° des folgenden 500MHz-Prebunchers; die über die 3cm lange Beschleunigungsstrecke anliegende Spannung beträgt hierbei 34kV. Der Einsatz des folgenden 500MHz-Prebunchers erlaubt es, alle diese Teilchen in einem Mikrobunch von 0.19ns Dauer zu sammeln, die Elektronen verteilen sich also zu diesem Zeitpunkt auf 200° der 3GHz-HF.

Die beiden im unteren Teil des Schemas dargestellten Wanderwellenbuncher reduzieren die Ausdehnung auf ca. 10ps Dauer und erhöhen die mittlere Teilchenenergie auf 4MeV. Im Vergleich zum LIL-System wird bei dieser Anordnung eine Bunching-Effizienz von 80% für eine Phasenlänge von 10° vorhergesagt, bei einer vergleichbaren Ladungsmenge von 10nC.

13 Messergebnisse und Einstellwerte von Komponenten des SLS Linearbeschleunigers

13.1 Magnetfeldmessung mit der Hallsonde

Spulennr.	Magnetischer Fluss auf der Achse [T @ 100A]	Spannungsabfall (Netzgerätanzeige) [V @ 100A]
Spulen mit 66 Windungen		
1	0.0242	3.96
2	0.0244	4.07
3	0.0243	3.96
6	0.0240	3.94
7	0.0240	3.95
8	0.0241	4.22
9	0.0250	4.14
10	0.0242	4.08
11	0.0245	4.03
12	0.0241	4.11
13	0.0243	3.96
15	0.0239	4.00
16	0.0240	3.94
17	0.0243	3.91
18	0.0240	3.91
Spulen mit 30Windungen		
4	0.0105	2.11
5	0.0105	2.11
14	0.0104	2.08
19	0.0104	2.12

Tabelle 13-1: Felder der Solenoide bei 100A

13.2 Feldintegralmessung mit der Pulsed-Wire-Methode

Spulennr.	Feldintegral vertikal [μTm]	versatzartig	winkelartig	Feldintegral horizontal [μTm]	versatzartig	winkelartig
1	< 15			< 15		
2	< 15			< 15		
3	< 15			< 15		
4	< 15			< 15		
5	< 15			< 15		
6	32		X	< 15		
7	16		X	16	x	
8	< 15			< 15		
9	< 15			< 15		
10	< 15			< 15		
11	< 15			< 15		
12	15	X		23	x	
13	< 15			< 15		
14	< 15			< 15		
15	< 15			23		x
16	< 15			< 15		
17	< 15			16	x	
18	< 15			15	x	
19	< 15			20		x

Tabelle 13-2: Ergebnisse der Pulsed-Wire-Messung: Spulen mit nichtverschwindenden und im Rahmen der Messgenauigkeit von 15 μTm messbaren transversalen Feldkomponenten sind mit einem x gekennzeichnet

13.3 Betriebsdruck in den Vakuumkomponenten

Ort	Ohne HF [mbar]	Mit HF [mbar]
Elektronenquelle	1×10^{-8}	2×10^{-8}
Subharmonischer Prebuncher	2×10^{-8}	3×10^{-8}
3MeV-Region	3×10^{-8}	5×10^{-8}
Sektion 1	3×10^{-8}	5×10^{-8}
50MeV-Region	3×10^{-8}	5×10^{-8}
Sektion 2	3×10^{-8}	5×10^{-8}

Tabelle 13-3: Betriebsergebnisse nach den ersten 12 Wochen Standardbetrieb des SLS Linearbeschleunigers

13.4 Setzwerte der Strahlführungsmagnete

Netzgerät- Name	Solenoid-Name	Eingestellte Werte	
		Pulslänge 1ns	Pulslänge 500ns
ALIMA-O-08	ALIMA-OG	2.0A	2.1A
ALIMA-O-01	ALIMA-OL-SPB1 und ALIMA-OL-SPB2	79.0A	73.6A
ALIMA-O-02	ALIMA-OL-SPB3 und ALIMA-OS-BU	157.0A	167.0A
ALIMA-O-03	ALIMA-OS-FBU1 und ALIMA-OL-FBU1	170.0A	90.7A
ALIMA-O-04	ALIMA-OL-FBU2 und ALIMA-OL-FBU3	177.0A	170.0A
ALIMA-O-05	ALIMA-OL-FBU4 und ALIMA-OL-FBU5	160.0A	170.0A
ALIMA-O-06	ALIMA-OL-FBU6 und ALIMA-OL-FBU7	190.127A	170.1A
ALIMA-O-07	ALIMA-OL-FBU8 und ALIMA-OS-FBU2	160.127A	170.1A
ALIMA-O-09	ALIMA-OL-IN1 und ALIMA-OL-IN2	150.0A	0.0A
ALIMA-O-10	ALIMA-OL-IN3 und ALIMA-OL-IN4	0.0A	0.0A
ALIMA-O-11	ALIMA-OS-AS1 und ALIMA-OS-AS2	150.0A	0.0A
ALIMA-O-12	ALIMA-OL-AS01 und ALIMA-OL-AS02	112.0A	52.0A
ALIMA-O-13	ALIMA-OL-AS03 und ALIMA-OL-AS04	72.0A	52.0A
ALIMA-O-14	ALIMA-OL-AS05 und ALIMA-OL-AS06	10.0A	52.0A
ALIMA-O-15	ALIMA-OL-AS07 und ALIMA-OL-AS08	72.0A	52.0A
ALIMA-O-16	ALIMA-OL-AS09 und ALIMA-OL-AS10	72.0A	52.0A

Tabelle 13-4: Einstellwerte bei der Systemabnahme

Netzgeräte Name	Korrektor Name	Eingestellte Werte	
		Pulslänge 1ns	Pulslänge 500ns
ALIMA-CH-a1	ALIMA-CH-GUN	0.01A	0.01A
ALIMA-CV-a1	ALIMA-CV-GUN	-0.0A	-0.2A
ALIMA-CH-a2	ALIMA-CH-SPB1	0.5A	0.5A
ALIMA-CV-a2	ALIMA-CV-SPB1	0.0A	0.0A
ALIMA-CH-a3	ALIMA-CH-IN1	0.0A	0.0A
ALIMA-CV-a3	ALIMA-CV-IN1	-0.3A	-0.5A
ALIMA-CH-a4	ALIMA-CH-IN2	-0.1A	0.6A
ALIMA-CV-a4	ALIMA-CV-IN2	0.2A	0.9A
ALIMA-CH-a5	ALIMA-CH-MID1	0.1A	0.1A
ALIMA-CV-a5	ALIMA-CV-MID1	0.2A	0.2A
ALIMA-CH-a6	ALIMA-CH-MID2	0.05A	0.05A
ALIMA-CV-a6	ALIMA-CV-MID2	0.05A	0.1A

Tabelle 13-5: Setzwerte für die magnetischen Korrektoren

14 Danksagung

Diese Arbeit wäre ohne die Unterstützung und das Vertrauen vieler Personen nicht möglich gewesen. Ich schulde diesen Menschen Dank und hoffe, dass ich meine Dankbarkeit bereits angemessen zum Ausdruck gebracht habe.

Besonderer Dank gilt natürlich meinem Doktorvater Professor Weis, der mich in jeder möglichen Form bei diesem Projekt unterstützt hat und nicht zuletzt auch in der Schweiz an meiner Seite stand, um die Maschine in Betrieb zu nehmen.

Der Geschäftsführung der ACCEL Instruments gebührt ebenfalls Dank, sie hat immer meinen Fähigkeiten vertraut, das Projekt umsetzen zu können, und hat, wenn notwendig, fachkundige Unterstützung gewährleistet.

Der Kompetenz der Puls Plasma Technik und den Werkstätten von ACCEL Instruments ist es zu verdanken, dass das Projekt im vorgegebenen Zeitrahmen realisiert werden konnte.

H. Büchel, mein Mitarbeiter vor Ort, hat, neben vielen anderen, wesentlich dazu beigetragen, alle Komponenten zu montieren, und seine handwerklichen Fähigkeiten haben nur zu oft entscheidend weitergeholfen, denn mit physikalischem Verständnis allein lässt sich so ein System nicht aufbauen.

Die beim Kunden vorhandene Kompetenz war zum Erreichen der Auslegungsparameter hilfreich, und somit gilt mein Dank dem Team der SLS, ohne das wohl die Inbetriebnahme nicht so problemlos verlaufen wäre.

Neben der Auslegung und Umsetzung der Maschine galt es, diese Arbeit zu Papier zu bringen, vielleicht der schwierigste Teil. Hier stand mir, wie schon in der Diplomarbeit, mein Kollege und Freund A. Jankowiak immer hilfreich zur Seite. In meinem Vater fand ich den kritischsten Korrektor, den man sich wünschen kann. Er hat mich unermüdlich dazu getrieben, die Arbeit in eine Form zu bringen, die es auch einem Physiker, der nicht am Projekt beteiligt war, erlaubt, den Inhalt nachzuvollziehen. Professor Husmann hat mir, durch seine überaus gründliche Durchsicht und seine offenen Worte, die Möglichkeit gegeben, der Arbeit mehr von dem für eine Dissertation notwendigen Schliff zu geben.

Dank gilt auch allen, die mir in den letzten Jahren das Wissen vermittelt haben, welches notwendig war, um einen 100MeV-Linac, als Injektor für eine Synchrotronstrahlungsquelle, auszulegen, zu bauen und in Betrieb zu nehmen. Neben den oben bereits erwähnten Personen dürfen hier M. Schmitz (DESY) und H. Vogel (ACCEL Instruments) nicht unerwähnt bleiben und alle meine Lehrer für Beschleunigerphysik am DELTA Projekt in Dortmund, hier insbesondere Herr Professor Wille.

Diese Liste lässt sich beliebig fortsetzen und würde dann Platz für Namen wie Albrecht, Blokesch, Bundgaardt, Cygnes, Dunkel, Hansen, Hefti, Joho, Käsler, Kraemer, Lüdecke, Lohmar, Nuy, Mucklenbeck, vom Stein, Kortmann, Pearce, Pedrozzi, Platzek, Quick, Rinolfi, Rivkin, Schlott, Sommerfeld, Streun, Stritmatter, Selbach, Scherer, Walter, Wrulich und viele andere geben. Jedem in dieser Liste gebührt mindestens ein Satz, aber ich hoffe ihnen ist meine Dankbarkeit nicht unbekannt.

15 Literaturverzeichnis

- 1 Ilan Ben-Zvi, Photoinjected Energy Recovery Linac Upgrade for the NSLS, Proceedings of PAC 2001, Chicago (2001)
- 2 A. Lienard, L'eclairage Electr. 16, 5 (1898)
- 3 G.A. Schott, Ann. d. Physik 24, 641 (1907)
- 4 G.A. Schott, Phil. Mag. 13, 189 (1907)
- 5 G.A. Schott, Electromagnetic Radiation, Cambridge University Press, Cambridge (1912)
- 6 D.D. Ivanenko, I. Pomeranchuk, Phys. Rev. 65, 343 (1944)
- 7 J. Schwinger, Phys. Rev. 70, 798 (1946)
- 8 J. Schwinger, Phys. Rev. 75, 1912 (1949)
- 9 J.D.Jackson, Classical Electrodynamics, Jon Wiley, New York (1975)
- 10 K.Wille, Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen, Teubner Studienbücher, B.G.Teubner, Stuttgart (1996)
- 11 F.R.Elder, A.M. Gurewitch, R.V. Langmuir, H.C. Pollock, Phys. Rev.71, 829 (1947)
- 12 www1.psi.ch/www_sls_hn/sls_accelerator.htmlx
- 13 G. Ising, Ark. Math. Astron. Phys. 38, Nr. 30 Heft 4, p. 45 (1925)
- 14 R.Wideröe, Arch. Lektrotechn., 21, 387 (1928)
- 15 R. Brinkmann, TESLA – The Superconducting Electron-Positron Collider with Integrated X-Ray Laser Laboratory, Deutsches Elektronen-Synchrotron, ISBN 3-935702-00-0 (2001)
- 16 A. Jankowiak, H. Euteneuer et al., Design and Status of the 1.5GeV Harmonic Double Sided Microtron for MAMI, EPAC 2002, Paris (1994)
- 17 <http://zope.verwaltung.uni-mainz.de/presse/mitteilung/2001/mami011024>
- 18 <http://www-elsa.uni-bonn.de>
- 19 J. Murphy, Synchrotron Light Source Data Book Version 4, BNL 42333 (1996)
- 20 K.L. Brown, Nuc. Inst. Meth. A258, p.480 (1987)
- 21 S. Pape Möller, CAS CERN Accelerator School: Synchrotron Light Sources, CERN CAS Report (1994)
- 22 V.I. Shvedunov, Bunch Charge Limits in an RTM, Proceedings of PAC 1997, Vancouver, Mai 1997
- 23 slsbd.psi.ch/pub/comm
- 24 W. Joho, The SLS Booster, PSI Scientific Report, 1999, Volume VII
- 25 W. Joho, Eddy Current Effects in the SLS Booster, SLS-TME-TA-1998-0010, (1998)
- 26 A. Streun, Momentum Acceptance and Touschek Lifetime, SLS Note 18/97, PSI Villingen, November 1997

-
- 27 K.Halbach und RF Holsinger, Part. Accel. 7 (no.4), 213-222 (1976)
- 28 J.H.Billen und L.M.Young, „POISSON SUPERFISH“, Los Alamos National Laboratory LA-UR-96-1834 (1997)
- 29 L. Young: Computer Codes used in Particle Accelerator Design, Los Alamos Nat. Lab, LA-UR-86-3220 (1986)
- 30 C. Piel, Der DELTA Injektor-Linac, Diplomarbeit, Universität Dortmund (1995)
- 31 S. Ohsawa, Pre-Injector of the KEK 2.5GeV Linac and High-Current Single-Bunch Acceleration, Conference Proceedings of the LINAC 1996, Geneva, 1996
- 32 Herminghaus, Der Mainzer Linac MUEL, Interner Report, Mainz 1970
- 33 H. Wiedemann, Particle Accelerator Physics, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, 1993
- 34 P.B. Wilson, AIP Conf. Proc., 526-561 (1989)
- 35 T.P. Wangler, CAS Cern Acelerator School , Hiltens Head (1990)
- 36 T.P. Wangler, AIP Conferenz Proceedings 152, 166 (1986)
- 37 W. B. Hermansfeld, Electron Trajectory Programm, SLAC Report 226 (1997)
- 38 TOSCA, Programming Handbook, Symphonie GmbH (1998)
- 39 J. Gogot, L. Rinolfi, A New Front End for the LEP Injector Linac, CERN/PS/90-58(LP) (1990)
- 40 A. Geisler, The Pulsed Wire Method, DELTA Int. Rep. 94-8, Institut für Beschleunigerphysik der Universität Dortmund, 1994
- 41 ed. P. M. Lapostolle, Linear Accelerators, Wiley, New York, 1970
- 42 M. Drevlak, Wake Potentials of Short Bunches in the SBLC Accelerating Structure, DESY M-95-13, Hamburg (1995)
- 43 P. Fernandes and R. Parodi, Particle Accelerator 1982, Volume 12, pp. 131-137 (1982)
- 44 Erbe, DELTA Injektor-Linac Monitor System, Diplomarbeit DELTA, Dortmund (1992)
- 45 V. Schlott, The SLS Linac Beam Diagnostics, Proceedings of EPAC 2000, Wien (2000)
- 46 V. Schlott, The SLS Teststand, Proceedings of EPAC 98, Barcelona (1998)
- 47 CST, Microwave Studio Handbook, CST GmbH, Darmstadt (2001)
- 48 A. Jankowiak, C. Piel, Present and Future Performance of the DELTA Injektor Linac, Proceedings of LINAC 1996, Genf (1996)
- 49 C. Piel, Design and Construction of a turnkey 100 MeV Linac for the Swiss Light Source, Proceedings of EPAC 2000, Wien (2000)
- 50 A. Jankowiak, C.Piel, Reconstruction of the 75MeV Linac of the DELTA Synchrotron Radiation Facility, Proceedings of EPAC 2000, Wien (2000)
- 51 M. Schmitz, The Injector for the S-Band Test Linac at DESY, Linac 94, p.71-73, Tsukuba (1994)