
Konzeption, Aufbau und Inbetriebnahme
eines neuen Vorbeschleunigersystems an
ELSA

Dissertation
zur
Erlangung des Doktorgrades (Dr. rer. nat)
der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

vorgelegt von
Fabian Klarner

aus
Bonn

Bonn 2011

Angefertigt mit Genehmigung der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn.

1. Gutachter: Priv.-Doz. Dr. Wolfgang Hillert
2. Gutachter: Prof. Dr. Reinhard Beck

Tag der Promotion: 25.11.2011
Erscheinungsjahr: 2011

Zusammenfassung

An der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA des Physikalischen Instituts der Universität Bonn werden Doppelpolarisationsexperimente zur Untersuchung der Struktur der Baryonen im Rahmen des transregionalen Sonderforschungsbereichs SFB/TR 16 durchgeführt. Zukünftig sollen für diese Experimente höhere extrahierte Strahlströme bei einem gleichbleibenden Tastverhältnis zur Verfügung gestellt werden. Zu diesem Zweck soll der Strom der zu beschleunigenden Elektronen im Stretcherring von ELSA auf bis zu 200 mA erhöht werden. Zur Stromerhöhung sind jedoch Studien zu den Strahlinstabilitäten im Stretcherring notwendig. Um diese Studien möglich zu machen, wurde ein neuer Injektor konzipiert, welcher die Betriebsmöglichkeiten der Beschleunigeranlage um einen Single Bunch-Modus erweitert. Weiterhin sieht das Konzept einen Langpuls-Modus mit hohen Strömen unpolarisierter Elektronen vor, um einen hohen Injektionsstrom in den Stretcherring zu gewährleisten.

Es wurde ein Injektor entwickelt, der auf Basis einer Kathode mit einer kleinen Emissionsfläche und einem effizienten Bunching eine weitestgehend verlustfreie Beschleunigung der Elektronen im Linearbeschleuniger ermöglicht. Das in der Strahlführung folgende Energie-Kompressor-System soll die Energiebreite des Elektronenstrahls von circa 5% auf die maximal zulässige Energiebreite von 0,5% bei der Injektion ins nachfolgende Booster-Synchrotron reduzieren. Danach wird der Elektronenstrahl zur Injektion ins Synchrotron durch die Optik des Transferweges an die Akzeptanz des Synchrotrons angepasst. Wahlweise kann auch der Strahl zu einem Bestrahlungsplatz geführt werden, an dem mit einer hohen Flexibilität hinsichtlich der Eigenschaften des Elektronenstrahls Bestrahlungen durchgeführt werden können.

Die prinzipielle Funktionsfähigkeit konnte im Jahre 2010 während der ersten Inbetriebnahme des neuen Vorbeschleunigersystems bis hin zum Bestrahlungsplatz gezeigt werden. Darüber hinaus gelangen erfolgreich erste Bestrahlungen von Ammoniak als Targetmaterial für das COMPASS-Experiment und von Detektorkomponenten für das MPI Halbleiterlabor München und die SILAB DEPFET-Gruppe des physikalischen Instituts der Universität Bonn.

In dieser Arbeit werden der Entwurf, die Weiterentwicklung, der Aufbau und die Inbetriebnahme sowie erste Nutzerbetriebe vorgestellt.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Neue experimentelle Anforderungen an die Beschleunigeranlage ELSA	2
1.2	Die Beschleunigeranlage ELSA	3
1.3	Anforderungen an die Strahleigenschaften des Stretcherrings ELSA	5
2	Anforderungen an die Betriebsmodi eines neuen Injektors an LINAC1	7
2.1	Strahldynamik in Speicherringen und Linearbeschleunigern	7
2.1.1	Koordinatensystem	7
2.1.2	Transversale Strahldynamik	8
2.1.3	Longitudinale Strahldynamik in Kreisbeschleunigern	10
2.1.4	Longitudinale Strahldynamik in Linearbeschleunigern	12
2.2	Anforderungen an einen Single-Bunch-Betrieb	15
2.3	Anforderungen an einen Langpuls Betrieb	17
3	Aufbau des neuen Injektors an LINAC1	19
3.1	S-Band Test Facility in Hamburg, DESY	20
3.2	Die Elektronenquelle	21
3.2.1	Prinzipieller Aufbau einer thermischen Elektronenquelle	21
3.2.2	Pulserelektronik	24
3.2.3	Simulationen mit dem Simulationsprogramm EGUN	24
3.3	Longitudinale Pulsentwicklung durch das Bunchersystem	26
3.3.1	Bunching durch einzellige Resonatoren	26
3.3.2	Der Prebuncher	27
3.3.3	Der Wanderwellenbuncher	29
3.3.4	Longitudinale Pulsentwicklung durch das Bunching	32
3.4	Transversale Strahldynamik im Injektionsweg und Magnetoptik	35
3.4.1	Paraxiale Differentialgleichung	35
3.4.2	Numerische Ermittlung der transversalen Strahldynamik	37
3.4.3	Wahl der Solenoide und Strahllagekorrektoren	38
3.5	Strahl diagnose	40
3.5.1	Schirmmonitore	40
3.5.2	Faraday Cup	43
3.5.3	Wandstrommonitore	44
3.5.4	Strahllagemonitore (BPM)	45
3.6	Übersicht des gesamten neuen Injektors bis hin zum Linearbeschleuniger	48

4	Der Linearbeschleuniger LINAC1	51
4.1	Aufbau der Beschleunigerstruktur des LINAC1	51
4.1.1	Passband und Kopplung	51
4.2	Hochfrequenzsystem	54
4.2.1	Klystronmodulator	56
4.3	Energiespektrum des Linearbeschleunigers	58
4.4	Beam Loading	61
5	Strahltransfer vom Linearbeschleuniger zum Booster-Synchrotron und dem Bestrahlungsplatz	63
5.1	Anforderungen an den Strahltransfer	63
5.1.1	Nutzung des LINAC1 als Injektor	64
5.1.2	Materialbestrahlung mit LINAC1	67
5.2	Das Energie-Kompressor-System	69
5.2.1	Prinzipielle Funktionsweise	69
5.2.2	Optimierung der Energiekompression	70
5.2.3	Abbildungseigenschaften des Debunchers	71
5.2.4	Numerische Berechnung der Abbildungseigenschaften	73
5.2.5	Die Beschleunigersektion des Energie-Kompressor-Systems	76
5.3	Transversale Strahldynamik entlang des Transferweges	77
5.3.1	Injektion ins Synchrotron	77
5.3.2	Materialbestrahlung mit LINAC1	81
5.4	Strahllagekorrektoren	84
5.5	Monitorsysteme	84
5.5.1	Schirmmonitore	84
5.5.2	Strahlstromtransformatoren	85
5.6	Strahlkollimatoren	87
5.7	Strahlaustrittsfenster	88
6	Inbetriebnahme und erste Nutzerbetriebe am LINAC1	89
6.1	Inbetriebnahme	90
6.1.1	Messung des Emissionsstroms der Elektronenquelle	90
6.1.2	Messung der Pulslängen innerhalb des Injektors mittels der Wandstrommonitore	91
6.1.3	Pulskompression mittels des Prebunchers	92
6.1.4	Messung der Strahlbreiten mithilfe des Chromoxschirms	93
6.1.5	Kalibration der Endenergie des Linearbeschleunigers	93
6.1.6	Messung des Strahlstromes im Transferweg	95
6.2	Bestrahlung von Targetmaterialien für die SMC-Kollaboration	96
6.3	Bestrahlung von Detektorkomponenten für das DEPFET Projekt	99
7	Zusammenfassung und Ausblick	103
	Literaturverzeichnis	109
	Danksagung	111

Kapitel 1

Einleitung

In der experimentellen, physikalischen Grundlagenforschung werden mittels elektromagnetischer Felder beschleunigte Teilchen zu Untersuchungen der kleinsten Strukturen und fundamentalen Bausteine der Materie und deren Wechselwirkungen verwendet. An den Beschleunigeranlagen der Universität Bonn werden seit 1958 über mehrere kontinuierlich weiterentwickelte Beschleunigergenerationen Elektronenstrahlen für experimentelle Untersuchungen zur Verfügung gestellt. Der in Europa als erstes Synchrotron mit starker Fokussierung am physikalischen Institut erbaute 500-MeV Beschleuniger wurde 1967 von einem 2,5-GeV Synchrotron mit kombinierten Ablenkungs- und Fokussierungseigenschaften der feldführenden Magnete abgelöst. Aufgrund dieses Prinzips und dem damit verbundenen Unvermögen die Elektronen über längere Zeit speichern zu können, wurde es 1987 mit einem Stretcherring zur Elektronen-Stretcher-Anlage (ELSA) erweitert. Seitdem erlaubt es diese Konfiguration, einen nahezu kontinuierlichen Strahl mit einer Maximalenergie von 3,5 GeV für externe Experimente zur Verfügung zu stellen [Hil06].

Die aktuellen Untersuchungen der Beschleunigeranlagen und der angegliederten Experimente der Hadronenphysik bilden seit 2004 den Mittelpunkt des transregionalen DFG¹-Sonderforschungsbereiches SFB/TR 16: „Subnuclear Structure of Matter/Elektromagnetische Anregung subnuklearer Systeme“. In sogenannten Doppelpolarisationsexperimenten wird die Struktur der Baryonen untersucht, dabei werden die Anregungszustände des Nukleons gemessen.

Derzeit werden die Betriebsmöglichkeiten der Beschleunigeranlage erweitert. Um die Ereignissrate des Experiments zu erhöhen und neue Messungen zu ermöglichen, soll zum einen der Stretcherring zukünftig in der Lage sein bis zu 200 mA Strahlstrom zu akkumulieren, zum anderen ein Einzelpulsmodus an der Beschleunigeranlage ermöglicht werden. Hierzu muss der seit 1967 in Betrieb befindliche LINAC1² nahezu vollständig neu aufgebaut werden um einen Einzelpuls zu generieren und als effizienter Vorbeschleuniger für einen Hochstrombetrieb zu dienen. Zusätzlich wird am LINAC1 ein Teststrahlmessplatz für Detektortests und Materialbestrahlungen mit intensiven niederenergetischen Elektronenstrahlen aufgebaut. In Hinblick auf diese Anforderungen wurde im Rahmen dieser Arbeit die Konzeption, der Aufbau und die Inbetriebnahme des neuen Vorbeschleunigers LINAC1 an ELSA durchgeführt.

¹Deutsche Forschungsgemeinschaft

²LINear ACelerator, die englische Bezeichnung für Linearbeschleuniger.

1.1 Neue experimentelle Anforderungen an die Beschleunigeranlage ELSA

Die derzeitigen Experimente *Crystal Barrel/TAPS*³ und *BGO-OD*⁴ an ELSA sind Experimente, die sich mit der Photoproduktion von Mesonen beschäftigen. Ziel ist eine Untersuchung des Anregungsspektrum der Nukleonen in einem Energiebereich, der durch die Beschleunigeranlage ELSA abgedeckt wird. Dies erfordert die Messung sogenannter Polarisationsobservablen [Knö95]. Dazu wird wahlweise ein spinpolarisiertes oder unpolarisiertes Target mit linear oder zirkular polarisierten Photonen beschossen [WC97]. Photoproduktions-Experimente sind zu diesem Zweck besonders gut geeignet, da es hier möglich ist den Polarisationszustand der Photonen zu manipulieren. Linear polarisierte Photonen werden durch kohärente Bremsstrahlung von unpolarisierten Elektronen an einem Diamantkristall erzeugt [Els09]. Zirkular polarisierte Photonen erhält man durch Bremsstrahlung von longitudinal polarisierten Elektronen [Kam09]. Zur Durchführung der Experimente stehen an ELSA sowohl Strahlen polarisierter als auch unpolarisierter Elektronen zur Verfügung, um über ein Konversionstarget mittels Bremsstrahlung sämtliche Polarisationszustände des auf das Target auftreffenden Photonenstrahls zu erhalten. Aufgrund der gleichzeitigen Polarisation des Targets und des Elektronen- beziehungsweise Photonenstrahls werden die durchgeführten Experimente auch Doppelpolarisationsexperimente genannt. Die Ereignisrate einer zu untersuchenden Reaktion hängt dabei wesentlich von dessen Wirkungsquerschnitt ab. An ELSA werden überwiegend hadronische Reaktionen untersucht. Deren Wirkungsquerschnitte sind gegenüber Reaktionen mit elektromagnetischen Wirkungsquerschnitten stark unterdrückt. Aus diesem Grund ist ein hoher Elektronenstrom notwendig um eine statistisch hinreichend hohe Anzahl von Ereignissen zu erhalten. Bei einigen der zu messenden Baryonenzuständen ist es zusätzlich notwendig die Ausrichtung des Spins, des rückgestreuten Baryons, die sogenannte Rückstoßpolarisation, zu messen. Da es sich hierbei wieder um eine Reaktion handelt, die mit einem Wirkungsquerschnitt verbunden ist, ist es notwendig, dass der primäre Elektronenstrahl eine hinreichend große Intensität aufweist. Eine Erhöhung des Elektronenstroms in ELSA würde solche Messungen mit entsprechend kurzen Messzeiten möglich machen.

Neben den Anforderungen der Nutzer des Elektronenstrahls aus ELSA gibt es auch nachhaltiges Interesse an einem intensiven niederenergetischen Elektronenstrahl. Zum Beispiel zur Präparation von polarisierbaren Targetmaterialien für das *COMPASS*⁵-Experiment am CERN in Genf ist es notwendig, entsprechendes Material einem hochintensiven Elektronenstrahl auszusetzen [Ada99, BA97]. Darüber hinaus besteht Interesse des *DEPFET*⁶-Projekts des Max Planck Institut Halbleiterlabor in München und des SILAB⁷ DEPFET Forschungsgruppe am physikalischen Institut der Universität Bonn, ihre Neuentwicklungen im Bereich der Detektorphysik im Hinblick auf ihre Verwendbarkeit in einer Umgebung mit hoher Untergrundstrahlung zu testen [JK87, Mar11].

Um zu erkennen, was diese neuen Anforderungen für die Beschleunigeranlage bedeuten, wird im Folgenden die Beschleunigeranlage ELSA vorgestellt.

³Two Arms Photon Spectrometer

⁴BGO ist die Bezeichnung des Hauptdetektors, dessen Szintillatorkristall aus $(\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12})$ besteht; OD steht für Offener-Dipolmagnet

⁵Common Muon and Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy

⁶depleted p-channel field-effect transistor

⁷Silizium Labor

1.2 Die Beschleunigeranlage ELSA

In Abbildung 1.2.1 ist eine Übersicht über die Beschleunigeranlage ELSA dargestellt. Die Beschleunigeranlage ELSA besteht aus drei Beschleunigungsstufen. Nach der ersten Beschleunigung durch einen der beiden Linearbeschleuniger wird ein circa 0,5 - 1 μ s langer Strahlpuls über mehrere Umläufe in das Booster-Synchrotron injiziert und dort auf eine Energie von maximal 1,6 GeV beschleunigt. Die Beschleunigungszyklen im Synchrotron erfolgen netzsynchron mit einer Rate von 50 Hz. Dadurch dauert ein vollständiger Zyklus des Synchrotrons 20 ms, von denen circa 9 ms zur Beschleunigung eingesetzt werden können. Die Beschleunigung erfolgt in einem dreizelligen Resonator mit einem Beschleunigungswechselfeld mit der Hochfrequenz von 500 MHz. Anschließend wird der Strahl über mehrere Umläufe in den Stretcherring ELSA injiziert, wo er je nach Betriebsmodus entweder ohne weitere Beschleunigung langsam extrahiert und den Experimenten zugeführt wird, nachbeschleunigt und extrahiert wird oder über mehrere Stunden gespeichert werden kann.

Im Folgenden werden die verschiedenen Betriebsmodi an ELSA beschrieben. In Abbildung 1.2.2 ist eine schematische Darstellung der Elektronenenergie und des Strahlstromes für die jeweiligen Betriebsmodi dargestellt.

Im „Speichermodus“ (vgl. Abbildung 1.2.2 c), der ursprünglich ermöglichte, Synchrotronlichtstrahlungsexperimente an ELSA durchzuführen, wird über viele Beschleunigungszyklen des Synchrotrons ein möglichst hoher Strom in ELSA eingefüllt. Nach der verhältnismäßig langen Injektionsphase wird ein Strom von derzeit bis zu 100 mA auf bis zu 3,2 GeV beschleunigt und dann über mehrere Stunden gespeichert. Dieser Modus dient heute zur Durchführung von beschleunigerphysikalischen Studien.

Der „Stretchermodus“ und der „Nachbeschleunigungsmodus“ dienen zur Erzeugung eines hohen makroskopischen Tastverhältnisses, dem Verhältnis aus der Zeit, während der Elektronen zum Experiment extrahiert werden, zur gesamten Zykluszeit. Im Stretchermodus werden die Elektronen über mehrere Umläufe aus dem Synchrotron in ELSA injiziert, um trotz unterschiedlicher Umlaufzeiten zwischen Booster und Stretcherring eine möglichst homogene Füllung in ELSA zu erhalten. Anschließend werden die Elektronen langsam mittels Resonanzextraktion [Nec93, Gen01] den Experimenten zugeführt und der Beschleuniger wieder für die erneute Injektion vorbereitet. Da die Injektionszeiten für derzeit 20-30 mA im Stretchermodus gegenüber der Extraktionszeiten vernachlässigbar klein sind, erhält man so ein Tastverhältnis von nahezu 100%. Der „Nachbeschleunigungsmodus“ (vgl. Abbildung 1.2.2 b) unterscheidet sich vom Stretchermodus im Wesentlichen dadurch, dass vor der Extraktion die Elektronen noch bis zu einer Energie von 3,5 GeV beschleunigt werden. Durch diese zusätzliche Energierampphase reduziert sich das Tastverhältnis auf 75% bis 95%. Im ungünstigsten Fall bedeutet dies für die Experimente an ELSA, dass nur 3/4 der Strahlzeiten an ELSA wirklich als experimentelle Messzeit aufgefasst werden können (vgl. [Hil06]). Darüber hinaus wird nur über einen Umlauf des Synchrotrons in ELSA injiziert, der sogenannten „*single turn injection*“.

Die Strahlerzeugung und Vorbeschleunigung auf Energien, ab denen eine weitere Beschleunigung mit kompakten Kreisbeschleunigern sinnvoll ist, wurden in den Jahren von 1967 bis 2000 durch den Linearbeschleuniger LINAC1 vollzogen. Mit dem Aufbau des zweiten Linearbeschleunigers LINAC2 wurden in den Jahren 2000 und 2001 sowohl LINAC1 als auch LINAC2 und deren zugehörige Injektorkomponenten⁸ zur Vorbeschleunigung eingesetzt. Dabei diente LINAC1 zur Erzeugung und Beschleunigung von thermisch generierten unpolarisierten Elektronen, während LINAC2 zur Beschleunigung und Erzeugung spinpolarisierter Elektronen seit dem Jahr 2000 zur

⁸Als Injektor wird in dieser Arbeit immer der Bereich der Strahlerzeugung und Strahlkompression vor der ersten Beschleunigungsstufe bezeichnet. Häufig wird in anderer Literatur mit Injektor auch die erste Beschleunigerstufe und die Strahlführung bis zum ersten Kreisbeschleuniger mit einbezogen.

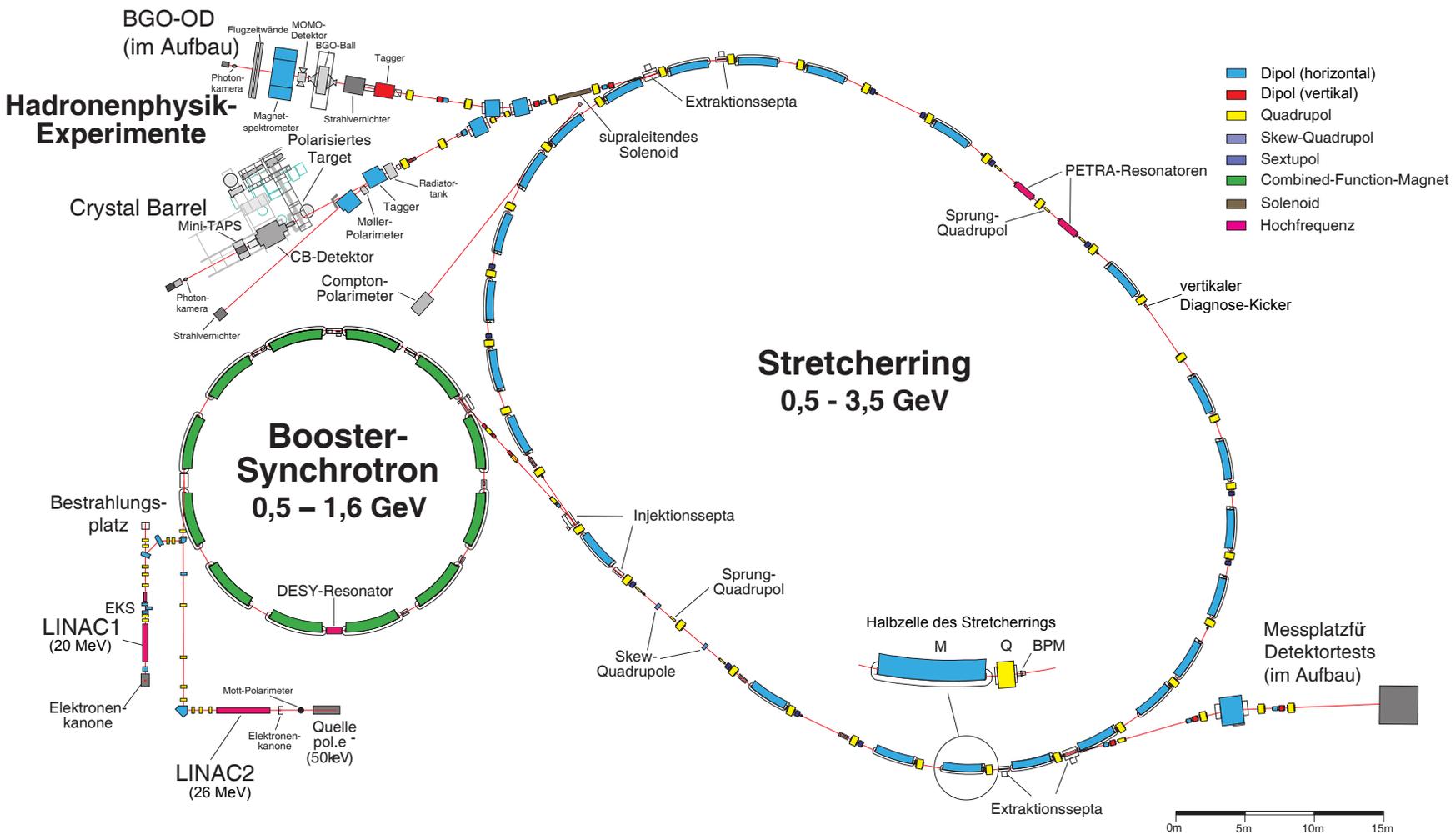


Abbildung 1.2.1: Übersicht über die Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA des Physikalischen Instituts der Universität Bonn (Stand: Mai 2011).

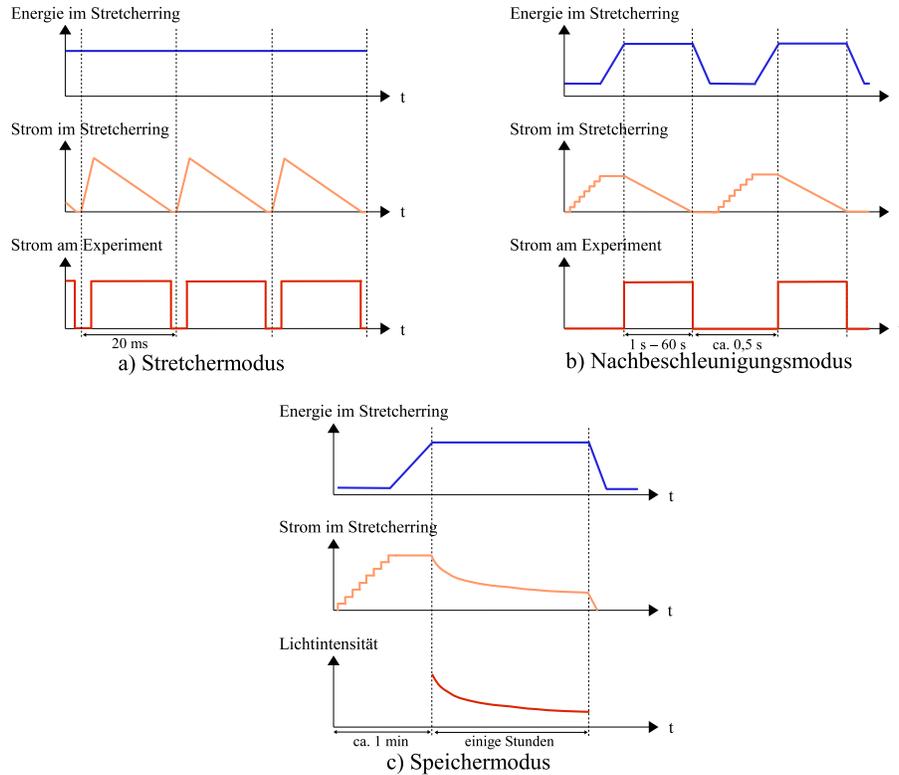


Abbildung 1.2.2: Schematische Darstellung der drei unterschiedlichen Betriebsmodi der Beschleunigeranlage ELSA (vergl. [Ebe10]).

Verfügung steht [Hil00]. Im Jahr 2002 wurde aus technischen Mängeln der seit 1967 bestehende Aufbau am LINAC1 außer Betrieb genommen. In der Übergangsphase während des Aufbaus des neuen Systems an LINAC1 wurde zur Aufrechterhaltung des Betriebs mit unpolarisierten Elektronen eine thermische Elektronenquelle am LINAC2 in Betrieb genommen. Dadurch waren grundlegende Veränderungen an LINAC1 ohne gravierende Beschränkung des Stahlbetriebs von ELSA und der zeitlichen Rahmenbedingung möglich.

1.3 Anforderungen an die Strahleigenschaften des Stretcherrings ELSA

Eine Erhöhung des extrahierten Strahlstroms führt bei gleichbleibendem akkumuliertem Strom in ELSA zu einer kürzeren Extraktionsdauer. Um das makroskopische Tastverhältnis nicht nachteilig zu beeinflussen soll parallel dazu der Strahlstrom in ELSA auf bis zu 200 mA erhöht werden, was nicht durch eine Erhöhung der Füllzeiten in ELSA wie im Speichermodus erfolgen soll, sondern über einen erhöhten Injektionsstrom in ELSA. Eine Erhöhung des Strahlstroms ohne eine Erhöhung des Injektionsstroms führt ebenso zu einer Verringerung des makroskopischen Tastverhältnisses. Allerdings setzt eine solche Strahlstromerhöhung im Stretcherring beschleunigerphysikalische Untersuchungen der Strahlinstabilitäten bei hohen Strömen voraus. Es hat sich gezeigt, dass ein in ELSA umlaufender Elektronenstrahl von hoher Intensität derzeit nur bedingt stabil in ELSA beschleunigt werden kann. Dies ist auf kollektive Effekte der

Elektronenpakete untereinander, sowie auf eine Wechselwirkung der Elektronen mit Elementen der Beschleunigeranlage zurück zu führen [Rot11]. Um die Einflüsse des Beschleunigers auf den Elektronenstrahl getrennt von den kollektiven Effekten untersuchen zu können, ist es hilfreich ein einzelnes Elektronenpaket in den Stretcherring zu akkumulieren. Für diesen sogenannten *Single-Bunch*⁹-Betrieb bedarf es eines speziellen Injektors, der in der Lage ist, einen Einzelpuls zur Verfügung zu stellen. Darüber hinaus muss der neue Aufbau des Vorbeschleunigers LINAC1 neben einem Einzelpuls von wenigen Nanosekunden Länge auch einen hohen Strom im Pulsbetrieb mit Pulslängen im Bereich weniger Mikrosekunden, dem sogenannten Langpulsbetrieb, erzeugen und beschleunigen um einen hohen Injektionsstrom in ELSA zu erhalten.

Für die neu geplante externe Strahlführung an ELSA als Detektortestplatz [Pat09] mit niedrigsten Intensitäten empfiehlt sich ebenfalls ein Single-Bunch-Betrieb. Durch die an ELSA verwendete Extraktion können Elektronen dieses Elektronenpakets über viele Umläufe extrahiert werden. So erhält man einen mit der Umlauffrequenz des in ELSA umlaufenden Single-Bunches gepulsten Strahl äußerst niedriger Intensität. Dieser ermöglicht sowohl Experimente laufzeitspektroskopischer Art als auch Tests mit einem direkten mittlereenergetischen Elektronenstrahl niedrigster Intensität. Auch das *Crystal Barrel*-Experiment oder das *BGO-OD*-Experiment profitieren in dieser Weise von einem Single-Bunch-Betrieb, da laufzeitauflösende Untergrundstudien möglich werden. Bei einer Wiederholrate der Elektronenbunche von 500 MHz bei Füllung jedes Buckets in ELSA ergibt sich ein zeitlicher Abstand der durch den Elektronenstrahl hervorgerufen Störpulse von 2 ns. Somit lässt sich durch die Laufzeit dieser Störpulse der Ursprung des Untergrundes höchstens in einem Abstand von 60 cm vom Messpunkt ermitteln. Bei einer Wiederholrate des Single-Bunches von 1,8 MHz aufgrund der Umlauffrequenz des Bunches in ELSA lässt sich der Ursprung auf bis zu einer Entfernung von 167 m ermitteln.

⁹englisch für Elektronenpaket

Kapitel 2

Anforderungen an die Betriebsmodi eines neuen Injektors an LINAC1

Um aus den experimentellen Anforderungen an die Beschleunigeranlagen ein Konzept für ein neues Injektorsystem an LINAC1 abzuleiten, ist es erforderlich, diese Anforderungen für die zu generierenden Strahleigenschaften in ELSA und letztendlich für die Strahlproduktion und Injektion durch LINAC1 zusammenzutragen. In diesem Kapitel soll diskutiert werden, wie die einzelnen Betriebsmodi des LINAC1 spezifiziert werden müssen. Darauf folgend soll erarbeitet werden, wie der Injektor aufgebaut sein muss, um diese Spezifikationen zu erfüllen.

2.1 Strahldynamik in Speicherringen und Linearbeschleunigern

Um zu verstehen, was es bedeutet in ELSA ein einzelnes Elektronenpaket, welches aus unten genannten Gründen auch mit dem englischen Begriff „*single-bunch*“ bezeichnet wird, zu beschleunigen, soll hier eine kurze Einführung in die Strahldynamik in Speicherringen gegeben werden. Diese hilft zu verstehen, wie die Elemente zur Erzeugung eines Einzelpulses des Injektors aufgebaut sein müssen um die Anforderungen für einen einzelnen Puls in ELSA zu erfüllen. Eine ausführliche Behandlung findet sich auch in [Wil92, Wie93].

2.1.1 Koordinatensystem

Bei der Betrachtung der Bewegung eines Teilchens in einem Ringbeschleuniger wird immer eine Sollbahn zugrunde gelegt, die vom zu beschleunigenden Sollteilchen festgelegt wird. Gemäß dieser Sollbahn orientiert sich dann das verwendete, mitbewegte kartesische Koordinatensystem. Die Koordinate längs der Sollbahn des Strahls wird mit s bezeichnet, und beschreibt somit die longitudinale Position des Sollteilchens im betrachteten Teilchenensemble. Die transversale Ablage von der Sollbahn wird mit der Koordinate x in horizontaler oder, im Fall eines Kreisbeschleunigers, in radialer Richtung sowie mit der Koordinate z in vertikaler Richtung beschrieben. Zur Darstellung der Dynamik der Teilchen bedient man sich dann einer Darstellung im Phasenraum. Hierbei werden neben den Koordinaten (x, z, s) der Teilchen bezüglich des Sollteilchens im mitbewegten Koordinatensystem ebenfalls die zugehörigen transversalen Ortsänderungen (x', z') und die longitudinale relative Impulsabweichung $\delta P/P_0$ festgehalten.

Somit ergeben sich durch Normierung auf den Impuls des Sollteilchens folgende Koordinaten des sechsdimensionalen Phasenraumes

$$x, x', z, z', s, \delta P/P_0$$

2.1.2 Transversale Strahldynamik

In Kreisbeschleunigern werden die zu beschleunigenden Teilchen durch die Lorentzkraft mithilfe von Dipolmagneten auf eine Kreisbahn gezwungen, um die Beschleunigungsstrukturen mehrfach durchlaufen zu können. Der physikalische Umstand, dass bewegte unbeschleunigte Objekte einer gradlinigen Bewegung folgen, führt bei einer Ablenkung dieser Teilchen im mitbewegten Koordinatensystem zu einer Zentrifugalkraft, die entlang der x -Koordinate wirkt. Im Falle einer stabilen Kreisbahn entsteht ein impulsabhängiges Kräftegleichgewicht aus Lorentzkraft und Zentrifugalkraft. In linearer Näherung wird dabei das Magnetfeld in Dipol- und Quadrupolanteil entwickelt. Während konstante Dipolfelder eine reine Strahlablenkung bewirken, erhält man aus linear mit dem transversalen Abstand zunehmenden Quadrupolfeldern eine fokussierende oder defokussierende Wirkung, je nach betrachteter Strahlebene. Somit kann die horizontale und vertikale Bewegung im mitbewegten Koordinatensystem durch folgende Bewegungsgleichungen ausgedrückt werden (vgl. [Wil92],[Wie93]):

$$\begin{aligned} x''(s) + \left(\frac{1}{R^2(s)} - k(s) \right) \cdot x(s) &= \frac{1}{R(s)} \frac{\Delta p}{p}, \\ z''(s) + k(s) \cdot z(s) &= 0. \end{aligned} \tag{2.1.1}$$

mit dem lokalen Krümmungsradius $R(s)$ der Dipole und der lokalen Fokussierungsstärke $k(s)$ der Quadrupole. Die Lösungen dieser sogenannten Hillschen Differentialgleichung lauten:

$$\begin{aligned} x(s) &= \sqrt{\epsilon_x} \sqrt{\beta_x(s)} \cos(\Psi_x(s) + \Psi_{x_0}) + D(s) \frac{\Delta p}{p}, \\ x(s) &= \sqrt{\epsilon_z} \sqrt{\beta_z(s)} \cos(\Psi_z(s) + \Psi_{z_0}) + D(s). \end{aligned}$$

Dabei ist $\beta_{x,z}(s)$ eine von den strahlführenden Elementen abhängige Amplitudenfunktion und wird Betafunktion genannt. Der Amplitudenfaktor $\epsilon_{x,z}$ wird als Emittanz bezeichnet. In Kreisbeschleunigern beschreibt die Betafunktion die Anzahl transversaler Schwingungen der Teilchen um die Sollbahn pro Umlauf. Diese Schwingung wird Betatranschwingung genannt. Die ortsabhängige Amplitude dieser Betatranschwingung ist gegeben durch:

$$E_x(s) = \sqrt{\epsilon_x \cdot \beta_x(s)}. \tag{2.1.2}$$

Die Anzahl dieser Betatranschwingungen pro Umlauf wird als Arbeitspunkt Q bezeichnet. $D(s)$ wird Dispersionsfunktion genannt und beschreibt Bahnlängenänderungen durch Impulsabweichungen. Die Variation der relativen Bahnlängenänderung im Beschleuniger im Verhältnis zur relativen Impulsänderung beschreibt der Momentum-Compaction-Factor

$$\alpha_c = \frac{\Delta L/L}{\Delta p/p}.$$

Mit Hilfe der Twissparametern α, β und γ mit:

$$\begin{aligned} &\beta(s), \\ \alpha(s) &= -\frac{\beta'(s)}{2}, \\ \gamma(s) &= \frac{1 + \alpha(s)}{\beta(s)} \end{aligned}$$

lässt sich eine Ellipsengleichung formulieren:

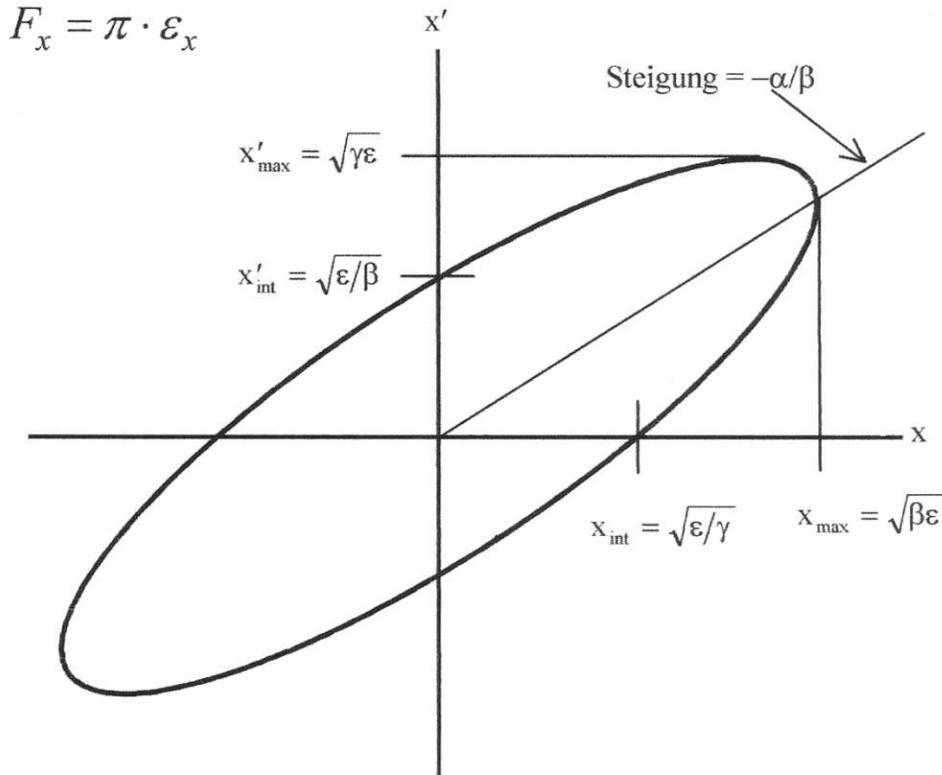


Abbildung 2.1.1: Emittanz-Ellipse für die $x - x'$ -Ebene [Pie03].

$$\epsilon_x = \gamma(s)x^2(s) + 2\alpha x(s)x'(s) + \beta_x(s)x'^2(s) . \quad (2.1.3)$$

Der Twissparameter $\alpha(s)$ beschreibt dabei die Korrelation zwischen $x(s)$ und $x'(s)$ und $\gamma(s)$ die Divergenz normiert auf die Emittanz. In Abbildung 2.1.1 sind die Phasenraumellipse und die Zusammenhänge zwischen den Twissparametern und der Strahlkoordinaten dargestellt. Die Fläche $F = \pi \cdot \epsilon$ dieser Ellipse im Phasenraum ist im Fall von linearer Strahloptik wie die Emittanz eine Konstante der Bewegung. In diesem Fall wirken auf die Teilchen rein konservative Kräfte, so dass die Bewegung des beschriebenen Teilchenensembles derart ist, dass sie im Phasenraum ein konstantes Volumen füllen. Sie unterliegen dem Satz von Liouville. Die Bewegung der Teilchen ist in den einzelnen Ort-Impuls-Ebenen voneinander entkoppelt. Somit ist es möglich alle Ebenen der Bewegung getrennt voneinander zu betrachten.

Bis jetzt bezogen sich alle Betrachtungen nur auf ein Teilchen. In einem Strahl bewegen sich jedoch sehr viele Teilchen die Schwingungen mit unterschiedlichen Amplituden durchführen. Somit muss eine Emittanz der Envelope der Gesamtheit aller Teilchen definiert werden. In einem Kreisbeschleuniger können die Teilchen in guter Näherung als gaußverteilt angenommen werden. Eine Strahlbreite σ entspricht dann dem Abstand von der Strahlachse bei dem die Ladungsdichte auf $\exp(-1/2) = 0,607$ abgefallen ist und entspricht der Standardabweichung der statistischen Teilchenverteilung. Über die Betafunktion ist somit auch die Emittanz des Strahls definiert und es ergibt sich folgenden Zusammenhang:

$$\sigma_x(s) = \sqrt{\beta_x \epsilon_x} ,$$

Somit sei mit $\epsilon_{x,z}$ ab jetzt immer die Emittanz einer Standardabweichung der Teilchenverteilung des Strahls definiert. Die Emittanz ist damit eine wichtige Kenngröße in der Strahloptik, da sie nicht nur über die Betafunktion ein Maß für die Strahlbreite ist, sondern auch die Strahldivergenz mitberücksichtigt.

Vor der ersten Kreisbeschleunigung, also im Bereich von der unpolarisierten Elektronenquelle bis zur Injektion in das Booster-Synchrotron, entspricht das Strahlprofil eher einer Rechteckverteilung. Die Emittanz des Strahls ist hier durch die Größe der emittierenden Oberfläche der Kathode in der Elektronenquelle und der Temperatur der Kathode bestimmt. Während der linearen Beschleunigung der Teilchen nimmt der longitudinale Impuls zu. Der transversale Impuls bleibt jedoch unverändert. Dies führt zu einer Verringerung von x' und somit auch zu einer von der Energie abhängigen Größe der Emittanz. Aus diesem Grund wird häufig die normierte und unter Beschleunigung invariante Emittanz

$$\epsilon_{\text{norm}} = \beta\gamma\epsilon$$

verwendet. Allerdings ist diese Normierung nicht für die Beschleunigung in Kreisbeschleunigern gültig, da sich hier die Emittanz aus einem Gleichgewicht aus Dämpfung und Anregung durch die Betatronschwingungen und die Synchrotronlichtabstrahlung ausbildet (vgl. [Zan08]).

2.1.3 Longitudinale Strahldynamik in Kreisbeschleunigern

Zur Beschleunigung von Teilchen durch hochfrequente Wechselfelder werden sogenannte Hohlraumresonatoren verwendet. In Kreisbeschleunigern werden die zu beschleunigenden Teilchen in der Regel immer wieder den selben Hochfrequenzbeschleunigerstrecken zugeführt. Die Teilchen müssen dabei im Mittel eine Sollphase Ψ_s bezüglich der Phase der Beschleunigungsspannung $U = U_0 \cos(\omega_{\text{hf}}t)$ einhalten. Da die Teilchen aufgrund ihrer unterschiedlichen Impulse unterschiedlich lange Bahnen durch die ablenkenden Dipolfelder durchlaufen, treffen sie zu unterschiedlichen Phasen des Hochfrequenzfeldes im Resonator ein. Hierdurch wirken auf die Teilchen unterschiedlich hohe Beschleunigungsspannungen. Die Teilchen schwingen über mehrere Umläufe hinweg im Beschleuniger um die longitudinale Sollposition. Diese Schwingungen werden Synchrotronenschwingungen genannt.

Diese Energieschwingungen sind für kleine Amplituden harmonisch und die zu beschleunigenden Teilchen werden stabil im Beschleuniger gehalten. Man nennt diese Form der Fokussierung auch Phasenfokussierung. Es lässt sich für die Synchrotronenschwingung die Synchrotronfrequenz Ω_s bestimmen, mit der die Teilchen um die Sollphase Ψ_s schwingen (vgl. [Wie93]):

$$\Omega_s = w_u \sqrt{\frac{\eta_c e h U_0 \cos \Psi_s}{2\pi \beta^2 E}}. \quad (2.1.4)$$

Hierbei ist die Harmonisenzahl $h = \omega_{\text{hf}}/\omega_u$ das Verhältnis aus der Frequenz des Beschleunigungswechselfeldes ω_{hf} und der Umlauffrequenz ω_u der Teilchen im Stretcherring und E ist die Sollenergie des Teilchens. Ähnlich wie im transversalen Fall lässt sich auch hier ein sogenannter Synchrotronarbeitspunkt definieren:

$$Q_s = \frac{\Omega_s}{\omega_u}.$$

Er gibt die Anzahl der longitudinalen Schwingungen pro Umlauf eines Teilchens im Beschleuniger an. Um die Energieänderung der Teilchen zu berücksichtigen, definiert man die sogenannte Frequenzdispersion:

$$\eta_c = \left(\frac{1}{\gamma^2} - \alpha_c \right)$$

Bei niedrigen Energien hat neben der Bahnlängenänderung der Teilchen auch noch die Geschwindigkeitsänderung einen nicht zu vernachlässigenden Einfluss auf die Umlaufzeit des Teilchens im Beschleuniger. Für eine stabile Phasenschwingung der Teilchen muss die Sollphase Ψ_s in Korrelation mit η_c immer so gewählt werden, dass gilt:

$$\Omega_s^2 > 0$$

So ist die Synchrotronfrequenz nur dann nicht verschwindend wenn $\eta_c \neq 0$ ist.

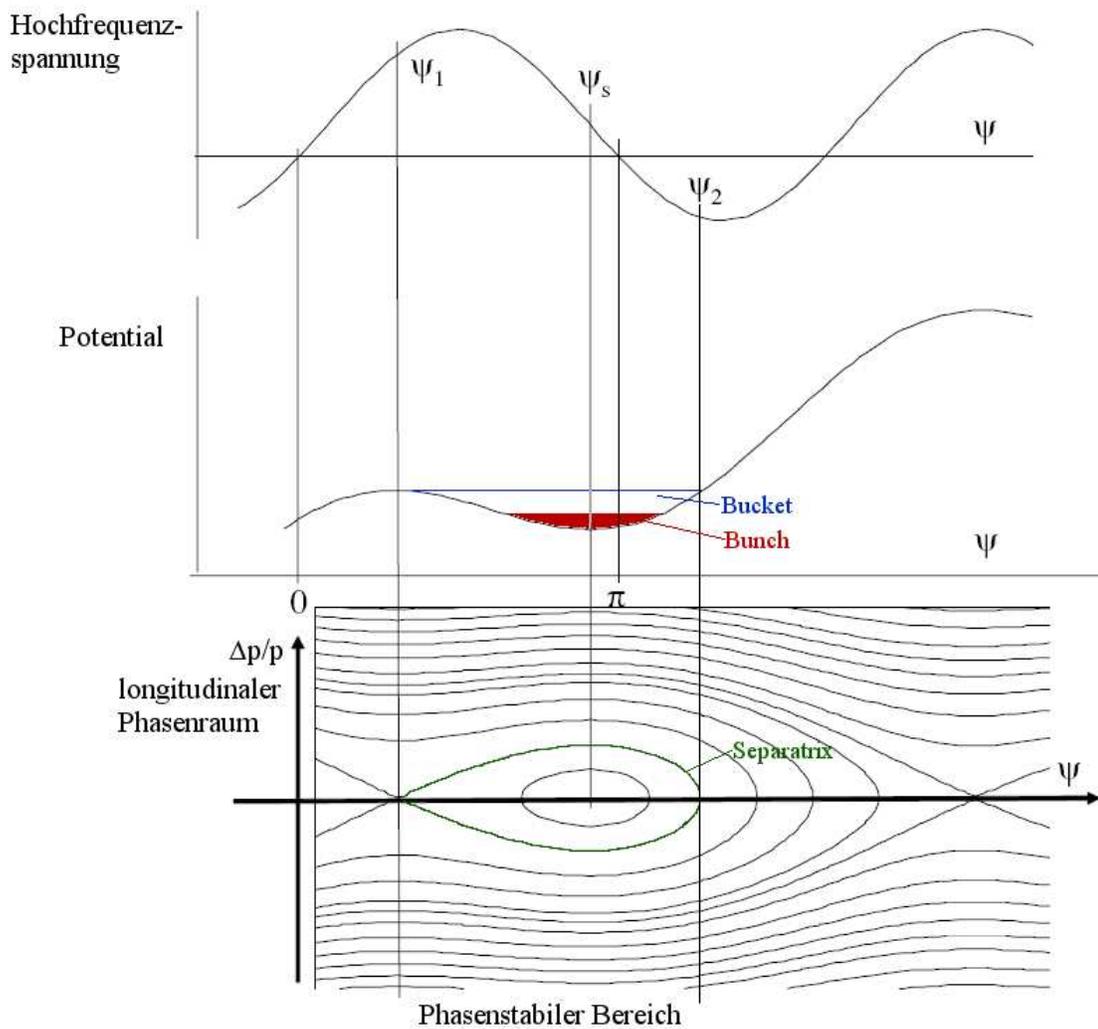


Abbildung 2.1.2: Hochfrequenzfeld, Potentialverlauf und Teilcentrajektorien im longitudinalen Phasenraum für eine Hochfrequenzperiode der Beschleunigung (vgl. [Wie93]).

Dies bedeutet, dass es eine Energie mit einem zugehörigen γ_{tr} gibt bei der die Synchrotronfrequenz verschwindet:

$$\gamma_{tr} = \frac{1}{\sqrt{\alpha_c}}$$

Aus diesem Grund wird γ_{tr} auch mit dem englischen Begriff „transition energy“ bezeichnet. Neben der nicht verschwindenden Frequenzdispersion η_c muss auch $\cos \Psi_s \neq 0$ gelten, da aus (2.1.4) ersichtlich wird, dass für einen reellen Ausdruck der Synchrotronfrequenz gelten muss:

$$\eta_c \cos \Psi_s > 0$$

Dies ist nur dann gegeben, wenn gilt:

$$\begin{aligned} 0 < \Psi_0 < \frac{\pi}{2} & \quad \text{für} \quad \gamma < \gamma_{tr} \\ \frac{\pi}{2} < \Psi_0 < \pi & \quad \text{für} \quad \gamma > \gamma_{tr} \end{aligned}$$

Somit ist unterhalb der Energie zu γ_{tr} eine stabile Beschleunigung nur für eine Phasenlage des Sollteilchens auf der ansteigenden Flanke der Hochfrequenz möglich und oberhalb dieser Energie eine Beschleunigung nur auf der abfallenden Flanke möglich. In Kreisbeschleunigern existieren neben diesen Teilchen mit Energieschwingungen kleiner Amplitude auch eine Anzahl von Teilchen, welche longitudinale Schwingungen mit großen Amplituden ausführen. Werden diese Amplituden zu groß, so verlassen die Teilchen den phasenstabilen Bereich und gehen verloren. Die Grenze, welche den stabilen vom instabilen Bereich trennt, wird *Separatrix* genannt. Der stabile Bereich innerhalb der Separatrix wird mit dem englischen Begriff *Bucket* bezeichnet. Das Teilchenensemble innerhalb eines Buckets wird mit dem englischen Begriff *Bunch* bezeichnet.

In Abbildung 2.1.2 sind die Zusammenhänge zwischen beschleunigender Hochfrequenz, dem phasenstabilen Bereich um die Sollphase Ψ_0 und dem Teilchenbunch bildlich dargestellt. Da die Phasenfokussierung von der Frequenz der beschleunigenden Wechselspannung $U_0 \cdot \sin(\omega t)$ abhängt, so ist die Länge eines Buckets durch diese vorgegeben. Unter Vernachlässigung von Dämpfungseffekten lässt sich für relativistische Teilchen über die mittlere Amplitude der Synchrotronoschwingung die Länge des Buckets angeben [San70, Wie93, Duf94, CT06]:

$$\Delta\Psi_{\max} = \frac{\alpha_c h}{Q_s} \cdot \left(\frac{2eU_0}{\pi h \eta E_0} \left[\sqrt{q^2 - 1} - \cos^{-1} \left(\frac{1}{q} \right) \right] \right) \quad (2.1.5)$$

Dabei bezeichnet q den sogenannten Überspannungsfaktor. Dieser gibt das Verhältnis zwischen maximaler Beschleunigungsspannung U_0 der Resonatoren zum Energieverlust W_0 pro Umlauf an:

$$q = \frac{eU_0}{W_0}.$$

2.1.4 Longitudinale Strahldynamik in Linearbeschleunigern

Im vorherigen Kapitel wurde schon beschrieben, dass für Teilchen unterhalb der *transition energy* γ_{tr} eine stabile Beschleunigung nur für eine Phasenlage des Sollteilchens von

$$\frac{\pi}{2} < \Psi_0 < \pi \quad \text{für} \quad \gamma > \gamma_{tr}$$

möglich ist.

Auch im Falle der Linearbeschleunigung tritt wie in Kreisbeschleunigern unter bestimmten Umständen eine Phasenoszillation der Teilchen im Bunch um das Sollteilchen auf. Sie tritt aber im Gegensatz zum Kreisbeschleuniger nicht mehr durch eine Laufzeitdifferenz pro Umlauf im

Beschleuniger sondern durch Geschwindigkeitsvariationen relativ zur beschleunigenden Hochfrequenzwelle der Teilchen während des Beschleunigungsvorgangs auf. Teilchen, die zum Beispiel mit einer höheren Geschwindigkeit als die des Sollteilchens in den Beschleuniger eintreffen, eilen diesem voraus und bewegen sich entlang der Flanke des beschleunigenden Hochfrequenzfeldes in einen Bereich, in dem die Beschleunigung geringer ist, als die des Sollteilchens. Das Teilchen wird dann zurückfallen und beginnt longitudinal um das Sollteilchen zu schwingen. Hierzu ist es erforderlich, dass sowohl die Geschwindigkeit der in den Beschleuniger eintretenden Teilchen als auch die Phasengeschwindigkeit der beschleunigenden Hochfrequenzwelle kleiner als die Lichtgeschwindigkeit sind. Nähert sich die Phasengeschwindigkeit des beschleunigenden Hochfrequenzfeldes der Lichtgeschwindigkeit so geht diese Schwingung in einen Kriechfall über, da die Teilchengeschwindigkeit nicht mehr größer als die Phasengeschwindigkeit und die Geschwindigkeit des Sollteilchens werden kann.

Betrachtet man ein sich in einem Linearbeschleuniger in s -Richtung ausbreitendes elektrisches Feld der Form

$$E_s = E_0 \sin \left[\omega \left(t - \frac{s}{v_p} \right) \right],$$

mit der Phasengeschwindigkeit v_p und der Frequenz ω des beschleunigenden Feldes, so lässt sich für ein Teilchen in diesem Feld folgende Bewegungsgleichung aufstellen:

$$\frac{dp}{dt} = eE_0 \sin \left[\omega \left(t - \frac{s}{v_p} \right) \right].$$

Transformiert man die Koordinate s in eine mit dem Beschleunigungsfeld mitbewegte Koordinate $s' = s - v_0 t$ so lässt sich folgende Hamiltonfunktion aufstellen:

$$H = \sqrt{m_0^2 c^4 + p^2 c^2} - p v_p - e E_0 \frac{v_p}{\omega} \cos \left(\frac{\omega s'}{v_p} \right).$$

wobei für den Impuls p und die Koordinate s' gilt:

$$\frac{dp}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial s'}, \quad \frac{ds'}{dt} = \frac{\partial H}{\partial p}.$$

Da H nicht explizit von der Zeit abhängt, ist die Hamiltonfunktion eine Konstante der Bewegung. Trägt man nun in einem Phasenraumdiagramm die Impulse p gegen die Phase $\Phi = \omega s'/v_p$ auf und zeichnet die Linien für $H = \text{konstant}$, so erhält man graphisch die Beziehung zwischen Impuls und Ort während der Bewegung eines Teilchens im beschleunigenden Hochfrequenzfeld [Sla50, D60].

In Abbildung 2.1.3 wurde der Phasenraum für $v_p < c$ und $v_p = c$ abgebildet. Bei der Phasengeschwindigkeit $v_p < c$ sind sowohl geschlossene als auch offene Trajektorien zu erkennen. Auf den geschlossenen Bahnen a bewegen sich Teilchen, die innerhalb des phasenstabilen Bereichs um die Sollphase schwingen. Die Trajektorien b trennen den phasenstabilen Bereich von den offenen Trajektorien und stellen damit die Separatrix dar. Die Bahnen c und d stellen Trajektorien von Teilchen zu hoher, beziehungsweise zu niedriger Energie dar, um vom Hochfrequenzfeld zur Beschleunigung eingefangen zu werden. Solche Teilchen können nicht stabil beschleunigt werden. Im Übergang der Phasengeschwindigkeit zum relativistischen Grenzfall $v_p = c$ deformieren sich die Trajektorien zu höheren Impulsen hin bis ins Unendliche. Aufgrund der relativistischen Grenze der Teilchengeschwindigkeiten können Elektronen nicht mehr so schnell sein um vom Hochfrequenzfeld eingefangen zu werden. So sind im relativistischen Grenzfall in Abbildung 2.1.3 auf der rechten Seite keine geschlossenen Trajektorien dargestellt. Teilchen auf den Bahnen a schwingen nicht mehr um die Sollphase, sind aber dennoch an die beschleunigende Welle gebunden, da die

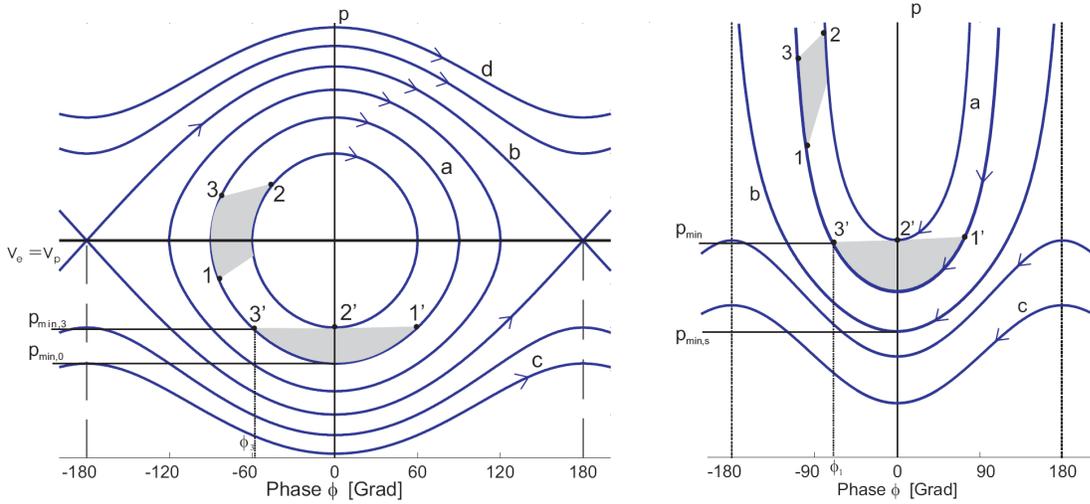


Abbildung 2.1.3: Links: Longitudinaler Phasenraum für $v_p < c$, rechts: für $v = c$ [Rae01]

Teilchen mit zunehmendem Teilchenimpuls sich asymptotisch einer starren Phasenlage nähern. p_{min} bezeichnet hierbei immer den minimal notwendigen Impuls zu einer Phasenlage relativ zum beschleunigenden Feld, um stabil beschleunigt zu werden. Bei Eintritt in das beschleunigende Feld hängt dabei der minimale notwendige Impuls der Teilchen, um die Teilchen in den stabilen Phasenraum zu injizieren, stark von der sogenannten Einfangfeldstärke E_0 zu Beginn des Beschleunigungsprozesses ab. Für eine Beschleunigerstruktur mit $v_p = c$ lässt sich eine Einfangbedingung für die notwendige Feldstärke E_0 aufstellen, die nötig ist um ein Teilchen mit der Eintrittsgeschwindigkeit $\beta_e = v_e/c$ mit einem Beschleunigungsfeld der Frequenz ν_{hf} einzufangen und zu beschleunigen[Wan98]:

$$E_0 = \frac{2\pi mc^2 \nu_{hf}}{cq} \sqrt{\frac{1 - \beta_e}{1 + \beta_e}}. \quad (2.1.6)$$

Betrachtet man für $v_p < c$ einen Bunch, wie er in Abbildung 2.1.3 mit dem schraffierten Bereich und dem Punkten $1', 2'$ und $3'$ auf den geschlossenen Trajektorien dargestellt ist, so stellt man fest, dass dieser sich nach einer von der Feldstärke abhängigen Zeit im Bereich $v_e = v_p$ einfindet. Neben der Impulszunahme ist hierbei auch eine Verringerung der longitudinalen Phasenbreite des Teilchenbunches festzustellen. Der Bunch wurde somit räumlich komprimiert, während die Impulsverteilung breiter geworden ist. Die Fläche ist aufgrund des Liouvilleschen Theorems eine Konstante der Bewegung.

Im Falle des relativistischen Grenzfalles auf der rechten Seite von Abbildung 2.1.3 wird der Bunch ebenfalls komprimiert, während er beschleunigt wird. Allerdings ist hier im Gegensatz zum nicht relativistischen Fall die Energieaufnahme unbegrenzt möglich. Somit eignen sich Strukturen mit $v_p = c$ vorwiegend zur Beschleunigung. Strukturen mit Phasengeschwindigkeiten $v_p < c$ (sogenannte *Wanderwellenbuncher*) eignen sich dazu die Bunche über hinreichend kurze Beschleunigungszeiten zu komprimieren und gleichzeitig die Teilchenenergie beziehungsweise Teilchengeschwindigkeiten zu erhöhen. Für die nachfolgenden Beschleunigerstrukturen mit $v_p = c$ wird dadurch die benötigte Einfangfeldstärke minimiert. Das Anpassen der Teilchengeschwindigkeit an die Phasengeschwindigkeit einer Beschleunigerstruktur wird aus dem Englischen kommend mit *beta-matching* bezeichnet. Deswegen findet man häufig in moderneren Linearbeschleunigersys-

temen zwei oder mehrere hintereinander liegende Beschleunigerstrukturen mit unterschiedlichen Phasengeschwindigkeiten. Eine Alternative zu diesem Aufbau ist eine Beschleunigerstruktur wie sie auch im Aufbau von LINAC1 1967 umgesetzt wurde. Hierbei wurde in den ersten Zellen der Beschleunigerstruktur durch deren Geometrie eine höhere Feldstärke im Vergleich zu den folgenden restlichen Zellen der Struktur erzeugt. Dies war nötig um der Einfangbedingung für den mit 120 kV von der damaligen Elektronenquelle erzeugten Elektronenstrahl und einer resultierenden Eintrittsgeschwindigkeit von $\beta_e = 0,586$ zu genügen. Die Feldstärke in den ersten fünf Zellen der Struktur des LINAC1 beträgt $E_0 = 17$ MV/m. Nach (2.1.6) wird damit unter Berücksichtigung der Hochfrequenz von 3 GHz die erforderliche minimale Feldstärke von 16,4 MV/m zum Einfang des Strahls übertroffen.

Die Länge eines Buckets, also die Phasenbreite der Separatrix, lässt sich im Falle des Linearbeschleunigers als Injektor analytisch nicht mehr wie im Falle der Kreisbeschleunigung angeben [Wan98, RH70]. Für Teilchenenergien innerhalb eines Injektors von typischerweise 50-120 keV entspricht die Geschwindigkeit der injizierten Teilchen nicht der Phasengeschwindigkeit der Hochfrequenzquelle. Zudem erreichen bei der Beschleunigung massearme Teilchen, wie Elektronen, schon bei Energien oberhalb von wenigen Mega-Elektronenvolt relativistische Geschwindigkeiten. Die Teilchen des Ensembles schwingen, wie oben erwähnt, nicht mehr um die Phase des Sollteilchens. In diesem Fall lässt sich zu jedem Teilchen mit einer bestimmten Phase und einem bestimmten Impuls eine resultierende Phasenlage für $p \rightarrow \infty$ zuordnen.

Im Falle des Kreisbeschleunigers ist man bei den Betrachtungen bis jetzt davon ausgegangen, dass der mittlere Impuls der injizierten Teilchen auch immer dem Sollimpuls des Beschleunigers entspricht. Dies ist im Falle der Linearbeschleunigung nicht der Fall. Die Breite des phasenstabilen Bereichs für ein injiziertes Teilchenensemble hängt wesentlich von dessen mittlerem Impuls bei Injektion ab. Es lässt sich aber für eine erste Orientierung unter einer starken Vereinfachung und unter Berücksichtigung von Gleichung (2.1.5) die Länge eines Buckets abschätzen. Angenommen, die Geschwindigkeit β_e der injizierten Teilchen liegt in der Größenordnung der Phasengeschwindigkeit $\beta_p \approx 1$ so ergibt sich für ein Teilchen der Ruhemasse E_0 unter einer Beschleunigungsspannung U_0 eine maximale Phasenbreite eines phasenstabilen Bereichs für $p_e \rightarrow \infty$ von (vgl. [RH70]):

$$\cos \Phi_\infty = - \left(\frac{2\pi E_0}{\lambda e U_0} (p^2 + 1)^{1/2} - p - \cos \Phi \right) . \quad (2.1.7)$$

2.2 Anforderungen an einen Single-Bunch-Betrieb

Aus dem vorherigen Kapitel kann nun abgeleitet werden wie kurz ein vom Injektor generierter Puls sein muss, damit er als einzelner Bunch beschleunigt werden kann. Zuerst muss der vom LINAC1 erzeugte Bunch im Booster-Synchrotron verlustfrei injiziert werden. Wegen der hohen Rampgeschwindigkeiten von circa 120 MeV/ms und der fehlenden Speichermöglichkeit, sind Betriebskenngrößen wie der Synchrotronarbeitspunkt oder der Momentum-Compaction-Factor schwer zugänglich. Bei Injektion der Elektronen in das Synchrotron ist die Elektronenenergie so gering, dass Energieverluste aufgrund der Synchrotronabstrahlung vernachlässigt werden können. Je geringer die Energieverluste pro Umlauf bei gleich bleibender Beschleunigungsspannung sind desto größer ist der Überspannungsfaktor. Bei Betrachtung von Gleichung 2.1.5 fällt auf, dass ein großer Überspannungsfaktor auch zu einer großen Phasenbreite des Buckets führt. Somit wäre bei vernachlässigbaren Energieverlusten und einer Sollphase im Nulldurchgang der beschleunigenden Hochfrequenz der phasenstabile Bereich nahezu $\Delta\Phi = 2\pi$.

Diesen Umstand macht man sich bis jetzt bei der Injektion der mithilfe von LINAC1 und LINAC2 vorbeschleunigten Elektronen in Synchrotron zunutze. Nach Injektion der Elektronen in

das Synchrotron werden diese aufgrund der hohen Phasenbreite des Buckets im Synchrotron mit einsetzender Phasenfokussierung nahezu unabhängig von ihrer vorherigen Pulsstruktur in eine neue Pulsstruktur gemäß des beschleunigenden Wechselfeldes mit einer Frequenz von 500 MHz überführt.

So ist es auch möglich das Hochfrequenzsignal für die Linearbeschleuniger und die Ringbeschleuniger mit zwei unabhängigen Generatoren zu erzeugen. Dies führte in der Konzeption des alten Linearbeschleunigers des LINAC1 dazu, dass keine hohen Ansprüche an die Temperaturstabilität der Beschleunigerstruktur gestellt wurden. Schwankungen der Beschleunigung durch temperaturbedingte Variationen der Eigenfrequenzen der Beschleunigungsstruktur wurden durch eine Regelung der eingespeisten Hochfrequenz kompensiert.

Ein einzelner Bunch kann aber unter diesen Umständen nicht stabil injiziert und beschleunigt werden. Würde ein einzelner Bunch in das Synchrotron injiziert werden, so wäre nicht gewährleistet, dass dieser innerhalb eines Buckets eingefangen wird. Hierzu ist es notwendig die Hochfrequenz der Beschleunigung im Synchrotron mit fester Phase an die Hochfrequenz des Linearbeschleunigers zu koppeln und zu gewährleisten, dass jederzeit $\nu_{\text{Linac}} = 6 \cdot \nu_{\text{Booster}}$ gilt.

LINAC1 beschleunigt Elektronen typischerweise mit einer Hochfrequenz von 2,998 GHz, was einer Periodendauer von circa $\tau = 0,33$ ns entspricht. Würde vom Injektor ein Elektronenpuls von 1-2 ns Pulsdauer erzeugt, so wäre zwar aufgrund der Phasenbreite des Buckets im Synchrotron bei Injektion die Voraussetzungen für einen einzelnen Bunch in ELSA erfüllt, jedoch würde der Puls über mehr als eine Hochfrequenzperiode in den Linearbeschleuniger injiziert werden, was zu hohen Strahlverlusten und damit zu einer schlechten Effizienz führen würde. Teilchen die nicht innerhalb des phasenstabilen Bereichs im Linearbeschleuniger injiziert werden gingen verloren. Hinsichtlich der Transfereffizienz von der Elektronenquelle bis in den Stretcherring hinein ist weiterhin auch der Linearbeschleuniger LINAC1 zu berücksichtigen.

Um den maximal möglichen Strom der Elektronenquelle im Linearbeschleuniger zur Beschleunigung einzufangen, muss auch die Länge des Pulses, welcher vom Injektor erzeugt wird, auf die Länge des Buckets im Linearbeschleuniger angepasst werden. Mit Gleichung (2.1.7) lässt sich die Länge eines Buckets im Linearbeschleuniger abschätzen.

Betrachte man jetzt beispielhaft Elektronen mit einer Ruheenergie von $E_0 = 0,511$ MeV, die mit einer Beschleunigungsspannung von 120 kV aus einer Quelle emittiert und mit einem Impuls von $p_e/m = \beta\gamma = 0,712$ in den Linearbeschleuniger injiziert werden. Bei einem maximalem Feldgradienten U_0 von 17 MV/m und einer Wellenlänge von $\lambda = 0,1$ m der beschleunigenden Hochfrequenz und einer relativen Injektionsphasenlage von $\Phi = 0^\circ$ (vergl. Abbildung 2.1.3) ergibt sich:

$$\Phi_{\text{max}} = 127,4^\circ$$

bezüglich der beschleunigenden Hochfrequenz von 3 GHz. Dies entspräche einer zeitlichen Pulslänge von

$$\tau_{\text{bucket}} = 0,12 \text{ ns}$$

Zu höheren Injektionsimpulsen p_e hin nimmt die Phasenbreite für eine stabile Beschleunigung zu.

Somit ergibt sich, dass für eine maximale Einfangeffizienz der Injektor im Single-Bunch-Betrieb eine Elektronenpuls von

$$\tau \leq 0,12 \text{ ns}$$

zur Verfügung stellen muss und eine minimale mittlere Elektronenenergie von

$$T = 120 \text{ keV}$$

erforderlich ist, um die Einfangbedingung für den Linearbeschleuniger mit einem Feldgradienten von 17MV/m zu erfüllen.

2.3 Anforderungen an einen Langpuls Betrieb

Der im Rahmen des Aufbaus des Booster-Synchrotrons konzipierte Injektor verfügte über eine emittierende Kathodenoberfläche von 38 mm im Durchmesser. Die Emittanz des Strahls ist im Bereich des Injektors allein durch die Größe der Emissionsfläche der Kathode in der Elektronenquelle bestimmt. So kann zwar durch nicht lineare Effekte diese Emittanz größer werden, jedoch ist es nicht möglich kleinere Emittanzen zu erhalten, als sie durch die Wahl der Kathode festgelegt wurde. Im Vergleich zu heutigen Kathoden mit Durchmessern von 5-10 mm führte die alte Kathode auch zu entsprechend großen Emittanzen des emittierten Elektronenstrahls. Zudem wurde der produzierte Strahl mit 1,5 A Strahlstrom und 2 μs Pulslänge über ein sogenanntes Choppersystem in kurze Strahlpulse geschnitten, wobei nahezu 50% des Strahlstroms verloren gingen.

Um die Anforderungen nach einem akkumulierten Elektronenstrom von bis zu 200 mA unter Beibehaltung der Füllzeiten zu gewährleisten, muss der neue Injektor für den Langpuls-Betrieb in erster Linie einen Elektronenstrahl mit kleineren Emittanzen, als sie mit dem Aufbau der Elektronenquelle von 1967 am LINAC1 möglich gewesen wären, zur Verfügung stellen und diesen dann möglichst effizient in die Linearbeschleunigerstruktur injizieren. Allein unter dem Gesichtspunkt der Effizienz ist die Entwicklung und der Aufbau eines neuen Injektionssystems sinnvoll. Dies bedeutet, dass zusätzlich zur Injektion in den LINAC1, auch der Strahltransfer vom LINAC1 zum Synchrotron und die Voraussetzungen zur effizienten Injektion in das Synchrotron neu betrachtet werden müssen. Wesentlich ist dabei die Verbesserung der Kompression der Energiebreite des Elektronenstrahls nach Austritt aus dem Linearbeschleuniger, wozu Simulationen der zugehörigen Magneto-optik [Krö09] im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden.

Um die Leistungsfähigkeit des Linearbeschleunigers, 500 mA auf 25 MeV beziehungsweise bis zu 800 mA auf 20 MeV beschleunigen zu können, vollends auszuschöpfen, sollte die Elektronenquelle mindestens diesen Strom zur Verfügung stellen.

Wie schon in Kapitel 2.1.4 erwähnt, lässt sich mit einem Wanderwellenbuncher sowohl die Pulslänge verkürzen, als auch die Teilchengeschwindigkeit der Phasengeschwindigkeit im Linearbeschleuniger anpassen. Dabei ist es notwendig, den einige Mikrosekunden langen kontinuierlichen Strahlpuls der Elektronenquelle durch einen sogenannten Prebuncher in einen gepulsten Strahl zu formen. Dadurch kann gewährleistet werden, dass keine Elektronen zu Zeiten in den Wanderwellenbuncher injiziert werden, zu denen die Elektronen in einem der Bewegungsrichtung entgegengesetztem Feld beschleunigt würden.

Es ist wünschenswert im Stretcherring eine möglichst homogene Füllung zu erhalten, so dass jedes Bucket gefüllt ist. Hierzu muss die Zeitstruktur der Hochfrequenz in ELSA in der Puls-kompression berücksichtigt werden, was zur Folge hat, dass die Frequenz für Bunchersysteme im Injektor mindestens der Hochfrequenz von 499,67 MHz in ELSA und einem ganzzahligen Vielfachen davon entsprechen muss.

Als Bunching-System empfiehlt sich somit eine effiziente Kombination aus Vorkompression mithilfe eines einzelligen Resonators als Prebuncher mit einer Frequenz von 499,67 MHz als Subharmonische der Beschleunigungsfrequenz im Linearbeschleuniger von 2998,02 MHz und einem Wanderwellenbuncher mit einer entsprechenden Frequenz des beschleunigenden Wechselfeldes im Linearbeschleuniger von 2998,02 MHz zur weiteren Kompression und zur Anpassung der

Teilchengeschwindigkeit an die Phasengeschwindigkeit des Linearbeschleunigers mit $v_p = c$.

Kapitel 3

Aufbau des neuen Injektors an LINAC1

In den vorherigen Kapiteln wurde ersichtlich, dass es sich empfiehlt für den neuen Injektor an LINAC1 eine Elektronenquelle mit zwei Betriebsmodi (Kurzpuls- und Langpulsmodus) vorzusehen. Der Elektronenstrom aus der Quelle sollte im Falle des Langpulsbetriebs mindestens 500 mA betragen. Wie schon erwähnt lässt sich mit einem Wanderwellenbuncher sowohl die Pulslänge verkürzen als auch die Teilchengeschwindigkeit der Phasengeschwindigkeit der Hochfrequenz im Linearbeschleuniger anpassen. Im Langpulsmodus muss der von der Quelle kontinuierlich über 2-3 μ s lang generierte Puls noch durch ein weiteres Element in einen gepulsten Strahl überführt werden. Für einen effizienten Einsatz des Wanderwellenbunchers muss aber auch für diesen der eintreffende Puls im Einzelpulsmodus hinreichend kurz sein um möglichst verlustfrei eingefangen zu werden. Dies kann durch einen einzelligen Resonator geschehen, einem sogenannten Prebuncher.

Zur Generierung eines Einzelpulses sollte die Länge des Elektronenpulses aus der Elektronenquelle nicht größer als die halbe Wellenlänge des hochfrequenten Wechselfeldes des Prebunchers sein. Aus der Frequenz des Wechselfeldes des Prebunchers von rund 500 MHz ergibt sich somit eine maximale Pulslänge der Elektronenquelle von 1 ns.

Desweiteren muss ein System von Solenoiden und Korrektoren aufgebaut werden um die natürliche Divergenz des Strahls zu kompensieren und die Strahlage zu korrigieren. Um die Strahlage, den Strahlquerschnitt und die Pulslänge, sowie die Strahlstromstärke zu überprüfen sind entsprechende Diagnoseeinheiten zu verbauen. In diesem Kapitel werden die einzelnen Komponenten und das Gesamtkonzept des neuen Injektors unter diesen Gesichtspunkten vorgestellt.

Um eine zeitintensive Neuentwicklung zu vermeiden und die Kosten zu minimieren, wurde ein Konzept entwickelt, das es erlaubt vorhandene und schon entwickelte Komponenten und Verfahren im Rahmen der Ansprüche dieser Anlage zu verwenden.

Eine Anlage, in der ein Injektor entwickelt wurde, der unter anderen Rahmenbedingungen und Ansprüchen konzipiert wurde, aber auf dem gleichen Grundprinzipien basiert, ist die S-Band Test Facility (kurz: SBTF), dessen Komponenten uns freundlicherweise nach Beendigung dessen Verwendung am Deutschen Elektronen Synchrotron (DESY) in Hamburg zur Verfügung gestellt wurden. Mehrere dieser Komponenten lassen sich modifiziert für den neuen Aufbau verwenden. Aus diesem Grund wird ein kurzer Abschnitt dem Aufbau des Injektors an der SBTF gewidmet.

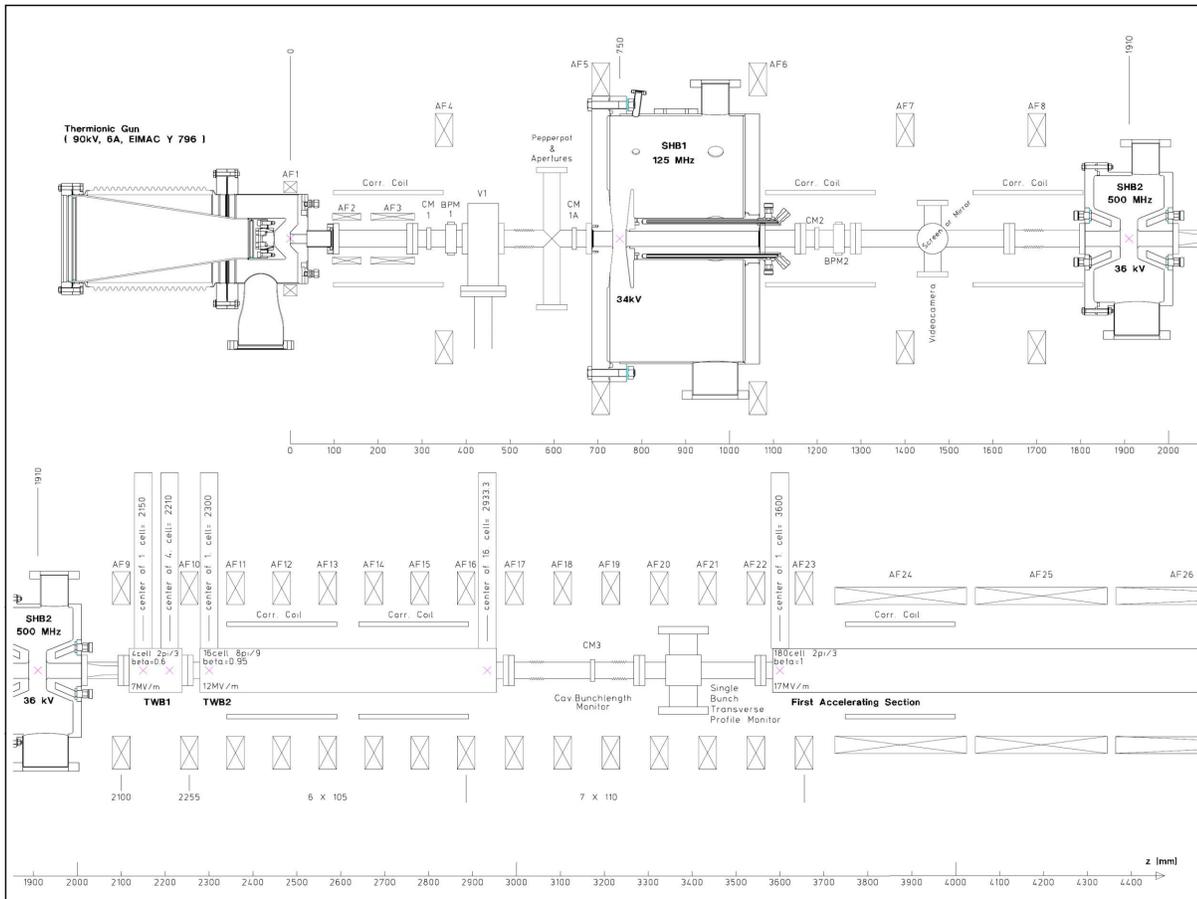


Abbildung 3.1.1: Schnittzeichnung als Übersicht über den Injektor der SBTF [Bri48]. Die Strahlführung beginnt oben links mit der 90 kV Elektronenquelle, welche den Elektronenstrahl nach rechts emittiert. Nach diversen Strahlführungs- und Diagnoseeinheiten folgen der 125 MHz Prebuncher SHB1 und 500 MHz Prebuncher SHB2, sowie die Wanderwellenbuncher TWB1 und TWB2 bevor der Strahl in die erste Linearbeschleunigersektion eintritt.

3.1 S-Band Test Facility in Hamburg, DESY

Die S-Band Test Facility in Hamburg wurde ursprünglich als Designstudie für den Einsatz von normal-leitenden Beschleunigungsstrukturen für einen 500 MeV Linear Collider aufgebaut [Bri48, SY94]. Als sich die parallel dazu auf supraleitenden Hochfrequenzresonatoren aufgebaute TESLA¹ Test Facility als die zukunftsweisendere Technik durchgesetzt hatte, wurde die SBTF wieder außer Betrieb genommen. Die TESLA Test Facility ist daraufhin zur hochintensiven, gepulsten und hochenergetischen Lichtquelle, einem sogenannten „free electron laser“, ausgebaut worden und wird bis heute unter der Bezeichnung FLASH² bei DESY betrieben.

Der Injektor der SBTF verfügte über eine 90 kV Elektronenquelle mit einem maximalen Elektronenstrom von 6 A, die in drei verschiedenen Betriebsmodi mit unterschiedlichen Pulsabständen betrieben werden konnte.

Aufgrund der hohen Ladungsdichten bei 6 A Strahlstrom bestand das Buncher-System aus zwei

¹Tera Electron Volt Energy Superconducting Linear Accelerator

²Free Electron Laser in Hamburg

subharmonischen Prebunchern mit jeweils 125 MHz und 500 MHz, sowie zwei Wanderwellenbunchern mit unterschiedlichen Phasengeschwindigkeiten des beschleunigenden Hochfrequenzfeldes. Darüber hinaus verfügte der Injektor über diverse Solenoide zur Fokussierung des Strahls, Korrektoren und Diagnoseeinheiten. Eine Übersicht ist in Abbildung 3.1.1 dargestellt.

3.2 Die Elektronenquelle

Als Elektronenquelle für den neuen Aufbau für LINAC1 wurde die Elektronenquelle der SBTF Struktur verwendet. Da in ELSA eine homogene Füllung erwünscht ist, in der sich Elektronenbunche in jedem Bucket befinden, kann ein 125 MHz Prebuncher nicht verwendet werden, um den Elektronenstrahl in einen gepulsten Strahl zu überführen und zu komprimieren. Um den Strahl mit nur einem Prebuncher und einem Wanderwellenbuncher hinreichend zu komprimieren muss der Emissionsstrom der Quelle reduziert werden. Dennoch sollte der Emissionsstrom hinreichend groß sein um mögliche Verluste von der Strahlerzeugung bis zur Injektion in den Linearbeschleuniger zu kompensieren und dennoch die Leistungsfähigkeit des Linearbeschleunigers vollends auszuschöpfen. Da der Linearbeschleuniger für Ströme bis zu 800 mA ausgelegt ist, empfiehlt es sich Emissionsströme von 1,5 – 2 A der Quelle anzustreben. Somit wird eine Stromstärke von 2 A im Einzelpulsmodus und eine Stromstärke von mindestens 500 mA im Langpulsmodus anvisiert. Um die Emissionsströme der Quelle der SBTF zu reduzieren, muss das Design der Quelle entsprechend modifiziert werden. Dazu wurden Rechnungen und Simulationen durchgeführt um das letztendliche Design festzulegen, deren Ergebnisse im folgenden Kapitel vorgestellt werden.

Als Emissionskathode kommt eine Kathode vom Typ YU-171 der Firma EIMACS/CPI mit einer emittierenden Kathodenfläche von 1 cm^2 zum Einsatz. Diese ermöglicht eine relativ geringe Emittanz des von der Quelle erzeugten Strahls und bietet mit 3,5 A Spitzenstrom hinreichende Reserven bei einem gewünschten Maximalstrom von 2 A im Einzelpulsmodus. Dies ist insofern von Bedeutung, da Alterungserscheinungen in Form einer Reduzierung des maximalen Emissionsstroms nicht zu einer Begrenzung des gewünschten Emissionsstroms der Elektronenquelle führen würden. Die Elektronenquelle wurde schon im Rahmen meiner Diplomarbeit im Jahre 2006 [Kla06] entworfen und fertiggestellt. Der Schwerpunkt des Designs lag auf einem Einzelpulsmodus mit einer Pulsstromstärke von 2 A. Der Langpulsmodus wurde damals mit einem Strom von 200 mA spezifiziert. In diesem Kapitel wird daher sowohl der überholte Designansatz aus dem Jahre 2006 der Quelle vorgestellt, als auch die Neubeubetrachtungen in Hinblick auf die höheren Emissionsströme von mindestens 500 mA für den Langpulsmodus und neuen Erkenntnissen bezüglich des Emissionsverhaltens des eingesetzten Quellentyps.

3.2.1 Prinzipieller Aufbau einer thermischen Elektronenquelle

Der Grundaufbau einer thermischen Elektronenquelle besteht aus einer Glühkathode, aus deren Oberfläche Elektronen ausgeheizt werden und einer Anode zu der die Elektronen hin beschleunigt werden, bevor sie durch ein Loch in der Anode die Quelle verlassen. In schnell pulsenden Elektronenquellen ist ein solcher Diodenaufbau jedoch unerwünscht, da keine Netzgeräte verfügbar sind, die Spannungen von 50 - 100 kV in wenigen Nanosekunden schalten können. Deshalb wird bei einer schnell pulsenden Elektronenquelle ein Triodenaufbau bevorzugt. Um den Emissionsstrom zu kontrollieren befindet sich zwischen Kathode und Anode, in unmittelbarer Nähe zur Kathode, ein Steuergitter, welches mit einer negativen Sperrspannung die Emission der Elektronen verhindert. Dies ermöglicht, mit vergleichsweise zur Hochspannung kleinen positiven Spannungen, die Sperrspannung des Gitters aufzuheben und somit die Elektronenquelle zur Emission zu bringen. Dabei haben sowohl die geometrische Form der Kathode und der Anode, sowie deren Abstand

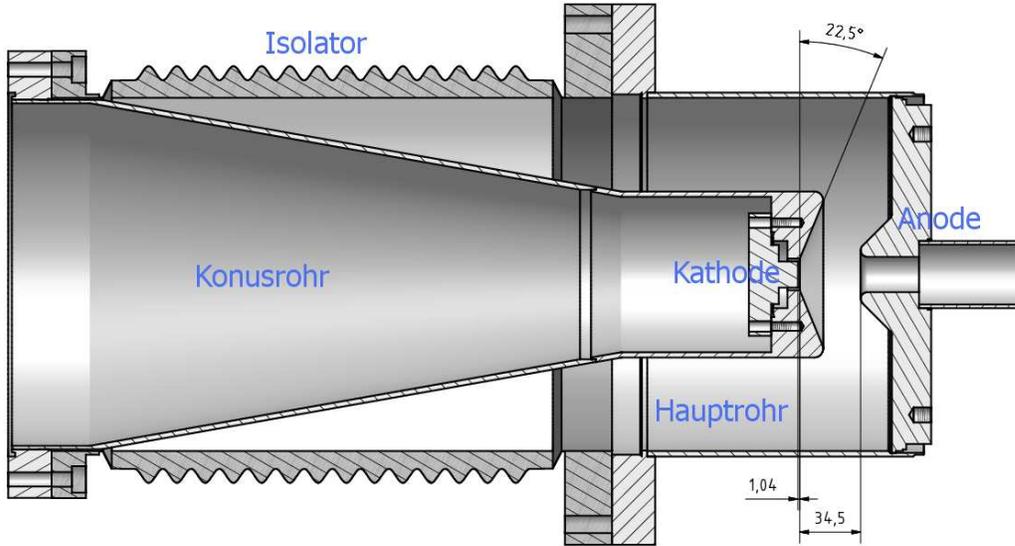


Abbildung 3.2.1: Schnittzeichnung der 90kV-Quelle des neuen LINAC1-Aufbaus.

zueinander einen entscheidenden Einfluss auf das Emissionsverhalten der Quelle. Entzieht man einer emittierenden Oberfläche Elektronen, so stellt man fest, dass die Emission nicht nur durch den Heizstrom, sondern auch durch den Abstand zwischen Anode und Kathode begrenzt ist. Dieses Emissionsverhalten kann wie folgt erklärt werden.

Der Potentialverlauf, wie in Abbildung 3.2.2 dargestellt, zwischen Kathode und Anode ist nicht linear, da die Ladung des Elektronenstrahls, die sogenannte Raumladung, auf dem Weg zur Anode das beschleunigende elektrische Feld kompensiert. Dieser Effekt wurde das erste Mal von I. Lamiguir, Child und W. Schottky beschrieben [Lan13, Chi11]. Die Maximalstromstärke des emittierten Elektronenstroms steigt somit mit der Beschleunigungsspannung U an und vermindert sich mit zunehmendem Abstand d zwischen Anode und Kathode. Für eine spiegel- und zylindersymmetrische Geometrie gilt für den Elektronenstrom I der Ladung e und der Masse m :

$$I = K \cdot U^{3/2}$$

Dabei wird der Vorfaktor

$$K = \frac{4}{9} \epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{A}{d^2}$$

mit der Strahlquerschnittsfläche A allgemein als *Perveanz* bezeichnet. Somit lässt sich der maximale Emissionsstrom bei einer vorgegebenen Betriebsspannung durch den Abstand zwischen Anode und Kathode festlegen. Man bezeichnet diesen Zusammenhang als Raumladungsbegrenzung.

Die Raumladung der Elektronen bewirkt aufgrund der Abstoßung eine Strahlaufweitung. *J.R. Pierce* zeigte, dass ein Kathodenschirm unter einem Neigungswinkel von $67,5^\circ$ zum Elektronenstrahl radiale Feldkomponenten erzeugt, die diese Abstoßung kompensiert, so dass die Elektronenquelle einen runden parallelen Strahl produziert [Pie54]. In Abbildung 3.2.3 ist zu sehen, wie

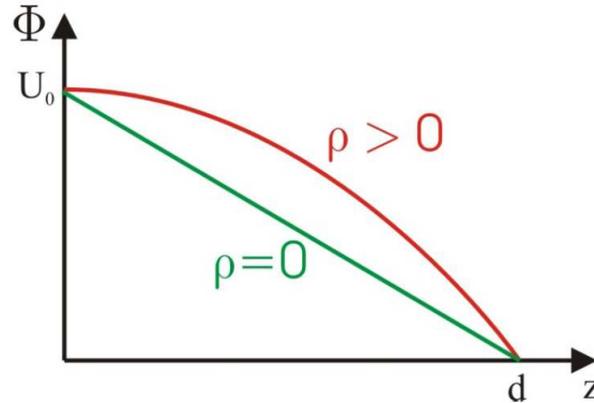


Abbildung 3.2.2: Potentialverlauf Φ der Beschleunigungsspannung U_0 in Abhängigkeit vom Abstand z von der Kathode. Zu sehen ist einmal in grün der Potentialverlauf für eine Ladungsdichte $\rho = 0$ und in rot für eine Ladungsdichte $\rho > 0$. In unmittelbarer Nähe der Kathode ($z = 0$) ist zu erkennen, dass nahezu keine Potentialdifferenz vorliegt.

durch diese sogenannte Pierce-Anordnung, also die Neigung der Kathodenelektrode zum Strahl, radiale Feldkomponenten erzeugt werden, und sich ein paralleler Strahl ausbildet.

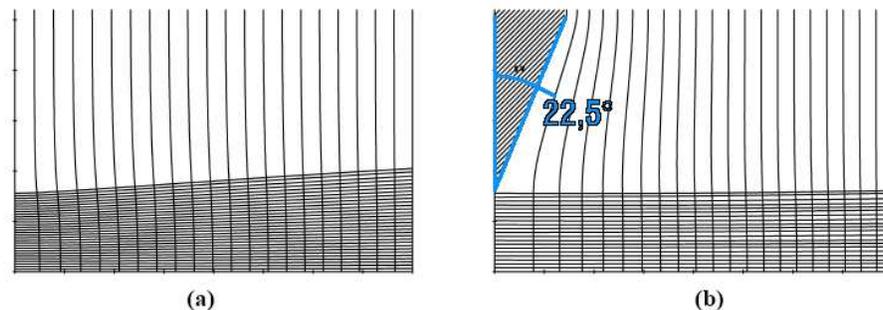


Abbildung 3.2.3: Wirkung der Pierce-Anordnung einer Kathode auf den Strahl: a) Die transversale Aufweitung aufgrund von Raumladungskräften eines von links aus der Kathode nach rechts propagierenden Elektronenstrahls inklusive der Feldlinien des resultierenden elektrischen Feldes. b) Kompensation der Ausweitung durch Neigung der Kathodenfläche mit dem Winkel von $67,5^\circ$ zum Elektronenstrahl.

In dieser Betrachtung wird jedoch die Wirkung der Lochanode vernachlässigt. So wirkt gerade jenes Loch, welches das Austreten des Strahls aus der Quelle ermöglicht, fokussierend auf den Strahl. Die genaue Propagation des Strahls und der resultierende Strahlstrom lässt sich im Allgemeinen nur durch numerische Lösung der Poissongleichung unter Berücksichtigung der Ladungsdichte des emittierten Elektronenstrahls berechnen. Durch iterative Methoden erhält man so die Maximalstromstärke im raumladungsbegrenzten Fall.

Der raumladungsbegrenzte Fall ist aber in der Regel bei einer Elektronenquelle im Trioden- aufbau nicht erwünscht. Bei zunehmenden Betriebsalter kann es passieren, dass die Oberfläche nicht mehr gleichmäßig emittiert. So kann es zu einer Art Inselbildung kommen, bei der sich

Bereiche in der Oberfläche ausbilden in der die Emission gänzlich zum Erliegen kommt. Da die Perveanz einer Quelle aber proportional zur emittierenden Oberfläche ist, reduziert sich somit der raumladungsbegrenzte Strom. Betreibt man die Elektronenquelle außerhalb des raumladungsbegrenzten Bereichs macht sich eine Inselbildung nicht im Elektronenstrom bemerkbar.

3.2.2 Pulserelektronik

Da die Pulserelektronik der SBTF-Struktur für eine Kathode des Typs Y-769 und einen Multipulsmodus ausgelegt war, musste in Zusammenarbeit mit der Firma PPT eine neue Pulserplatine entwickelt werden. Aus technischen Gründen war es jedoch nicht möglich mit nur einer Pulserplatine sowohl Pulsdauern von einer Nanosekunde, als auch Pulse mit einer Dauer von wenigen Mikrosekunden zu verwirklichen. Somit musste für den jeweiligen Betriebsmodus eine eigene Platine entworfen werden. Desweiteren war es nicht möglich eine Ansteuerung, die bei einer Stromstärke von 2 A die Pulslänge auf 1 ns in der Halbwertsbreite beschränkt, zu fertigen. Daher limitiert sich der Emissionsstrom für den Kurzpulsmodus auf 1,5 A. Durch eine Modifikation der Ansteuerungsplatine für den Langpulsmodus konnte der Emissionsstrom von ehemals 500 mA auf nahezu 900 mA durch eine Änderung der maximalen Pulsspannung von 35 V auf 65 V erhöht werden. In Tabelle 3.2.1 sind die Betriebsparameter der einzelnen Platinen einzusehen.

Parameter	Kurzpulsplatine	Langpulsplatine
Emissionsstrom	(1,5 – 0,1) A	(900 – 10) mA
Pulslänge	1 ns (FWHM) ³	(0,3 – 3) μ s
Kathodenhochspannung	90 – 100 kV	
Gitterspannung	(- 30 – - 150) V	
Pulsspannung	(50 – 400)V	(0 – 65) V
Heizspannung	(6,3 – 7,2) V	

Tabelle 3.2.1: Tabelle der Betriebsparameter der einzelnen Pulserplatinen.

³FWHM = Full Width at Half Maximum ist die im Englischen gebräuchliche Bezeichnung für die Halbwertsbreite

Die Veränderungen der Stromstärken durch diese Modifikationen ergaben sich erst innerhalb der Konstruktionsphase. Das Design, welches hier vorgestellt wird, basiert ursprünglich jedoch auf der Vorgabe eines Stromes der Elektronenquelle von 2 A, beziehungsweise 200 mA im Langpulsmodus [Kla06]. Daher galt es die Kathodengeometrie und das Konusrohr neu zu gestalten und die Emission an die gewünschten Anforderungen anzupassen. Um zu gewährleisten, dass die Quelle nicht im raumladungsbegrenzten Bereich betrieben wird, wurde die Quelle so modifiziert, dass der Strom im raumladungsbegrenzten Fall mit 4 A, den maximalen Betriebsstrom um einen Faktor zwei übertrifft. Es gilt nun zu überprüfen, wie sich die Erhöhung des Elektronenstroms auf bis zu 900 mA im Langpulsmodus und die Reduzierung der Pulsströme im Einzelpuls-Modus auf 1,5 A auf das Emissionsverhalten der Elektronenquelle auswirkt.

3.2.3 Simulationen mit dem Simulationsprogramm EGUN

Zur Bestimmung der raumladungsbegrenzten Emission, sowie der Emission der Kathode unter einer Begrenzung des Emissionsstroms durch das Gitter, wurden Rechnungen mit dem Simulationsprogramm EGUN [Her79, Her88] durchgeführt. Aufgrund der Ergebnisse dieser Simulation

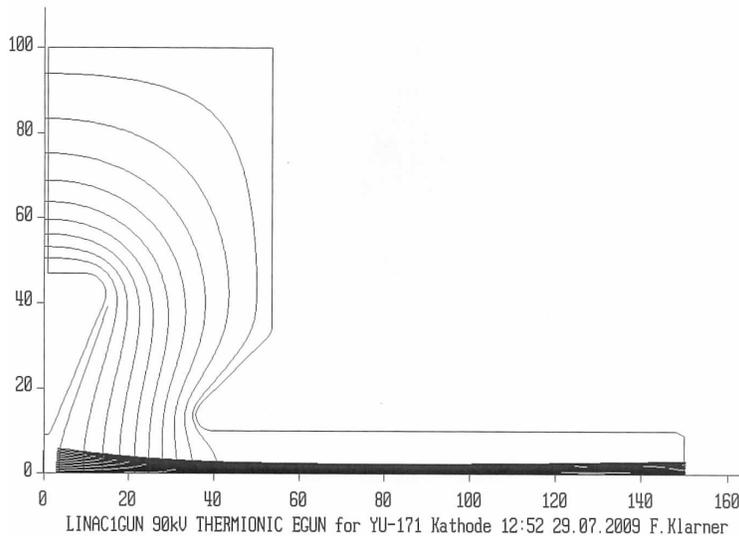


Abbildung 3.2.4: Durch EGUN simulierte auf 1,5 A limitierte Strahlerzeugung in der 90 keV Quelle. Abgebildet ist das halbe Strahlenbündel des Elektronenstrahls, wie er sich aufgrund des beschleunigenden Feldes, dargestellt durch die Äquipotentiallinien, ausbreitet.

I / A	$\epsilon_n / \text{mm mrad}$
0,2	21
0,6	21
0,9	20
1,5	18
2,2	15
4,2	13

Tabelle 3.2.2: Resultierende Strahlemittanzen aus der Simulation mit EGUN für verschiedene Emissionsströme und einem Elektroden-Abstand von 34,5 mm mit einer Pierce-Anordnung.

wurde der Abstand zwischen Anode und Kathode auf 34,5 mm bei Verwendung einer Pierce-Anordnung festgelegt [Kla06]. Aus der Simulation ergab sich in diesem Fall ein raumladungsbegrenzter Strom von 4,3 A. In Abbildung 3.2.4 ist beispielhaft eine typische Strahltrajektorie abgebildet. Dabei wurde in der Simulation für eine vorgegebene Geometrie die Strahltrajektorie, die Emittanz und die tatsächlich resultierende Stromstärke I des Elektronenstrahls am Ausgang der Quelle bestimmt. Zur Simulation des Emissionsverhaltens bei Begrenzung des Stromes durch das Sperrgitter wurde zur Simulation der Emissionsstrom der Kathode auf den gewünschten Wert heruntersgesetzt. Zur Simulation des raumladungsbegrenzten Falls wurde die Begrenzung aufgehoben. In Tabelle 3.2.2 sind die Emittanzen für die verschiedenen Stromstärken aus dem Designansatz von 2006 und den Stromstärken aufgrund der neueren Anforderungen und Modifikationen festgehalten.

Aus den EGUN Ergebnissen geht hervor, dass scheinbar die Emittanz des Strahls mit zunehmender Stromstärke bei gleichbleibender Beschleunigungsspannung abnimmt. Dies kann ein Hinweis darauf sein, dass die gewählte Geometrie optimal wäre für einen Betrieb mit einem raumladungsbegrenzten Strom. Zwischen den Betriebsparametern von minimal 200 mA bis 1,5 A variiert die Emittanz um circa $\Delta\epsilon_n = 3 \text{ mm mrad}$.

Beim Vergleich von Messungen der Emittanz an Elektronenquellen mit Triodenaufbau und deren Simulationsvorhersagen durch EGUN hat sich gezeigt, dass die realen Werte der Emittanz um einen Faktor 3-4 größer sind [Hof10a]. Zurückzuführen ist das auf eine Vernachlässigung der Emittanzvergrößerung durch das Gitter. Durch seine geometrische Form sind die Feldverteilungen weitaus komplizierter als in einem Diodenaufbau, dessen Wirkungsweise das Programm EGUN bei den Berechnungen zugrunde legt. Diese komplexeren Feldverteilungen haben vor allem einen höheren Anteil an transversalen Feldkomponenten und somit einen aufweitenden Einfluss auf die Strahltrajektorien [MC93]. Aus diesem Grund ist in den folgenden Betrachtungen eine mögliche größere Emittanz mit zu berücksichtigen um zu gewährleisten, dass in jedem Fall ein verlustfreier Strahltransport möglich ist.

3.3 Longitudinale Pulsentwicklung durch das Bunchersystem

Wie beschrieben besteht das neue Bunchersystem an LINAC1 aus einem 500 MHz Prebuncher und einem 3 GHz Wanderwellenbuncher. Der Prebuncher ist nahezu baugleich mit dem Prebuncher des SBTF-Injektors und wurde uns von der Firma Research Instruments (ehem.: ACCEL) im Rahmen einer Kooperation zur Verfügung gestellt. Der Prebuncher der SBTF-Struktur kam aufgrund seines Materials nicht in Frage. Dieser wurde von der RWTH Aachen aus Edelstahl gefertigt und hätte, im Vergleich zu dem aus Kupfer gefertigten von uns verwendeten Prebuncher, durch seine schlechte Leitfähigkeit eine hohe Anschlussleistung benötigt.

Da die Beschleunigungsfeldstärke der SBTF-Quelle nicht verändert wurde und der Strahl durch eine Prebuncher in einen gepulsten Strahl überführt wird, kann der vierzellige Wanderwellenbuncher des SBTF-Injektors ohne Veränderungen verwendet werden. Beide Komponenten und deren voraussichtliche Wirkung auf den Strahl sollen hier vorgestellt werden.

3.3.1 Bunching durch einzellige Resonatoren

Durch eine sich longitudinal verändernde Hochfrequenzspannung der Form $U = U_0 \sin(\omega t)$ werden Teilchen je nach Zeitpunkt des Eintreffens im Resonator entweder beschleunigt oder abgebremst. Dies führt zu einer sinusförmigen Energie- beziehungsweise Geschwindigkeitsverteilung im Strahl. Nach der Driftstrecke L werden langsame Teilchen durch schnelle eingeholt und es bilden sich Bereiche hoher Elektronendichte und Bereiche sehr geringer Elektronendichte aus. Im Idealfall entsteht hierdurch ein gepulster Elektronenstrahl.

Idealisiert man den zeitlichen Feldverlauf durch Annahme einer linearen anstatt einer sinusförmigen Feldvariation, so lässt sich die Distanz L für eine optimale Pulsform von nichtrelativistischen Teilchen angeben mit [Wie93]:

$$L = \frac{\gamma^2 p v^2}{q U_0 \omega_{\text{HF}}} = \frac{\lambda (m_e c^2) \beta^3 \gamma^3}{2\pi e U_0} . \quad (3.3.1)$$

In Resonatoren können sich nur bestimmte elektromagnetische Feldkonfigurationen, sogenannte Moden, ausbilden, denen jeweils eine Eigenfrequenz zugeordnet werden kann. In der Regel werden die Moden nach ihrer Feldausrichtung des Hochfrequenzfeldes und der Anzahl der Knoten klassifiziert. So unterscheidet man zwischen transversal-elektrischen und transversal-magnetischen Feldern und bezeichnet diese als TE- beziehungsweise TM-Moden. Diese werden dann wiederum mit der Anzahl der Knoten m in azimuthaler Richtung, n in radialer Richtung und p in longitudinaler Richtung indiziert. Zur Beschleunigung wird die Grundmode eines einzelligen Resonators benutzt, die als TM_{010} -Mode bezeichnet wird, da sie longitudinal elektrisch orientiert ist und über keine Knoten in azimuthaler und longitudinaler Richtung verfügt, aber über einen Knoten in radialer Richtung.

Die Beschleunigungsspannung U_0 des Resonators hängt dabei von der Shuntimpedanz R_s , der Einkopplung der Hochfrequenz in das Cavity und der Hochfrequenzleistung P_{HF} des Generators selber ab. Wird sämtliche Hochfrequenzleistung in den Resonator eingekoppelt so erhält man:

$$U_0 = \sqrt{2P_{\text{HF}}R_s} . \quad (3.3.2)$$

Die Shuntimpedanz ist abhängig von den ohmschen Verlusten des Resonators im Resonanzfall. Sie ist somit direkt mit der Leitfähigkeit des Materials verbunden. Einsichtig wird dies, wenn man die elektrischen Wechselfelder als Felder zweier gegenüberliegender Kondensatorplatten ansieht und die Shuntimpedanz als parallel geschalteter ohmscher Widerstand die Spannung am Kondensator beeinflusst. Die Leitfähigkeit bestimmt die Eindringtiefe der Felder in die Innenwand der Resonator kammer, in der in Abhängigkeit vom durchdrungenen Volumen ohmsche

Verluste auftreten.

Ebenso wie die Shuntimpedanz verringert sich bei einer schlechteren Leitfähigkeit auch die Güte. Sie ist ein Maß für die Dämpfung eines schwingfähigen Systems und beschreibt somit in welchem Maße Energie in dem schwingfähigen System gespeichert werden kann. Dabei kann die Güte aus der Halbwertsbreite $\Delta\omega_H$ und der Resonanzfrequenz ω_0 der Resonanzkurve bestimmt werden:

$$Q = \frac{\omega_0}{\Delta\omega_H}.$$

Um über diese erste Abschätzung hinaus genauere Aussagen über die notwendige Driftlänge für eine ideale Pulsformung machen zu können, muss neben der Nichtlinearität des elektrischen Hochfrequenzfeldes im Resonator auch noch die wechselseitige Abstoßung der Elektronen untereinander entlang der Driftstrecke berücksichtigt werden. Diese Analyse kann in hinreichender Genauigkeit nur durch numerische Methoden erfolgen.

3.3.2 Der Prebuncher

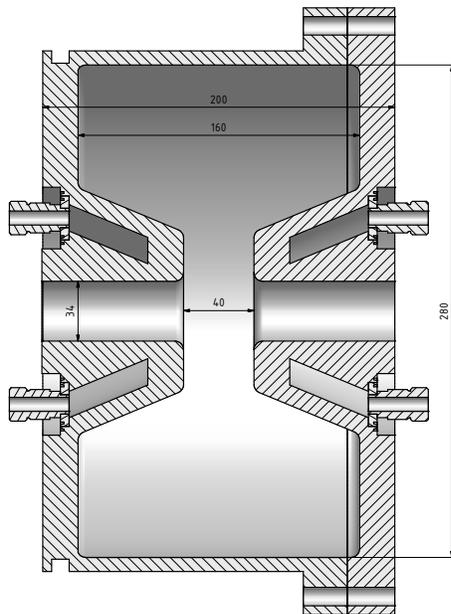


Abbildung 3.3.1: Schnittzeichnung des Prebunchers des neuen LINAC1-Injektors im *Nose-Cone*-Design gemäß einer Konstruktionszeichnung der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule (RWTH) Aachen. Alle Maße sind in „mm“ angegeben.

In Abbildung 3.3.1 ist ein Querschnitt des Prebunchers dargestellt. Man erkennt, dass keine einfache Zylindergeometrie gewählt wurde, sondern dass zwei Kegelstümpfe in das Innere der Struktur hineinragen. Diese Form des Resonators wird als *Nose-Cone*-Geometrie bezeichnet. Durch dieses Design liegen die Flächen, zwischen denen sich das elektrische Feld der TM_{010} -Mode bildet, näher beieinander. Dies hat zur Folge, dass sich hier eine höhere Feldstärke ergibt. Durch dieses Design verringern sich Laufzeiteffekte, die entstehen, wenn Teilchen einem längeren zeitlichen Verlauf des Hochfrequenzfeldes ausgesetzt sind. Diese Veränderung im Vergleich zum

klassischen sogenannten „*Pill Box*“ Design erhöht jedoch auch die Resonanzfrequenz des Resonators. Folglich kann in der Entwicklung des Resonators die Geometrie für eine gewünschte Resonanzfrequenz nur noch durch numerische Berechnungen festgelegt werden.

In Tabelle 3.3.1 sind die Eigenschaften des Resonators aufgeführt.

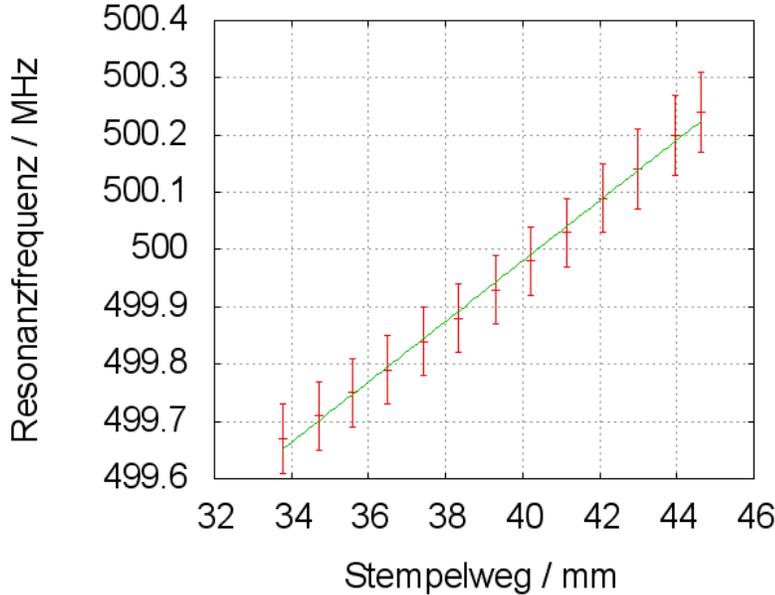


Abbildung 3.3.2: Frequenzhub in Megahertz des Abstimmstempels pro gefahrenem Millimeter bei einer Prebuncher-Temperatur von 20°C. Deutlich zu erkennen ist, dass die Betriebsfrequenz von 499,67 MHz an der unteren Grenze des Regelbereichs des Abstimmstempels liegt [Rei10].

Parameter	Wert
Resonanzfrequenz	$(499,819 \pm 0,001)$ MHz
Güte (unbelastet)	15220 ± 196
Shuntimpedanz	$(1,63 \pm 0,05)$ M Ω
HF-Einkoppelfaktor	$1,01 \pm 0,01$
Frequenzhub des Abstimmstempels	0,57 MHz
Abstimmempfindlichkeit	53 kHz/mm
Temperaturabhängigkeit	8 kHz/°C
opt. Betriebstemperatur	35°C

Tabelle 3.3.1: Tabelle der Betriebsparameter des Prebunchers

Zur Einkopplung des hochfrequenten Wechselfeldes in den Resonator wurde eine neue Koppelschleife konzipiert und gefertigt, welche den Resonator kritisch an den Generator ankoppelt [Ade08].

Um Schwankungen der Resonanzfrequenz aufgrund von Materialausdehnungen in Abhängigkeit von der Temperatur zu verhindern, wurde in den Resonator ein Abstimmstempel eingebaut und mit einer Regelelektronik versehen [Rei10]. Somit kann die Resonanzfrequenz stabil bei

der Frequenz von 499,67 MHz betrieben werden. Allerdings ist es um die Betriebsfrequenz des Prebunchers mittig in den Regelbereich des Abstimmstempels von $\Delta\nu = 0,57$ MHz zu legen empfehlenswert den Prebuncher bei einer Temperatur von 35°C zu betreiben.

Die Versorgung des Prebunchers mit einem kontinuierlichen Hochfrequenzsignal erfolgt über einen 500 MHz Generator, dessen Hochfrequenzsignal versechsfacht auch den Verstärkern des Wanderwellenbunchers und dem LINAC1 zugeführt wird. Das Signal des Generators wird dann über einen Phasen- und Amplitudensteller im Kleinleistungsbereich einem Verstärker mit einer maximalen Ausgangsleistung von 1 kW zugeführt.

Dem Prebuncher folgt der Wanderwellenbuncher. Idealerweise befindet sich das Ende der Driftstrecke L , also der Punkt der maximalen Pulskompression, mittig in der ersten Zelle des Wanderwellenbunchers.

Es gilt nun eine für das Prebunching optimale Driftstrecke hinter dem Prebuncher zu finden, die sowohl eine hohe Flexibilität in der einzukoppelnden Leistung des Hochfrequenzfeldes ermöglicht als auch die strahldynamischen Effekte berücksichtigt. Dabei spricht für eine geringe Hochfrequenzleistung, dass sowohl hinreichend Kapazitäten zu höheren Leistungen existieren, als auch, dass das Risiko von Hochspannungsüberschlägen und dem damit verbundenen sogenannten *Multipacting*⁴ minimiert werden kann. Nachteilig ist bei einer zu hoch gewählten Driftlänge, dass aufgrund von Raumladungseffekten die longitudinale Pulskompression nicht hinreichend kurze Bunche erzeugen kann. Eine genaue Bestimmung der Driftlänge unter Berücksichtigung dieser Effekte und der Anforderungen ist nur mit numerischen Rechnungen möglich.

Über Gleichung 3.3.1 lässt sich jedoch eine erste Abschätzung für eine Anfangskonfiguration ermitteln, welche dann über numerische Rechnungen optimiert werden kann. So ergibt sich für den Resonator mit den Eigenschaften aus Tabelle 3.3.1 und einer eingekoppelten Hochfrequenzleistung von ca. 400 Watt eine Driftlänge von $L = 32$ cm für einen optimal gebunchten Strahl.

3.3.3 Der Wanderwellenbuncher

Wie schon erwähnt ist die Aufgabe des Bunchers, die Elektronenpulse weiter zu komprimieren und die Teilchengeschwindigkeit von anfänglich $\beta_e = 0,526$ an die Phasengeschwindigkeit der eigentlichen Beschleunigersektion anzupassen. Dabei gilt es für den Wanderwellenbuncher eine Phasengeschwindigkeit, eine Länge sowie eine beschleunigende Feldstärke zu finden, unter der ein optimales Beta-Matching und eine maximale Bunchkompression erfolgt. Dabei wird in der Regel in der Konzeption eines Bunchers zuerst eine Phasengeschwindigkeit knapp oberhalb der Geschwindigkeit der injizierten Teilchen gewählt. Dann wird mit einem iterativen numerischen Verfahren die Strukturlänge angepasst, die Phase Φ , zu der ein Bunch injiziert werden muss, bestimmt, und die Beschleunigungsspannung festgelegt, unter der auf einen mit der Phase Φ eingeschossenen Bunch entlang des Bunches eine hinreichend große Feldstärkedifferenz wirkt um effektiv komprimiert zu werden. Dabei ist zu beachten, dass die Struktur so kurz ist, dass die Teilchen während des Verbleibs in der Struktur keinen Geschwindigkeitszuwachs erhalten, durch die sie wieder der beschleunigenden Hochfrequenzwelle zu weit voraus eilen würden. Vor allem bei niedrigen Geschwindigkeiten der injizierten Teilchen, bei denen ein Energiegewinn noch einen großen Geschwindigkeitszuwachs bedeutet, sind Buncher, wie beim vierzelligen Wanderwellenbuncher, entsprechend kurz [BB70].

In Abbildung 3.3.3 ist ein Querschnitt des vierzelligen Wanderwellenbunchers für den LINAC1 abgebildet. Über die geeignete Wahl der geometrischen Form der Beschleunigerzellen und der sogenannten Irisblenden zwischen den einzelnen Zellen, kann die Art und die Geschwindigkeit der Ausbreitung der beschleunigenden Hochfrequenzwelle wie zum Beispiel deren Phasengeschwin-

⁴Als Multipacting bezeichnet man einen lawinenartigen Anstieg der aus der Oberfläche heraus gelösten Elektronen aufgrund der sie beschleunigenden Wechselfelder.

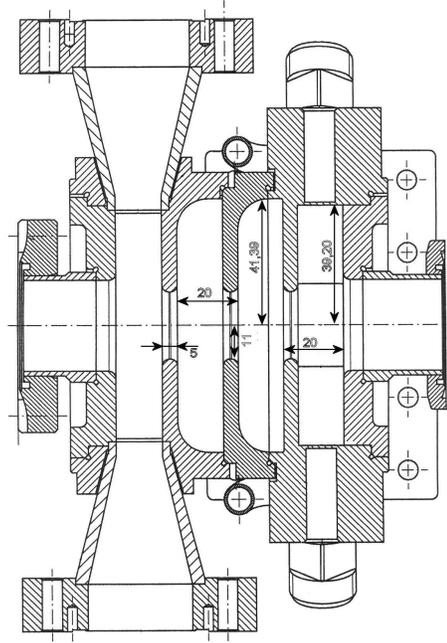


Abbildung 3.3.3: Querschnitt des vierzelligen Travelling Wave Bunchers gemäß einer Konstruktionszeichnung der RWTH Aachen. Maße in mm.

digkeit bestimmt werden.

So wäre in einer Beschleunigungsstruktur ohne die Verwendung von Irisblenden die Phasengeschwindigkeit größer als die Lichtgeschwindigkeit c im Vakuum. Durch die Verwendung von Irisblenden müssen die elektromagnetischen Wellen in der Struktur eine weitere Randbedingung erfüllen. So ist nur noch dann eine verlustfreie Ausbreitung der Hochfrequenzwelle möglich, wenn der Abstand d zwischen den Blenden ein ganzzahliges Vielfaches p der Wellenzahl k_z ist [Wil92, Wan98]:

$$\frac{2\pi}{p} = k_z d = \psi \quad . \quad (3.3.3)$$

Somit beschreibt ψ den Phasenvorschub der Hochfrequenzwelle pro Zelle innerhalb einer solchen Beschleunigungsstruktur. Die Moden der Beschleunigungsstruktur werden bezüglich dieses Phasenvorschubs unterschieden. So ist es üblich mehrzellige Beschleunigerstrukturen nach ihrer Grundmode zu klassifizieren.

Eine elektromagnetische Welle ist nicht mehr mit jeder Frequenz ausbreitungsfähig. Durch eine Kette von Resonatoren, wie sie durch die Irisblenden gebildet wird, ergeben sich somit verschiedene Frequenzbänder innerhalb derer eine Ausbreitung möglich ist, sogenannte *Passbänder*. Frequenzbänder in denen keine Ausbreitung möglich ist werden *Stoppbänder* genannt. In Abbildung 3.3.4 ist das Passband der vierzelligen Wanderwellenstruktur dargestellt.

Bei der Festlegung der Phasengeschwindigkeit v_p einer Beschleunigerstruktur sind nicht nur die Abstände d zwischen den Irisblenden, sondern auch deren Dicke h und Lochdurchmesser $2a$, sowie der Radius b des Einzelresonators von entscheidender Bedeutung. Sei nun ψ der Phasenvorschub des Bunchers, in diesem Fall gilt [Wan98]:

$$\beta_p = \frac{v_p}{c} = \frac{2,405d}{b\psi} \left[1 + \frac{\kappa}{2} \left(1 - \cos(\psi) e^{-\alpha h} \right) \right] \quad , \quad (3.3.4)$$

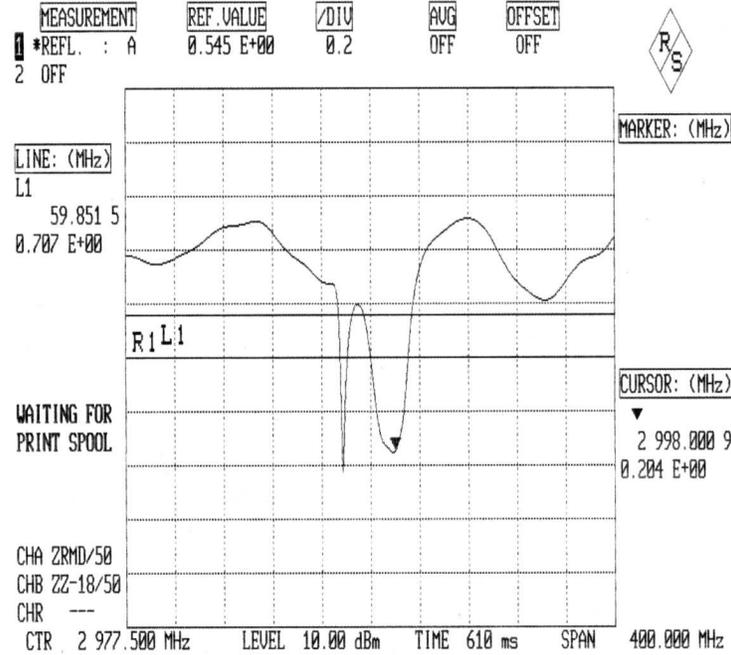


Abbildung 3.3.4: Bandpass des Wanderwellenbunchers. Die normierte reflektierte HF-Leistung ist gegen die Frequenz ν aufgetragen.

wobei α der Dämpfungsfaktor für die Hochfrequenzwelle in der Linearbeschleunigerstruktur ist und für κ gilt mit der Besselfunktion erster Ordnung $J_1(x)$ an der Stelle $x = 2,405$:

$$\alpha \approx \frac{2,405}{a}, \quad \kappa = \frac{4a^3}{3\pi J_1^2(2,405) b^2 d}.$$

Eine weitere Eigenschaft, die über die Wahl der Irisblenden- und Zellgeometrie festgelegt wird, ist der Energietransport durch die Struktur. Während der Beschleunigung wird Energie der beschleunigenden Hochfrequenzwelle auf das Teilchen übertragen. Darüber hinaus wird die Beschleunigungsspannung über die Shuntimpedanz der Struktur aufgebaut. Durch die Eindringtiefe der elektromagnetischen Felder in die Oberfläche des Resonators wird Energie in Joule'sche Wärme umgewandelt. Diese Energieverluste müssen über die Einkoppelzelle kompensiert werden, um die Beschleunigung aufrecht zu erhalten. Somit gilt es einen ausreichenden Energiefluss durch die Struktur zu gewährleisten.

Ein Maß für diesen Energietransport stellt die Gruppengeschwindigkeit v_g der Hochfrequenzwelle dar. Sie ergibt sich durch Differentiation von 3.3.4:

$$\frac{v_g}{c} = \frac{2 \cdot 2,405}{3\pi J_1^2(2,405)} \left(\frac{a}{b}\right)^3 \sin(\psi) e^{-\alpha h}. \quad (3.3.5)$$

Die Gruppengeschwindigkeit ist somit von der Wahl der Mode einer Struktur abhängig. Wählt man eine Beschleunigerstruktur mit $\psi = k_z d = \pi$, so ist die Gruppengeschwindigkeit in einer verlustfreien Struktur gleich Null. Wählt man jedoch $\psi = k_z d = \pi/2$ so erhält man eine relativ geringe Shuntimpedanz pro Einheitslänge, was einen kleinen Beschleunigungsgradienten bei gleicher eingekoppelter Hochfrequenzleistung zur Folge hat. Als Kompromiss zwischen π - und der $\pi/2$ -Mode wird in vielen Beschleunigern die $2\pi/3$ -Mode verwendet. Beim vierzelligen

Parameter	Wert
Betriebsfrequenz	2998,02 MHz
Beschleunigungsgradient	4,9 MV/m
Anschlussleistung	2 MW
Stehwellenverhältnis bei 3 GHz	1,311
Shuntimpedanz	ca. 50 M Ω /m
Güte (unbelastet)	14000
Phasengeschw.	0,6 · c
Gruppengeschw.	0,012 · c
Füllzeit	0,02 μ s
Betriebstemperatur	35°C

Tabelle 3.3.2: Tabelle der Betriebsparameter des Wanderwellenbunchers

Wanderwellenbuncher handelt es sich ebenfalls um eine Struktur mit $\psi = 2\pi/3$. Über die Gruppengeschwindigkeit ist ebenfalls definiert, wie lange es dauert, bis die Feldverteilung im Linearbeschleuniger nach Beginn des Einschwingvorgangs einen stationären Zustand erreicht hat. Dieser Zustand ist erreicht, wenn die Feldenergie der Hochfrequenzwelle sich durch die gesamte Länge l der Struktur ausgebreitet hat:

$$t_F = \frac{l}{v_g}$$

Die Dauer t_f dieses Einschwingvorgangs wird deshalb auch *Füllzeit* genannt.

In Tabelle 3.3.2 sind die einzelnen genannten Betriebsparameter aufgeführt.

Das Hochfrequenzsignal mit einer Leistung von 2 MW, welches benötigt wird um einen Beschleunigungsgradienten von 4,9 MV/m im Buncher zu erzeugen, wird aus der Hochfrequenzversorgung des Linearbeschleunigers mittels eines sogenannten 10dB-Kopplers ausgekoppelt. Da das Hochfrequenzsignal des Linearbeschleunigers über eine Versechsfachung des 500 MHz Signals des Generators, welcher auch den Prebuncher mit dem benötigten Hochfrequenzsignal versorgt, erzeugt wird, ist gewährleistet, dass sowohl Prebuncher als auch Linearbeschleuniger und Wanderwellenbuncher phasenstarr aneinander gekoppelt sind. Über einen weiteren Phasenschieber im Hohlleitersystem des Bunchers kann die Phasenbeziehungen der Komponenten untereinander angepasst werden. Durch den Wanderwellenbuncher werden die Elektronen auf eine Energie von maximal $E_{\text{kin}} = 0,46$ MeV beschleunigt. Dies entspricht einer maximalen Teilchengeschwindigkeit von $\beta = 0,85$. Da die Teilchen sich während des Bunchings aber nicht auf dem Amplitudenmaximum des bunchenden Hochfrequenzfeldes mitbewegen ist eine weitaus geringere Endenergie zu erwarten. Der aus dem Wanderwellenbuncher extrahierte Strahl wird dann zur weiteren Beschleunigung unmittelbar in den Linearbeschleuniger injiziert.

3.3.4 Longitudinale Pulsentwicklung durch das Bunching

Um nun aus den zuvor aufgestellten Abwägungen alle Parameter der Pulskompression für den Konstruktionsentwurf festzulegen wird die longitudinale Pulsentwicklung mittels des Elektronenlinearbeschleuniger Teilchendynamik Computercodes PARMELA⁵ durchgeführt. PARMELA ist ein Code zur numerischen iterativen Berechnung der Wirkung von zeitabhängigen elektromagnetischen Feldern auf eine repräsentative Anzahl von Teilchen, welche den Strahl darstellen.

⁵aus dem Englischen für „Phase and Radial Motion in Electron Linear Accelerators“

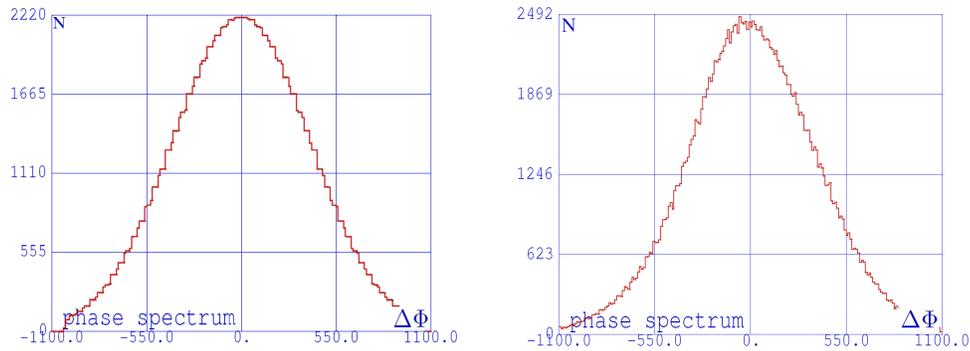


Abbildung 3.3.5: Longitudinale Teilchenverteilung gegen die Phasenlage relativ zum Sollteilchen. Links ist die Startverteilung des Einzelpulses zu sehen, rechts die Verteilung am Ausgang des Prebunchers.

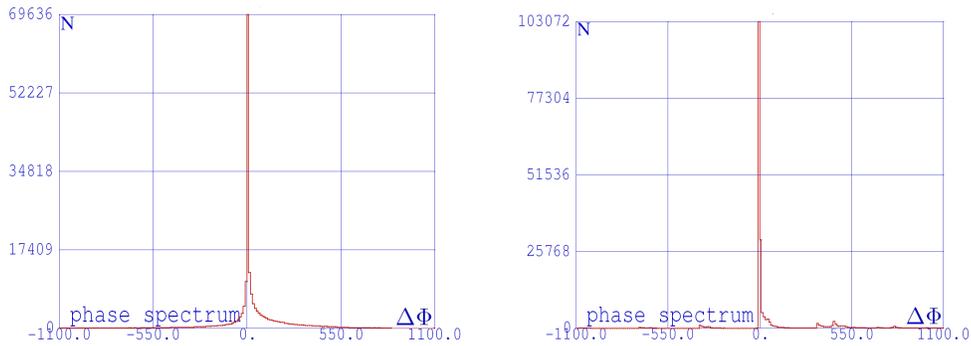


Abbildung 3.3.6: Longitudinale Teilchenverteilung links nach der Driftstrecke hinter dem Prebuncher und rechts am LINAC Eingang.

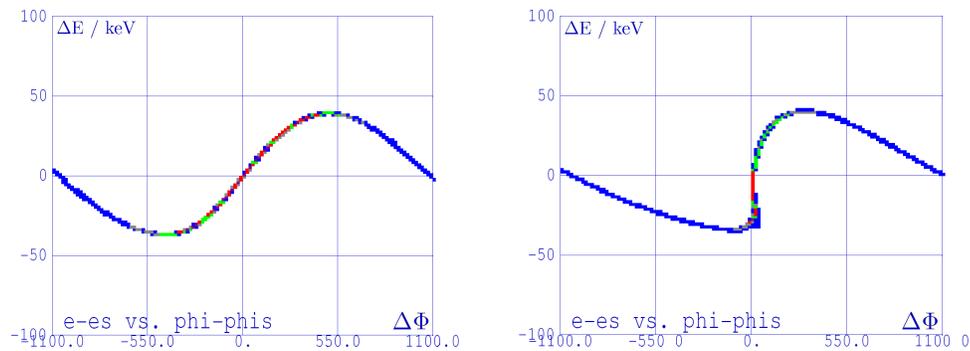


Abbildung 3.3.7: Energiedifferenz eines Teilchens zur Energie des Sollteilchens gegen die Phasenlage relativ zum Sollteilchen. Links ist die Startverteilung des Einzelpulses zu sehen, rechts die Verteilung am Ausgang des Prebunchers

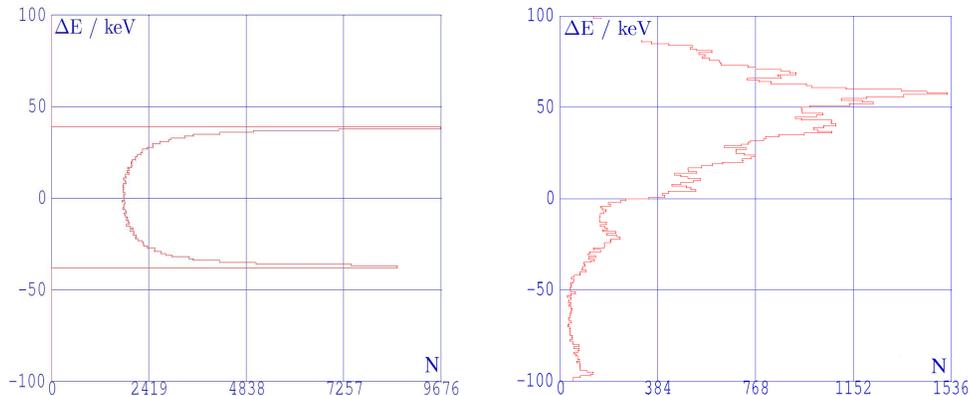


Abbildung 3.3.8: Longitudinale Teilchenverteilung links nach der Driftstrecke hinter dem Prebuncher und rechts am Eingang des Linearbeschleunigers.

Dabei berücksichtigt er kollektive Raumladungseffekte und resultierende Interaktionen der Teilchen untereinander.

Die Simulation mit PARMELA wurde nur für den Fall des Einzelpulses durchgeführt, da hier die Notwendigkeit einen einzelnen Bunch am Ausgang des Wanderwellenbunchers zu erhalten im Vordergrund stand. Darüber hinaus stellt der Einzelpuls-Modus aufgrund der höheren Ladungsdichten den maximalen Anspruch an die Pulskompression. Als Startparameter wurde der Elektronenstrahl, wie er mithilfe der Software EGUN für die 90 keV Elektronenquelle mit 2 A berechnet wurde, festgelegt und mit einer Pulslänge von 1,5 ns versehen. Die Simulationen wurden dabei mit einem iterativen Verfahren durchgeführt, da sowohl die Phasenbeziehungen als auch die Feldstärken der Buncher optimiert werden mussten.

In den Abbildungen 3.3.5 bis 3.3.8 sind die Ergebnisse der Simulation wiedergegeben. Daraus ergibt sich, bei geeigneter Wahl der Phase, die es ermöglicht den Strahl über eine Driftlänge von 32,5 cm ideal zu komprimieren, für den Prebuncher eine benötigte Hochfrequenzfeldstärke von

$$U_0 = 42,9 \text{ kV}$$

und eine Generatorleistung von

$$P_0 = 564 \text{ W} .$$

Für den Wanderwellenbuncher zeigt sich, dass ein Feldgradient von 5 MV/m für die Pulskompression eine hinreichende Wahl darstellt. Jedoch ist zu bemerken, dass nicht alle Teilchen innerhalb eines Buckets in der Wanderwellenstruktur zu finden sind. Jedoch ist der Anteil der Teilchen in den benachbarten Buckets gering, der größte Anteil der Ladung kann in einem Bucket eingefangen werden. Darüber hinaus ist anzumerken, dass die Anforderungen für einen Einzelpuls in dem folgenden Synchrotron und dem Stretcherring erfüllt sind, da alle Elektronen, die sich innerhalb einer halben Periodendauer der Beschleunigungsresonatoren der nachfolgenden Beschleunigerstufe befinden, in dasselbe Bucket eingefangen werden. So könnten im Idealfall drei benachbarte Buckets im Linearbeschleuniger in einem Bucket im Synchrotron eingefangen werden.

In Abbildung 3.3.5 und Abbildung 3.3.6 ist die Entwicklung der Teilchenverteilung im Einzelpuls an ausgewählten Stellen entlang des Injektors abgebildet. Aus der Simulation mit PARMELA ergibt sich, bei der oben genannten Wahl der Prebuncherfeldstärke, einer Feldstärke von 5 MV/m des Wanderwellenbunchers und geeigneter Phasenbeziehung zwischen Prebuncher und Wanderwellenbuncher eine 2σ -Pulslänge von:

$$\tau(2\sigma) = 430^\circ \hat{=} 0,4 \text{ ns} \quad (3.3.6)$$

Somit befinden sich innerhalb dieser Pulslänge 95,4% aller Teilchen des ursprünglichen Pulses von der Elektronenquelle. In der Wanderwellenstruktur werden 77,5% aller Teilchen innerhalb eines Buckets eingefangen. Bis zum Eingang des Linearbeschleunigers reduziert sich die Pulslänge nochmals auf:

$$\tau(2\sigma) = 67,5^\circ \hat{=} 0,1 \text{ ns}$$

In Abbildung 3.3.7 sind die Verteilungen im longitudinalen Phasenraum nach Verlassen des Prebunchers und nach der darauffolgenden Driftstrecke dargestellt. Dabei wurde in der Phasenraumdarstellung jedes Teilchen mit seiner relativen Energie- und Phasenlage zum Sollteilchen abgebildet. Zu sehen ist, dass dem Teilchenensemble der sinus-artige Verlauf der beschleunigenden Hochfrequenz im Prebuncher als Energiemodulation aufgeprägt wurde. Nach einer Driftstrecke

von 33 cm hat sich aus dieser Energieverteilung ein Bereich maximaler Dichte um das Sollteilchen gebildet. An dieser Stelle befindet sich somit die erste Zelle des Wanderwellenbunchers. In Abbildung 3.3.8 ist die Energieverteilung unmittelbar nach dem Prebuncher und am Eingang des Linearbeschleunigers abgebildet. Die Energieverteilung unmittelbar nach dem Prebuncher entspricht maximal der Energie, die aus der doppelten Prebuncherspannung im Maximum resultiert, also $2eU_0 = 85,8 \text{ keV}$. Die Energieverteilung hinter dem Wanderwellenbuncher beträgt:

$$\frac{\Delta E}{E_{\text{mean}}} = 0.3 \quad \text{bei} \quad E_{\text{mean}} \approx 300 \text{ keV}$$

Dabei hätten die Elektronen im Mittel eine Geschwindigkeit von

$$\beta = 0,78.$$

Die verhältnismäßig hohe Energiebreite folgt aus der trotz des Prebunchings immer noch relativ großen Pulslänge am Eingang des Bunchers und der kurzen Verweildauer in diesem. Um diese weiter zu reduzieren wäre ein weiterer Prebuncher notwendig, wie es in der SBTf Struktur durch den 125 MHz Prebuncher realisiert wurde. Wie erwähnt ist dessen Verwendung wegen der Grundfrequenz von 500 MHz der beschleunigenden Strukturen im Streherring ELSA nicht möglich.

3.4 Transversale Strahldynamik im Injektionsweg und Magnetoptik

Um den Strahl möglichst ohne Verluste durch die beschriebenen Komponenten im Injektionsweg zu führen, muss der natürlichen Verbreiterung des Strahls entgegengewirkt werden. Dabei wird die Dynamik eines niederenergetischen Elektronenstrahls im Gegensatz zum hochenergetischen Strahl durch die Wechselwirkung der Elektronen untereinander durch deren Raumladung dominiert. Aus diesem Grund spricht man in diesem Zusammenhang auch vom raumladungsdominiertem Strahltransport. In diesem Kapitel sollen die Effekte, die die Aufweitung bedingen, aufgeführt werden und die Solenoide zur Fokussierung sowie deren Positionierung vorgestellt werden. Darüber hinaus werden die Korrektoren zur Justierung der transversalen Ablage des Strahls vorgestellt.

3.4.1 Paraxiale Differentialgleichung

Ohne äußere Felder wird die transversale Dynamik eines niederenergetischen Elektronenstrahls einzig durch die Emittanz und die Raumladungskräfte beeinflusst. Durch die gegenseitige Abstoßung der Elektronen untereinander wird der Strahl in Abhängigkeit vom Strahlstrom I und dem Strahlradius r aufgeweitet. Betrachtet man in einem solchen zylindrischen Strahl mit homogener Ladungsverteilung und laminarer Propagation des Strahls die auftretende Lorentzkraft aufgrund der elektromagnetischen Felder, hervorgerufen durch den Elektronenstrom, so ergibt sich folgende Differentialgleichung für die strahlaufweitende Wirkung:

$$\frac{d^2 r}{ds^2} = \frac{eI}{2\pi\epsilon_0 m_0 (\beta\gamma c)^3} \cdot \frac{1}{r}, \quad (3.4.1)$$

wobei e die Elementarladung, m_0 die Ruhemasse des Elektrons, ϵ_0 die Dielektrizitätskonstante des Vakuums und c die Lichtgeschwindigkeit darstellen. Aufgrund des Produktes der Lorentzfaktoren $\gamma\beta$ wird ersichtlich, dass, durch den longitudinalen Boost hin zu hohen Strahlenergien, diese Raumladungskraft stark unterdrückt wird. Somit findet diese bei Energien jenseits von 10-20 MeV bei Elektronen keine Beachtung mehr. Die Strahlemittanz ϵ ist ein Ausdruck

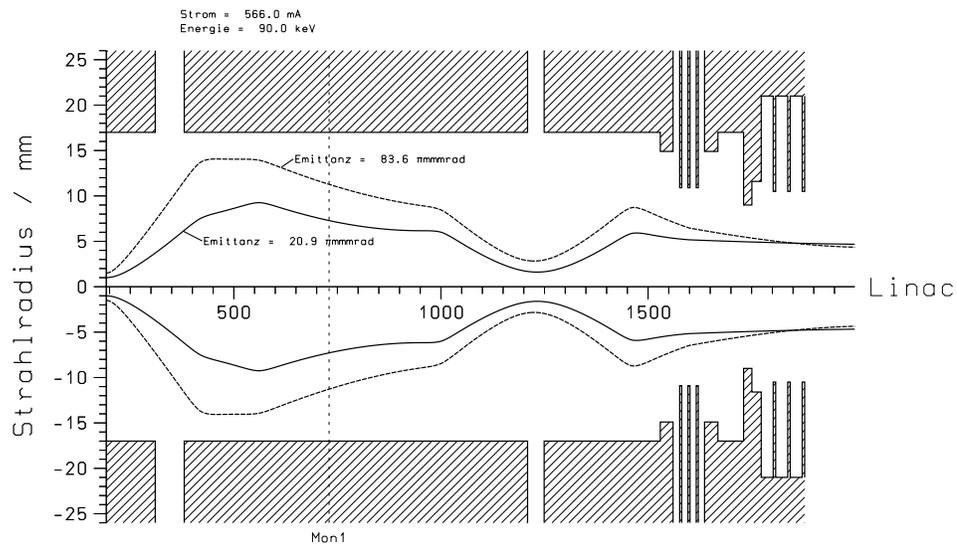


Abbildung 3.4.1: Strahlradius r für 566 mA Strahlstrom entlang der Länge s des Injektors in Millimetern.

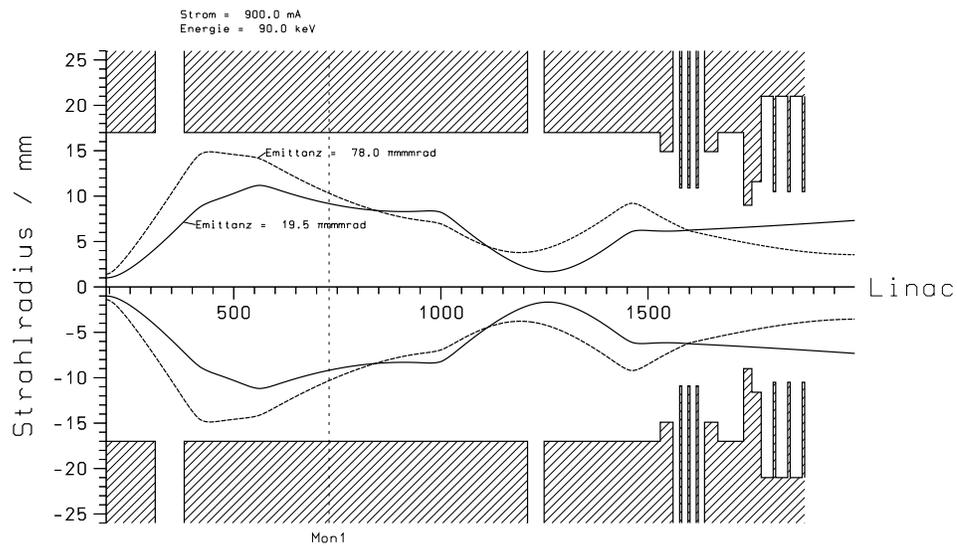


Abbildung 3.4.2: Strahlradius r für 900 mA Strahlstrom entlang der Länge s des Injektors in Millimetern.

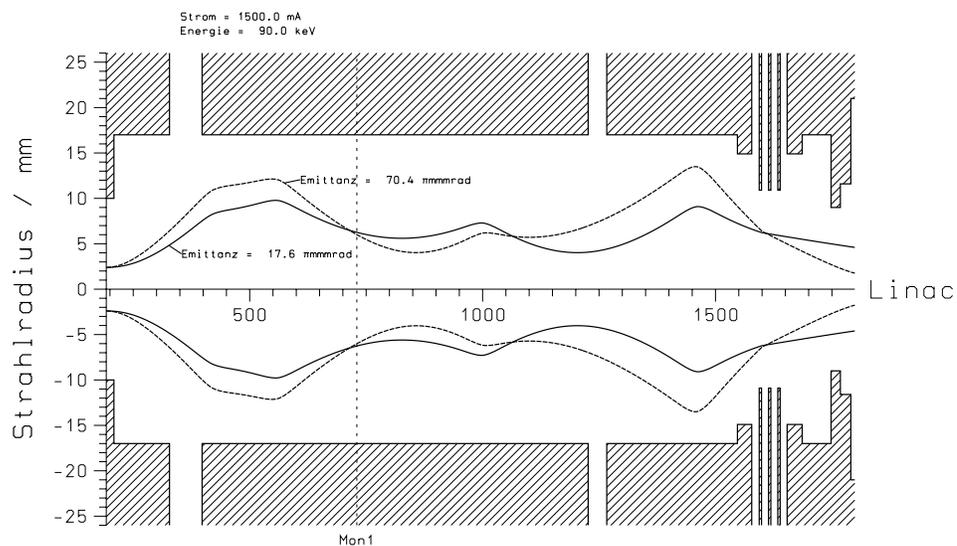


Abbildung 3.4.3: Strahlradius r für 1500 mA Strahlstrom entlang der Länge s des Injektors in Millimetern.

für die vom Strahl eingenommene Fläche im Phasenraum. Sie kommt zustande durch eine statistische Verteilung der Einzeltrajektorien, deren Überlagerung zu einer Strahlaufweitung führt. Diese Strahlaufweitung kann durch eine in radialer Richtung auf den Strahl wirkende Kraft kompensiert werden. Die daraus resultierende gleich große Gegenkraft kann als eine radial wirkende Trägheitskraft, eine Scheinkraft, aufgefasst werden und führt zu folgender radialer Wirkung:

$$\frac{d^2r}{ds^2} = \frac{\varepsilon^2}{r^3} \quad (3.4.2)$$

Zur Kompensation dieser strahlaufweitenden Kräfte muss nun ein System aus fokussierenden Elementen von außen auf den Strahl wirken. Aufgrund des zylindersymmetrischen Strahls empfiehlt sich hierbei die Verwendung von longitudinalen Solenoidfeldern, da deren Wirkung, im Gegensatz zu Quadrupolen, ebenfalls zylindersymmetrisch ist. Für eine longitudinale Solenoidmagnetfeldstärke B_s ergibt sich eine radiale Wirkung von:

$$\frac{d^2r}{ds^2} = - \left(\frac{eB_s}{2\gamma m_0 \beta c} \right)^2 \cdot r \quad (3.4.3)$$

Die Zusammenführung von Gleichung 3.4.1, 3.4.2 und 3.4.3 führt zur sogenannten paraxialen Differentialgleichung in Zylindersymmetrie:

$$\frac{d^2r}{ds^2} - \frac{eI}{2\pi\varepsilon_0 m_0 (\beta\gamma c)^3} \cdot \frac{1}{r} - \frac{\varepsilon^2}{r^3} + \left(\frac{eB_s}{2\gamma m_0 \beta c} \right)^2 \cdot r = 0 \quad (3.4.4)$$

3.4.2 Numerische Ermittlung der transversalen Strahldynamik

Durch numerische Integration der Differentialgleichung 3.4.4 und iterative Variation der Fokussierstärken und Solenoidpositionen lässt sich die Magnetoptik für eine möglichst verlustfreie Strahlführung optimieren. Als Startparameter wurden die mit EGUN berechneten und in Kapitel 3.2.3 vorgestellten Emittanzen und Strahlquerschnitte für die unterschiedlichen Stromstärken verwendet. Darüber hinaus wurde der Computeralgorithmus zur numerischen Integration der paraxialen Differentialgleichung mit Routinen versehen, die eine Ladungsdichteerhöhung durch das Bunching und eine Energieerhöhung durch den Wanderwellenbuncher mitberücksichtigen. Der Einfachheit halber wird die Energieerhöhung jedoch sprunghaft an einer Stelle durchgeführt, was bei dem kurzen Wanderwellenbuncher eine hinreichend gute Näherung darstellt. Dies sorgt für eine charakteristische Unstetigkeit in der Enveloppe des Strahls auf Höhe der vier Zellen des Wanderwellenbunchers.

In Abbildung 3.4.1, 3.4.2 und 3.4.3 sind die Strahlenveloppen jeweils für die Ströme von 1,5 A, 900 mA und 500 mA aufgeführt. Aufgrund der zu erwartenden Diskrepanz zwischen den realen Emittanzen einer Quelle im Vergleich zu den Resultaten aus EGUN, wurden die Berechnungen jeweils mit den Resultaten aus EGUN und dessen vierfachen Wert durchgeführt und beide Enveloppen zum Vergleich in demselben Diagramm abgebildet. Die Abgrenzung der Apertur durch die Rezipienten (zum Beispiel den vierzelligen Wanderwellenbuncher) und Rohre der evakuierten Strahlführung werden durch den schraffierten Bereich gekennzeichnet. Die Enveloppen oberhalb und unterhalb der Abszisse stehen jeweils für eine Ebene des Strahls, welche jedoch aufgrund der Zylindersymmetrie identisch sind.

In Tabelle 3.4.1 sind die Positionen der benötigten Solenoide relativ zum Ausgang der Elektronenquelle, sowie deren Brennweiten, aufgeführt. Die Fokussierstärken wurden hierbei in Brennweiten umgerechnet, da sich diese Messgröße im Gegensatz zur Magnetfeldstärke unabhängig von der Länge der späteren Solenoide angeben lässt. Die Positionen der Solenoide

Solenoid	Position / mm	Brennweiten / m					
		500/21	500/84	900/20	900/78	1500/18	1500/70
Sol1	186	0,25	0,2	0,25	0,18		0,2
Sol2	329	0,3	0,7	0,3	0,6		0,2
Sol3	769	0,18	0,25	0,18	0,25		0,13
Sol4	1229	0,14	0,14	0,14	0,14		0,13

Tabelle 3.4.1: Die Brennweiten der Solenoide in Metern und deren Positionen hinter dem Ausgang der Elektronenquelle in Millimetern. I/ε steht jeweils für die Ergebnisse der Rechnung mit I/mA Strahlstrom und einer Emittanz von $\varepsilon/\text{m mrad}$.

konnten hierbei nicht frei gewählt werden, da einige Positionen durch andere Komponenten, wie zum Beispiel Prebuncher und Wanderwellenbuncher, nicht in Frage kamen. Bei allen Strömen und betrachteten Emittanzen des emittierten Strahls der Elektronenquelle lässt sich in Abbildung 3.4.1 – 3.4.3 erkennen, dass die Strahlenveloppen kleiner als die Apertur sind. Sowohl mit der von EGUN errechneten Emittanz, als auch mit einer vierfach höheren Emittanz ist es möglich den Strahl nahezu verlustfrei zum Linearbeschleuniger zu transportieren.

3.4.3 Wahl der Solenoide und Strahlagekorrektoren

Nachdem durch die Simulationen die Positionen und Brennweiten für einen verlustfreien Strahltransport von der Elektronenquelle zum Linearbeschleuniger gefunden wurden, gilt es die technischen Parameter der Solenoide festzulegen. Die Anzahl der stromdurchflossenen Windungen, die Leiterquerschnitte und Längen der Solenoide mussten die gewünschten Fokussierstärken, bei möglichst geringen Spulenströmen, ermöglichen. Dabei muss das Solenoid von seinen Abmessungen in den Injektor integrierbar sein.

Die verwendeten Solenoide erzeugen mit einer einzigen Ausnahme über eine Länge von 72 mm, sowie einem Spuleninnenradius von 37 mm mit circa 1100 Windungen und einem Leiterquerschnitt von 1,7 mm ein zentrales Magnetfeld von 108 Gauß pro Ampere. Die Spule wird mit einem sogenannten Mu-Metal hoher Permeabilität umschlossen, um die Rückführung der äußeren Magnetfelder der Spule zu konzentrieren und somit die Felddichte zu erhöhen. Abbildung 3.4.4 zeigt zwei Fotos der verwendeten Solenoidspulen am Injektor.

Die Spule darf maximal mit 1 Ampere pro Quadratmillimeter Leiterquerschnittsfläche bestromt werden, um das Material thermisch nicht zu sehr zu belasten. So ergibt sich eine Maximalbestromung von 2,4 Ampere. Testmessungen haben ergeben, dass sich bei einer Umgebungstemperatur von 20°C ohne Kühlung bei einer Bestromung mit 4 Ampere eine Temperatur von 57°C des Solenoids ergab, welche als Betriebstemperatur maximal akzeptabel ist. Mittels einer Hallsonde ließ sich bei einem Strom von 4 A eine Feldstärke von 435 Gauß messen.

Aus Platzgründen konnte dieser Solenoidtyp nicht als erstes Solenoid im Strahlweg eingesetzt werden. An dieser Stelle befinden sich notwendige Strahldiagnoseelemente sowie ein Vakuumventil, welches es ermöglicht die evakuierte Kammer der Quelle von dem folgenden Injektor zu trennen. Somit wird an dieser Stelle eine Spule mit einem sehr viel größeren Innenradius von 150 mm, einer Länge 34 mm, einem wassergekühlten Leiterquerschnitt von 44 mm über 34 Wicklungen und einer zentralen Feldstärke von 1,1 Gauß/A eingesetzt. Dieses Solenoid wird mit maximal 250 A bestromt, was die zur Verfügung stehende Feldstärke auf 275 Gauß beschränkt.

Bedingt durch die Nähe vieler elektronischer Bauteile zueinander ist es nicht auszuschließen, dass neben den gezielt applizierten Feldern auch Störfelder auftreten. Im Bereich des LINAC1

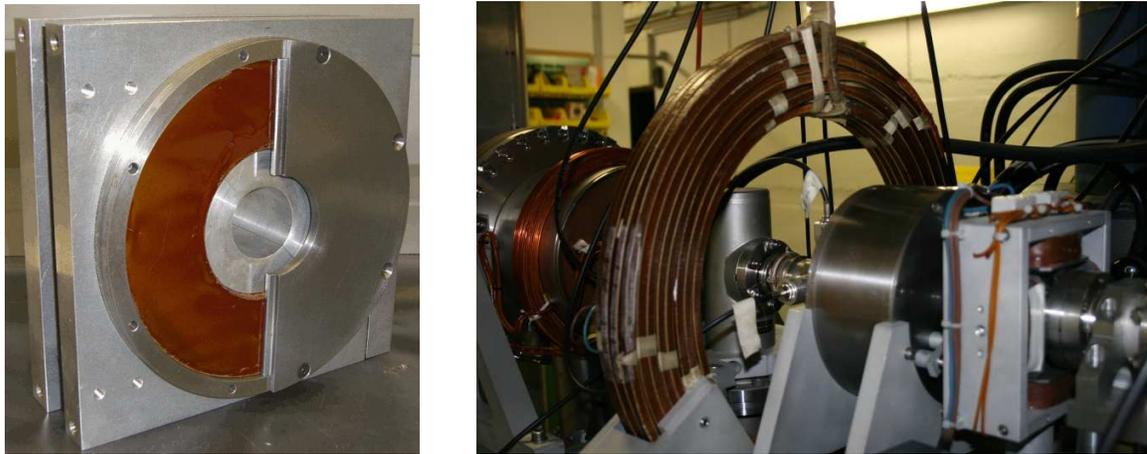


Abbildung 3.4.4: Links: Foto eines Solenoids mit einem Innenradius von 37 mm. Der braune Ring im Inneren ist die eigentliche Spule welche außen vom einem Mantel aus μ -Metall umschlossen ist. Getragen wird die Spule in diesem Foto noch von einer älteren Einfassung, welche, wie auf dem rechten Bild sichtbar, durch eine andere ersetzt wurde. Rechts: Foto eines am Injektor eingebauten großen sowie kleinen Solenoids und eines Strahl-
lagekorrektors (von links nach rechts).

Sol.	Pos. /mm	Magnetfeld / Strom				
		500/21	500/84	900/20	900/78	1,5 A
Sol1	186	158 G/ 143,6 A	176 G/ 160 A	158 G/ 143,6 A	186 G/ 172 A	176 G/ 160 A
Sol2	329	144 G/ 1,33 A	94 G/ 0,87 A	144 G/ 1,33 A	102 G/ 0,94 A	176 G/ 160 A
Sol3	769	186 G/ 1,72 A	158 G/ 1,46 A	186 G/ 1,72 A	158 G/ 1,46 A	218 G/ 2,01 A
Sol4	1229	211 G/ 1,95 A	211 G/ 1,95 A	211 G/ 1,95 A	211 G/ 1,95 A	218 G/ 2,01 A

Tabelle 3.4.2: Die für die Fokussierung benötigten Magnetfelder und Bestromung für die Solenoide jeweils für die unterschiedlichen Kombinationen aus Strahlstrom und Emittanz.

werden diese hauptsächlich durch die Magnete der Ionengetterpumpen, sowie den Magnetfeldern der Fokusserspulen im Klystron verursacht, welches sich weniger als einen halben Meter neben der Strahlführung befindet. Darüber hinaus führen Aufstellungsfehler der Elektronenquelle und der Solenoide zu unerwünschten Magnetfeldkomponenten. Besonders kritisch für den Strahltransport ist, dass ein nicht vom Strahl zentral und parallel zur Spulenachse durchlaufenes Solenoidfeld ablenkend wirkt und zu einer Rotation des Strahls um die longitudinale Achse des Solenoids und somit zur Ablenkung des Strahls führt.

Um transversale Ablagen und Winkelfehler zu kompensieren, werden an mehreren Stellen kleine Dipole als Strahlagekorrektoren für jeweils beide Strahlebenen verwendet. Die Strahlagekorrektoren applizieren dabei an drei Stellen über eine Länge $l = 60$ mm in beiden Ebenen maximal ein transversales Magnetfeld B_s von 33 Gauß. Schätzt man den resultierenden Winkel über die Kleinwinkelbeziehung

$$\alpha = \frac{leB_s}{p_e}$$

ab, so erhält man einen maximalen Winkel der Strahlauslenkung, auch Kickwinkel genannt, von $\alpha = 0,19^\circ$. Bei Abständen von jeweils 382 mm zwischen dem ersten und zweiten Korrektor, sowie 442 mm zwischen dem zweiten und dritten Korrektor ergeben sich maximal korrigierbare

Ablagen von 1,3 mm beziehungsweise 1,5 mm. Bei einer Positionierungsgenauigkeit im Bereich von 0,1 - 0,5 mm und einer Ausrichtungsgenauigkeit von circa 0,2 - 0,5° sind die korrigierbaren Ablagen hinreichend um diese Aufstellungsfehler zu kompensieren.

3.5 Strahldiagnose

Um zu überprüfen, ob die Strahlage korrigiert werden muss, ist es notwendig diese zu messen. Ebenso sollte es möglich sein Strahleigenschaften, wie Pulsstrom, Pulslänge und transversale Pulsform zu verifizieren. Hierzu sind je nach Einsatzgebiet unterschiedliche Diagnoseelemente zu verwenden. Dabei ist zwischen destruktiven und nicht destruktiven Diagnoseverfahren zu unterscheiden. Um die Strahlage und die transversale Ausdehnung des Strahls zu kontrollieren empfiehlt sich ein optischer Lumineszenzschirm-Monitor. Zur Strommessung des emittierten Stromes der Elektronenquelle eignet sich ein sogenannter Faraday-Cup, der sämtliche Ladung eines Strahls absorbiert. Beide Diagnoseeinheiten sind destruktiv und somit nicht zur Überprüfung im laufenden Betrieb geeignet. Für die Messung der Pulslänge eignen sich sogenannte Wandstrommonitore, mit denen es prinzipiell auch möglich ist Strahlströme zu messen. Zur nicht-destruktiven Strahllagemessung werden sogenannte Knopfmonitore verwendet. In diesem Kapitel wird jede dieser Diagnoseeinheiten vorgestellt, und deren Einsatz innerhalb des Injektors diskutiert. Im Rahmen dieser Arbeit fanden Detailstudien verschiedener Diagnoseelemente statt [Hof10b].

3.5.1 Schirmmonitore

Der Schirmmonitor dient der direkten optischen Kontrolle des Strahls in Form eines transversalen Abbilds des Strahlquerschnitts im sichtbaren Spektrum des Lichtes. Er ermöglicht damit sowohl die Bestimmung der Position des transversalen Strahlschwerpunkts, beziehungsweise der Strahlage, als auch die Ermittlung des transversalen Ladungsprofils. In Abbildung 3.5.1 ist der schematische Aufbau eines solchen Schirmmonitors dargestellt. Dabei wird in der Regel unter einem Winkel von $\alpha = 45^\circ$ zur Strahlachse ein Leuchtschirm in den Strahl gefahren und unter $\alpha = 90^\circ$ mit einer Kamera betrachtet. Der Vorteil dieser Anordnung ist, dass man eine abbildungstreue Projektion des Strahls auf der Kamera erhält.

Entscheidend ist hierbei die Wahl des Schirmmaterials. Je nach Strahlenergie und Strahlintensität kommen unterschiedliche Materialien in Frage. Grundsätzlich muss zwischen zwei unterschiedlichen physikalischen Effekten unterschieden werden:

Zum einen handelt es sich hierbei um die **Lumineszenz**, also der Emission von Licht in Folge einer Abregung eines angeregten Zustandes eines Moleküls innerhalb von wenigen Nanosekunden (Fluoreszenz), gepaart mit der Abregung eines angeregten Zustandes über mehrere Zwischen-niveaus innerhalb von Sekunden (Phosphoreszenz). In der Regel werden hierfür Gläser oder Keramiken auf der Grundlage von Metalloxiden verwendet. Seltener findet man Materialien auf kristalliner Basis, die Vorteile in der Auflösung und der Lichtausbeute haben. Diese Materialien sind jedoch schlecht in kristalline Scheiben zu verarbeiten. Um die Wellenlänge des emittierten Lichtes und die Empfindlichkeit des Schirmmaterials auf den auftreffenden Strahlstrom zu beeinflussen, wird das Material häufig mit sogenannten Aktivatoren dotiert. Dabei bestimmt die Wahl des Aktivatormaterials die emittierte Wellenlänge und dessen Konzentration die abgestrahlte Lichtintensität.

Aufgrund seiner hohen Strahlungsfestigkeit und Temperaturstabilität ist Chromolux, mit Chromoxid dotiertes Aluminiumoxid, das am häufigsten eingesetzte Material. Der Nachteil dieses Materials ist jedoch ein verhältnismäßig langes Nachleuchten, unabhängig von der Phosphoreszenz des Materials. Durch den Strahl heizt sich das Material stark auf, was zu einem langen ther-

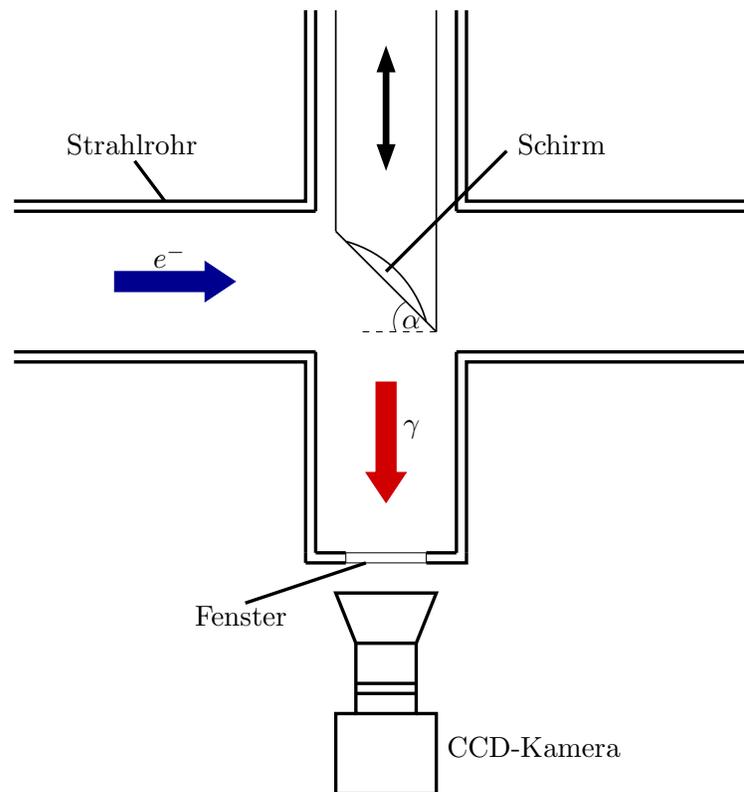


Abbildung 3.5.1: Schematischer Aufbau eines Schirmmonitors (vgl. [Hof10b]).

mischen Nachleuchten im infraroten Spektralbereich führt. Gerade für CCD-Kameras, welche sensitiv für infrarotes Licht sind, ist daher ein Einsatz mit entsprechenden optischen Filtern sinnvoll [RJ03, For08, Joh90].

Zum anderen handelt es sich bei den Effekten auf dem Schirmmonitore basieren um die sogenannte **Übergangsstrahlung** (OTR⁶). Diese Strahlung tritt auf, wenn ein geladenes Teilchen eine Grenzfläche zwischen zwei Medien unterschiedlicher Permittivität passiert. Die durch die unterschiedliche dielektrische Leitfähigkeit verursachten Feldverteilungen innerhalb der beiden Materialien führen im Grenzübergang zu einer charakteristischen Abstrahlung. Die Intensität

⁶Aus dem englischen für „Optical Transition Radiation“

allg Bezeichnung	Material	Aktivator	Emissionsmaximum	Zerfallszeiten
Quartz	SiO ₂	-	optisch	< 10 ns
	CsI	Tl	550 nm	1 μs
	ZnS	Ag	450 nm	0,2 μs
Chromolux	Al ₂ O ₃	Cr	700 nm	100 ms
	Li Glas	Ce	400 nm	0,1 μs
P43	Gd ₂ O ₂ S	Tb	545 nm	1 ms
P46 (YAG)	Y ₃ Al ₅ O ₁₂	Ce	530 nm	0,3 μs
P47	Y ₂ Si ₅ O ₅	Ce	400 nm	50 ns

Tabelle 3.5.1: Übersicht über unterschiedliche Materialien für Luminoszenz-Schirme.[For08]

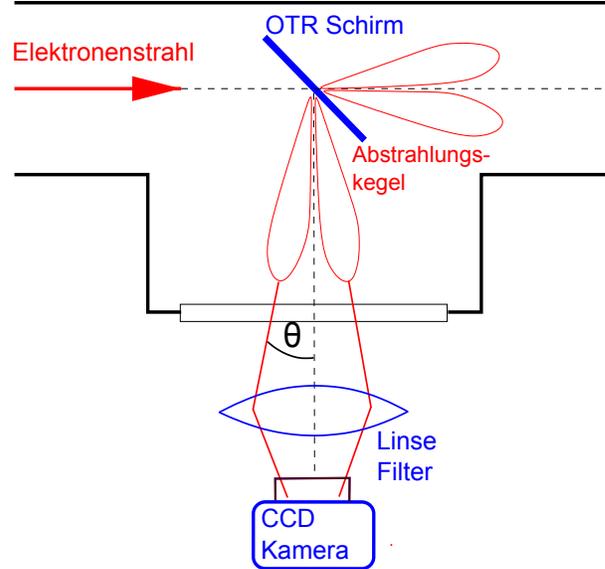


Abbildung 3.5.2: Schematische Darstellung einer Strahlprofilmessung mittels Übergangsstrahlung einer mit 45° zur Strahlachse gedrehten metallischen Platte. Der Emissionskegel der Übergangsstrahlung weist dabei einen Öffnungswinkel mit dem Winkel Θ auf.

dieser Strahlung hängt dabei wesentlich von der Energie der Elektronen als auch von der Beschaffenheit der Grenzoberfläche und dem Permittivitätsunterschied der beiden Materialien ab. Oft wird die Übergangsstrahlung phänomenologisch auch als Tscherenkow-Effekt zweiter Ordnung bezeichnet. Allerdings tritt die Übergangsstrahlung im Gegensatz zur Tscherenkow-Strahlung nicht erst ab einer materialabhängigen Energieschwelle auf.

Die Winkelverteilung dieser Strahlung ist ebenfalls von der Energie der auftreffenden Elektronen abhängig. In Abbildung 3.5.2 ist ein schematischer Aufbau eines OTR-Schirms dargestellt. Im relativistischen Bereich $\beta_e \approx 1$ ist der Öffnungswinkel der Abstrahlungsmaxima proportional zu $\Theta = 1/\gamma$ [Fra65, LW75]. Der Verlauf des Öffnungswinkels der Strahlungsmaxima in Abhängigkeit von der Elektronenenergie ist in Abbildung 3.5.3 dargestellt. Bei niedrigeren Teilchengeschwindigkeiten werden die Abhängigkeiten der Winkelverteilung komplexer und können nicht mehr einfach angegeben werden. Zum einen liegt das an der Charakteristik einer lorentzgeboostenen Dipolabstrahlung, hervorgerufen durch Teilchen mit relativistischen Geschwindigkeiten, zum anderen an der zunehmenden Komplexität der beteiligten Prozesse an der emittierten Strahlung. In Abbildung 3.5.3 auf der linken Seite sind beispielhaft die Abstrahlungskegel für unterschiedliche Energien im nicht relativistischen Energiebereich abgebildet. Ein in diesem Elektronenenergiebereich wesentlich beteiligter Prozesse zur Gamma-Abstrahlung ist die Bremsstrahlung. Durch eine zu geringe Elektronenenergie verkürzt sich die Eindringtiefe der Elektronen, also die Weglänge im Material, bevor die Energie der Elektronen an das umliegende Material abgegeben wurde. Dabei spielen die Dicke des verwendeten Schirmmaterials und der Winkel der Oberflächennormale zum Strahl eine bedeutende Rolle. So wurde zum Beispiel mit einer 30 nm dicken Aluminiumfolie bei einer Elektronenenergie von 80 keV und einem Aufttrittswinkel von 71° der Elektronen auf die Aluminiumfolie ein Strahlungsmaximum unter einem Winkel von 60° beobachtet [Ash67]. Somit ist ein Einsatz für niederenergetische Elektronenstrahlen nur für eine definierte Energie mit Kenntnis über die Abstrahlungscharakteristika sinnvoll. Der wesentliche Vorteil dieser Methode ist jedoch, dass die Emission des Lichtes nicht auf der Abregung eines

angeregten Zustandes basiert, sondern direkt produziert wird. Somit leuchtet der Schirm nicht nach.

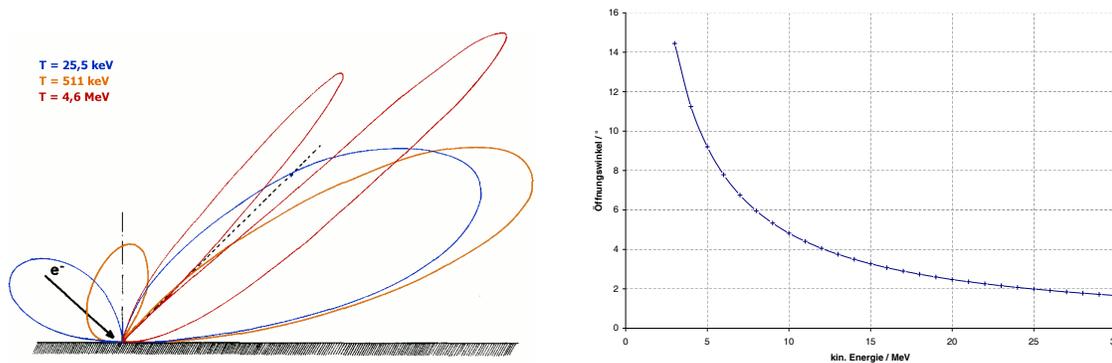


Abbildung 3.5.3: Links: Abstrahlungskegel der Übergangsstrahlung für unterschiedliche nicht-relativistische Energien eines einzelnen die Grenzfläche passierenden Elektrons [LW75]. Rechts: Winkelabhängigkeit der Übergangsstrahlung mit der Elektronenenergie.

Die Wahl fällt im Bereich des Injektors mit nicht relativistischen Geschwindigkeiten auf einen Lumineszenz-Schirm. Aufgrund der hohen Leuchtempfindlichkeit und der guten Verfügbarkeit wird hier auf ein sogenanntes „Chromox CERN Typ 6“⁷-Leuchtschirmmaterial zurückgegriffen.

3.5.2 Faraday Cup

Wie die englische Bezeichnung vermuten lässt handelt es sich hierbei um ein Art Tasse, die als Kollektor sämtliche in sie eintretende Ladungsträger absorbiert und nach dem englischen Physiker Faraday benannt wurde. Schaltet man dieser Tasse einen Widerstand parallel und lässt die Ladungsträger abfließen, so kann man bei Kenntnis des Widerstandes, über die an ihm abfallende Spannung, den absorbierten Strom messen. Dabei ist entscheidend, dass die Tasse als Kollektor mit dem Strahlrohr sowie der gesamte folgende koaxiale Aufbau zur Signalübertragung in seiner Impedanz dem zur Messung verwendeten Widerstand angepasst ist. Aufgrund der üblicherweise verwendeten Signalleitungen mit einer Impedanz von 50Ω ist auch der Aufbau des Faraday-Cup am Injektor des LINAC1 auf diese Impedanz angepasst. In Abbildung 3.5.4 ist der Aufbau des Faraday-Cups abgebildet.

Aufgrund der energieabhängigen Eindringtiefe der Elektronen in den Kollektor ist der Einsatz eines Faraday-Cups nur bei niedrigen Energien sinnvoll. Der gemessene Strom kann mit dem Faraday-Cup über die am 50Ω -Widerstand abfallende Spannung U_{\max} mit

$$I_{\max} = \frac{U_{\max}}{50 \Omega}$$

direkt an einem handelsüblichen Oszilloskop abgelesen werden, sofern es über eine hinreichend große Bandbreite verfügt, um entsprechend kurze Pulse abbildungsstreu darstellen zu können. Der Faraday-Cup und der Schirmmonitor im Injektionsweg vor dem Linearbeschleuniger wurden zusammen in einer pneumatischen Hubeinheit verbaut, die es erlaubt drei Positionen anzufahren. Dabei kann entweder der Schirmmonitor oder der Faraday-Cup in den Strahl oder die Einheit gänzlich aus dem Strahlweg heraus gefahren werden.

⁷Entwickelt und Hergestellt von der Firma „Morgan Advanced Ceramics, England“ in Zusammenarbeit mit dem CERN

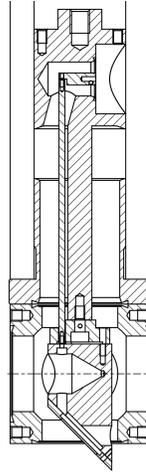


Abbildung 3.5.4: Technische Schnittzeichnung des Faraday-Cups am Injektor des LINAC1. Dieser ist gemeinsam in einem Aufbau mit einem Fluoreszenzschirm montiert, welcher sich, unter einem Winkel von 45° zur Strahlachse orientiert, unterhalb des Faraday Cups befindet. Die gestrichelte Linie kennzeichnet die Strahlachse auf der der Strahl von links nach rechts auf den Monitor trifft. Durch eine entsprechende pneumatisch getriebene Mechanik kann wahlweise der Faraday-Cup oder der Luminoszenz-Schirm in den Strahl gefahren oder der Strahlweg frei gegeben werden [Nef08].

3.5.3 Wandstrommonitore

Der Faraday-Cup birgt den wesentlichen Nachteil, dass eine Strahlstrommessung nur destruktiv möglich ist. Wünschenswert wäre aber eine Strommessung, die in Echtzeit den gelieferten Elektronenstrom wiedergibt. Eine Möglichkeit zur Messung des Elektronenstrahls ohne eine Rückwirkung auf diesen ist die Messung der vom Elektronenstrahl erzeugten elektromagnetischen Felder. Innerhalb der Strahlkammerwand erzeugt der Elektronenstrahl I_{Strahl} ein Magnetfeld B_{Strahl} :

$$\frac{1}{\mu_0} \oint \vec{B}_{\text{Strahl}} d\vec{r} = I_{\text{Strahl}} . \quad (3.5.1)$$

Dieses Feld induziert auf der Vakuumkammer wiederum einen zum Strahlstrom I_{Strahl} entgegengesetzten Wandstrom

$$I_{\text{Wand}} = -I_{\text{Strahl}} . \quad (3.5.2)$$

Somit wird das Feld durch diesen Wandstrom auf der Kammerwand kompensiert und kein Magnetfeld dringt nach außen. Um diesem Strom zu messen muss in die Strahlrohrkammerwand eine nicht leitende Unterbrechung in Form einer Keramik eingebaut werden. Die beiden Strahlrohrenden werden dann über diese Keramik hinweg mit Widerständen verbunden. Über den Widerständen fällt so eine zum Strom proportionale Spannung ab, welche dann gemessen werden kann. In Abbildung 3.5.5 ist eine schematische Schnittzeichnung eines solchen Wandstrommonitors (WCM⁸) abgebildet.

Die Messung der Stromstärke des Elektronenstrahls ist jedoch nur eine Verwendungsmöglichkeit des Wandstrommonitors. Durch die direkte Abbildung des Elektronenstroms in Form eines

⁸aus dem Englischen für „Wall Current Monitor“

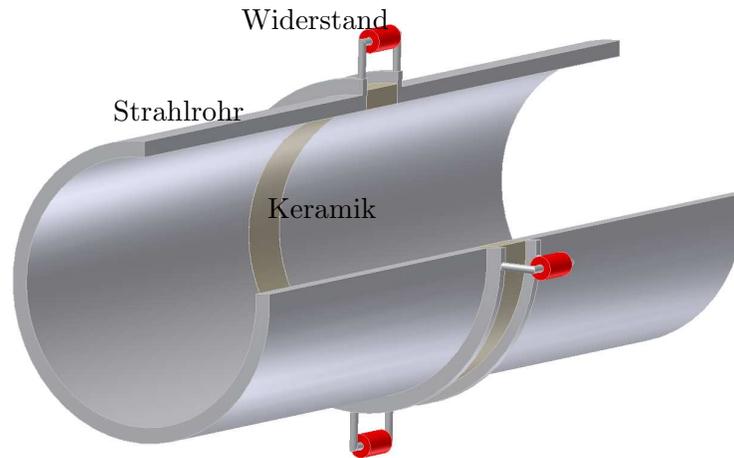


Abbildung 3.5.5: Prinzipieller Aufbau eines Wandstrommonitors (vgl.[Hof10a]).

Wandstroms lässt sich über diesen auch die Länge des Elektronenpulses messen. Dabei ist das Auflösungsvermögen zu kurzen Pulsen hin durch das Bandpassverhalten des Wandstrommonitors und dessen Messaufbaus vorgegeben. Für kurze Pulslängen im Bereich einer Nanosekunde sollte die Breitbandigkeit des Messaufbaus zu hohen Frequenzen bis in den Gigahertz-Bereich reichen. Bei Studien über die Verwendbarkeit von Wandstrommonitoren in unterschiedlichen Einsatzszenarien hat sich gezeigt, dass die obere Grenzfrequenz von der Anzahl der Signalabgriffe und der parallel geschalteten Widerstandsbrücken, sowie dem Abstand der beiden leitenden Oberflächen zueinander, welche durch die Keramikunterbrechung entstehen, abhängt [Kro06, JD95, IA06].

Unter dieser Maßgabe wurde neben zwei Wandstrommonitoren, die von der SBTF übernommen wurden, ein weiterer Wandstrommonitor gefertigt, der die Anforderungen an die Breitbandigkeit für den Kurzpulsbetrieb erfüllt. Dieser Wandstrommonitor soll die Pulslänge nach durchlaufenem Bunching direkt am Eingang des Linearbeschleunigers wiedergeben. Der Aufbau, unter Verwendung von sechzehn parallel geschalteten, speziellen Dünnschicht-Hochfrequenz Widerständen in SMD Bauweise von der Firma VISHAY und einer 2 mm langen keramischen Unterbrechung, basiert dabei auf Erkenntnissen durch Simulationen mit den Softwarepaketen SPICE und CST Microwave Studio. In Abbildung 3.5.6 ist dieser Wandstrommonitor abgebildet.

Die beiden weiteren Wandstrommonitore der SBTF Struktur wurden vor dem Prebuncher, jeweils einer vor und einer nach dem Faraday-Cup, verbaut.

Der Nachteil des Wandstrommonitors gegenüber dem Faraday-Cup ist, dass mit dem Wandstrommonitor eine absolute Strommessung nur unter kalibrierten Betriebsbedingungen möglich ist. Aus diesem Grund wurden alle drei verwendeten Wandstrommonitore auf ihre Breitbandigkeit und auf ihr Transferverhalten hin untersucht. Unter anderem geschah dies durch Messungen, die auf dem Prinzip der sogenannten Zeitbereichsreflektometrie basieren [Hof10a, Bol08]. Aus diesen ergeben sich, dass sowohl der selbst gefertigte, als auch der Wandstrommonitor hinter dem Faraday-Cup gute Transmissionsverhalten bis zu Frequenzen von circa 4 GHz aufweisen. Mit diesen lassen sich somit Pulsdauern von wenigen hundert Pikosekunden auflösen.

3.5.4 Strahllagemonitore (BPM)

Um die transversale Strahllageposition des Ladungsschwerpunktes des Elektronenstrahls zu bestimmen, kann auch ein Monitor verwendet werden, welcher sensitiv auf die vom Strahl erzeugten Felder reagiert. Unterstützend zur Strahllagekontrolle mittels destruktivem Schirmmonitor kann

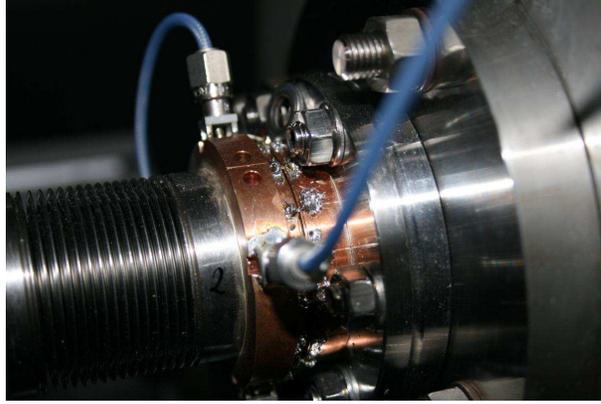


Abbildung 3.5.6: Foto des neu gefertigten Wandstrommonitors zur Messung der aus dem Bunching resultierenden Pulslänge direkt vor dem Eingang des Linearbeschleunigers.

ein sogenannter BPM⁹ zum Einsatz kommen. In einem Strahlrohrbauteil eines Wandstrommonitors des Injektors, welche von der SBTF-Struktur übernommen wurde, ist ein solcher Monitor verbaut. Da er somit in die Strahlführung mit integriert wurde, wurde auch dieser in [Hof10b] analysiert. Dabei hat sich nach Einbau herausgestellt, dass die verwendeten Kalibrationsverfahren nicht hinreichend waren um die Strahlposition genauer zu bestimmen, als es mit dem Schirmmonitor möglich ist. Dennoch soll dieser BPM in dieser Arbeit nicht unerwähnt bleiben. Der verbaute BPM ist als Knopfmonitor aufgebaut. Dabei werden im Strahlrohr in der Kammerwand unter einer gleichmäßigen azimuthalen Verteilung in der Regel vier Elektroden versenkt. In Abhängigkeit vom Strahlstrom und der Entfernung des Strahlschwerpunktes von den Elektroden werden, durch die sich an den Elektroden vorbei bewegenden Ladungsträgern, Spannungen induziert. Dabei können die Elektroden entweder auf den Koordinatenachsen liegen oder diesbezüglich um die Strahlachse um 45° gedreht angeordnet sein, wie in Abbildung 3.5.7 dargestellt ist. Auf den Koordinatenachsen liegende Elektroden bieten den Vorteil der einfachen Messauswertung, während die andere Anordnung aufgrund der Summation der Signale auf den Knöpfen zur Messung der Strahlage innerhalb einer Ebene eine höhere Sensibilität auf niedrige Strahlströme bietet.

Für eine auf den Achsen liegende Anordnung ergibt sich für die Messung der normierten Ablagen in den Ebenen x , beziehungsweise z

$$x = \alpha \frac{I_B - I_D}{I_B + I_D} \quad \text{sowie} \quad z = \alpha \frac{I_A - I_C}{I_A + I_C}, \quad (3.5.3)$$

wobei α eine individuelle Monitorkonstante ist. Diese berücksichtigt die Größe der Elektroden, sowie den Durchmesser des Strahlrohrs und somit den Abstand der gegenüberliegenden Elektroden zueinander [Ric06]:

$$\alpha = b \frac{\varphi}{4 \sin \frac{\varphi}{2}} \quad (3.5.4)$$

Mit dem Strahlrohrdurchmesser b und dem einer Elektrode zugehörigen Öffnungswinkel aufgespannt durch die Elektroden φ (siehe Abbildung 3.5.7). Für eine um 45° gedrehte Anordnung ergibt sich:

$$x = \alpha \frac{(I_A + I_B) - (I_C + I_D)}{I_A + I_B + I_C + I_D} \quad \text{sowie} \quad z = \alpha \frac{(I_A + I_D) - (I_B + I_C)}{I_A + I_B + I_C + I_D}. \quad (3.5.5)$$

⁹Aus dem Englischen für „Beam Position Monitor“

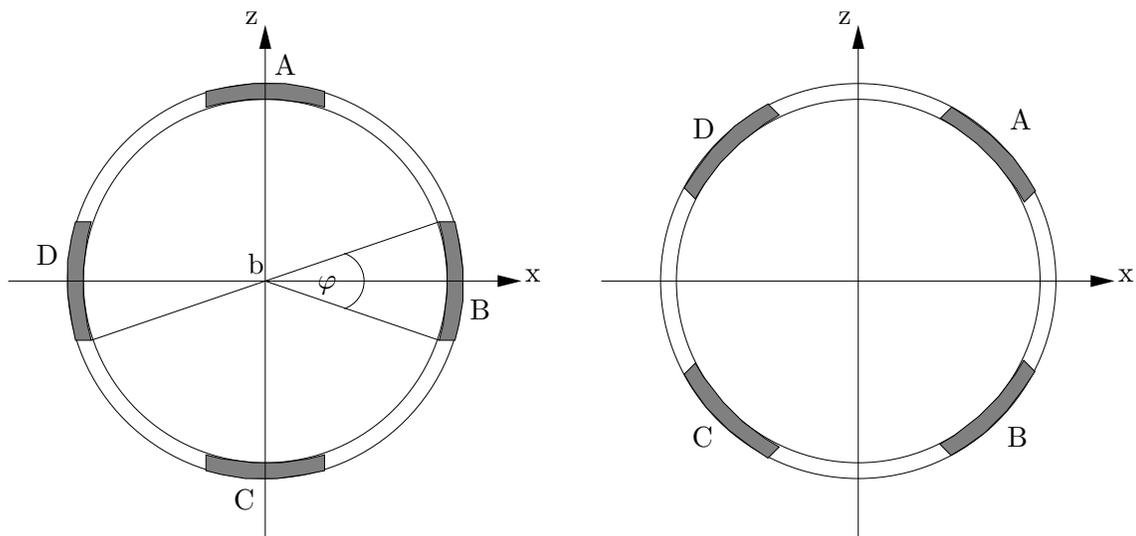


Abbildung 3.5.7: Unterschiedliche Ausrichtungen der Elektroden eines BPMs [Hof10a].

Beim Strahlmonitor im Injektionsweg des LINAC1 liegen die Elektroden auf den Koordinatenachsen.

3.6 Übersicht des gesamten neuen Injektors bis hin zum Linearbeschleuniger

Abbildung 3.6.2 zeigt den gesamten Aufbau des neuen Injektors an LINAC1. Zur Positionierung der einzelnen Elemente der Strahlführung wurde zuerst die Position des Linearbeschleunigers relativ zur Sollhöhe des Strahls im Synchrotron und der Lage der Sollbahn an der Stelle der Strahlinjektion ins Synchrotron geodätisch vermessen und anschließend Eingang und Ausgang der Beschleunigungsstruktur auf die Höhe dieses Injektionspunktes justiert. Zum Weiteren wurde zur Montage der Strahlführungselemente ein entsprechendes Gestell konstruiert, aufgebaut und in die Flucht des Linearbeschleunigers einjustiert. Dies ermöglicht die genaue Platzierung jedes einzelnen Elements mittig auf der Strahlachse des Injektors. Hierdurch wurden Aufstellungsfehler minimiert. In Abbildung 3.6.2 ist der aus den Betrachtungen aus diesem Kapitel resultierende Aufbau dargestellt. In Abbildung 3.6.1 ist ein Foto des aufgebauten Injektors vor dem Linearbeschleuniger abgebildet. Um die Kathode der Elektronenquelle wechseln zu können und gleichzeitig den Rest des Injektors evakuiert zu lassen, kann durch ein Vakuumventil direkt nach der Elektronenquelle dieser Bereich vom restlichen Injektor abgetrennt werden. Zum Evakuieren nach dem Kathodenwechsel verfügt die Elektronenquelle, neben einer Ionen-Getter-Pumpe um das Vakuum stabil in einem Druckbereich von maximal $P = 1 \cdot 10^{-7}$ mbar zu halten, über eine Turbomolekular-Pumpe, sowie eine Kolbenvorpumpe. Das Ventil sichert zudem außerhalb der Betriebsphasen das Vakuum der Elektronenquelle vor Vakuumeinbrüchen im restlichen Bereich des Injektors ab. Die Vakuumsektion hinter der Elektronenquelle kann über eine Pumpeneinheit am Prebuncher und im Hohlleitersystem des Linearbeschleunigers evakuiert werden, darüber hinaus ist am Anfang der Linearbeschleunigerstruktur noch eine Ionen-Getter-Pumpe

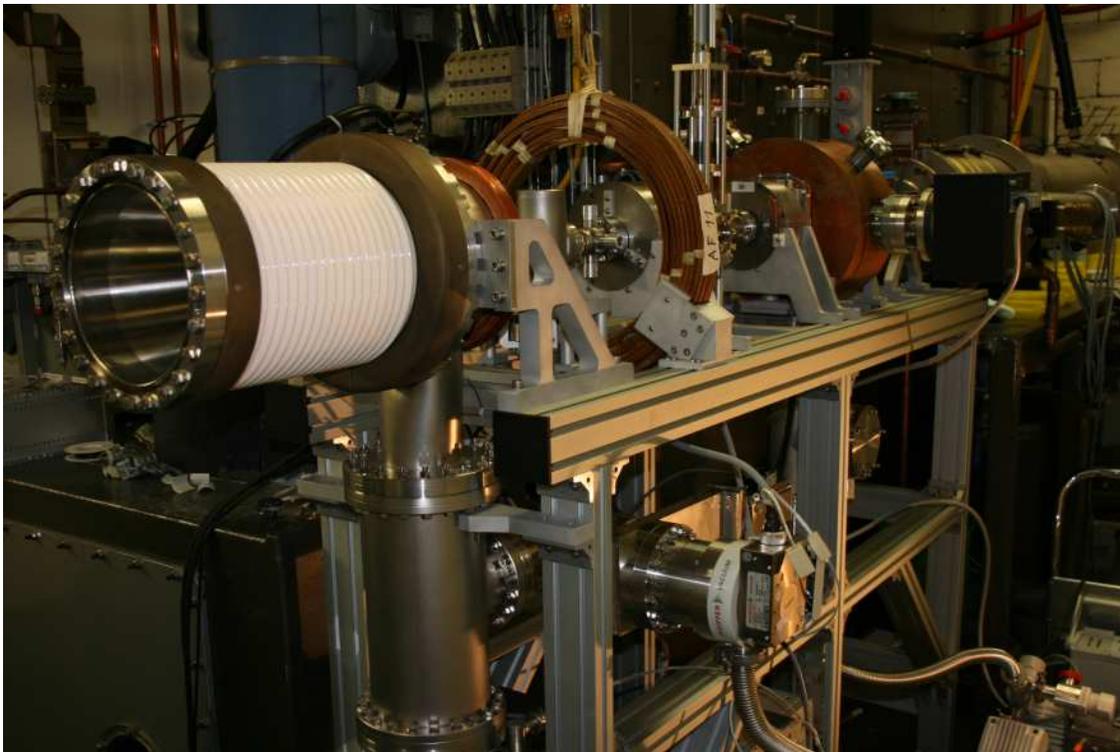


Abbildung 3.6.1: Foto des Injektoraufbaus am LINAC.

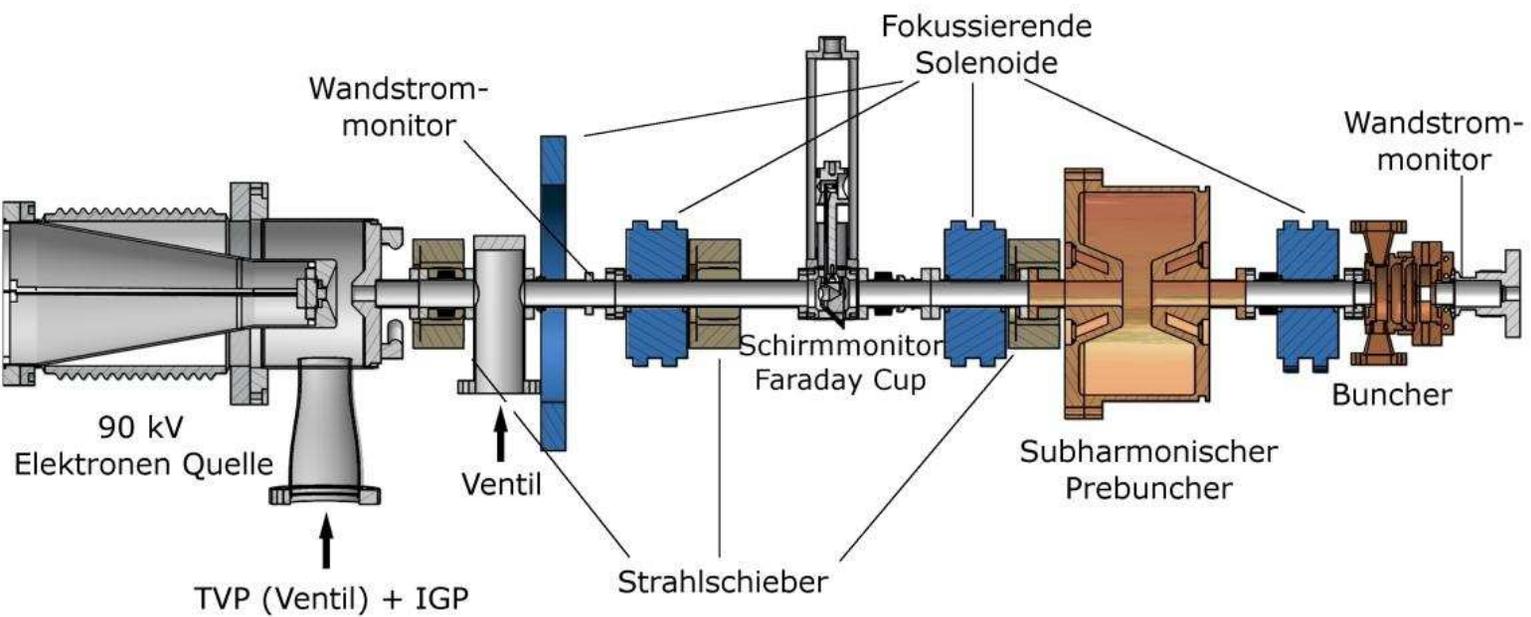


Abbildung 3.6.2: Gesamtübersicht über den Aufbau des neuen Injektors an LINAC1. Farblich abgetrennt sind dort in einem Kupfer-Ton die Elemente zur Pulskompression, in Blau die Solenoide zur Strahlfokussierung und in einem Oliv-Ton die Strahlagekorrektoren.

mit einem hohen Saugvermögen zur Aufrechterhaltung des Vakuums angebracht. Am Ausgang der Linearbeschleunigerstruktur wird diese Vakuum-Sektion durch ein weiteres Ventil von der Transferweg-Sektion abgetrennt. Zur mechanischen Entlastung der starren Strahlrohre wurden an vier Stellen Faltenbälge verbaut.

Kapitel 4

Der Linearbeschleuniger LINAC1

Zur Beschleunigung von Elektronen haben sich wegen der hohen Feldstärken und verhältnismäßig kurzen Abmaßen zur Linearbeschleunigung die sogenannten „disc loaded waveguides“, also periodisch mit metallischen Irisblenden unterbrochene Wellenleiterrohre, durchgesetzt. Da es sich bei LINAC1 um einen solchen Typ Linearbeschleuniger handelt, beziehen sich die folgenden Ausführungen nur auf diesen Typ. Dies soll jedoch nicht ausschließen, dass hier Niedergeschriebenes nicht auch für andere Typen gültig ist. Viele Eigenschaften von Hochfrequenzstrukturen zur Beschleunigung von geladenen Teilchen wurden schon in Kapitel 3.3.3 eingeführt. Im Speziellen soll in diesem Kapitel, nach der Vorstellung der Beschleunigerstruktur des LINAC1, auf die Energiespektren von Linearbeschleunigern eingegangen werden, da sie für die nachfolgende Betrachtungen im Bezug auf den Strahltransport zum Synchrotron und die Wiederinbetriebnahme des LINAC1 von besonderer Bedeutung sind.

4.1 Aufbau der Beschleunigerstruktur des LINAC1

Die Beschleunigerstruktur des LINAC1 umfasst eine Länge von 2,55 m. Dabei handelt es sich um eine in zwei Sektionen unterteilte Struktur. In der ersten Sektion, welche die ersten fünf Zellen umfasst, werden die Elektronen mit einer gegenüber der restlichen Struktur erhöhten Feldstärke von 17 MV/m eingefangen und der injizierte Elektronenpuls weiter komprimiert. Es handelt sich somit wie beim Wanderwellenbuncher selbst um eine Bunchersektion, die ursprünglich dazu diente, die durch einen Prebuncher vorkomprimierten Elektronenbunche mit einer Energie von circa 120 keV einzufangen und zu komprimieren.

In der verbliebenen eigentlichen Beschleunigersektion beträgt die Feldstärke 10 MV/m. Die Phasengeschwindigkeit der Struktur beträgt $v_p = c$ und beschleunigt Elektronen mit einem Strahlstrom von bis zu 700 mA auf eine Energie von 20 MeV. Bei Reduzierung des Strahlstroms auf 500 mA ist eine Elektronenenergie von bis zu 25 MeV bei einer Hochfrequenzleistung von 25 MW möglich. Im alten Aufbau des LINAC1 betrug die Emittanz des Strahls $\varepsilon_{\text{norm}} = 5 \cdot 10^{-6}$ m rad [A⁺68]. In Tabelle 4.1.1 sind die Betriebsparameter der Beschleunigerstruktur des LINAC1 aufgeführt.

4.1.1 Passband und Kopplung

Wie schon in vorherigen Kapiteln beschrieben, treten für die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in mit Blenden unterbrochenen Hohlleitern Randbedingungen auf, die eine Ausbreitung elektromagnetischer Wellen unterhalb einer von den geometrischen Abmaßen der Zellen festgelegte Grenzfrequenz ω_c nicht möglich machen. Betrachtet man nun die Dispersionsrelation

Parameter	Wert
Betriebsfrequenz	2998,02 MHz
Beschleunigungsgradient	10 MV/m
Anschlussleistung	18 - 23 MW
Stehwellenverhältnis bei 3 GHz	1,19
Phasengeschwindigkeit	c
Gruppengeschwindigkeit	$0,17 \cdot c$
Füllzeit	0,5 μ s
Betriebstemperatur	46°C

Tabelle 4.1.1: Tabelle der Betriebsparameter der Beschleunigerstruktur des LINAC1

$$\omega = c \sqrt{k_z^2 + \left(\frac{\omega_c}{c}\right)^2}, \quad (4.1.1)$$

welche die Beziehung zwischen der Kreisfrequenz ω und der Wellenzahl k_z wiedergibt, und trägt diese gegeneinander auf, so erhält man das Dispersionsdiagramm des Hohlleiters, beziehungsweise der Linearbeschleunigerstruktur. In Abbildung 4.1.1 ist links das Dispersionsdiagramm eines glatten Hohlleiters abgebildet. Legt man nun einen beliebigen Punkt P auf der Dispersionskurve fest und zeichnet an diesem Punkt für die Gruppengeschwindigkeit v_g die Tangente (blau) und für die Phasengeschwindigkeit v_p eine Gerade durch den Ursprung (gelb), so gilt

$$v_g = \frac{d\omega}{dk_z},$$

$$v_p = \frac{\omega}{k_z}.$$

Für die grün eingezeichnete Asymptote würde gelten $v_p = v_g = c$. Somit ist ersichtlich, dass im Falle der Struktur ohne Irisblenden immer $v_g < c < v_p$ gilt. Die zu beschleunigenden Teilchen könnten sich nicht mit der beschleunigenden Hochfrequenzwelle fortbewegen. Verwendet man nun Irisblenden, so folgt die Dispersionskurve nicht mehr dem ursprünglichen asymptotischen Verlauf, sondern weicht mit größer werdendem k_z von dieser ab und flacht wieder ab, wie in Abbildung 4.1.1 rechts im blauen Verlauf zu sehen ist. Dabei gibt es einen Punkt, in dem der Verlauf die (grüne) Gerade $v_{g,p} = c$, welche ursprünglich die Asymptote darstellte, kreuzt. Entspricht der Irisblendenabstand der halben Wellenlänge, also $\lambda = 2d$, so geht mit $v_g = 0$ die Schwingung in eine stehende Welle über. Von dort an fällt die Dispersionskurve wieder ab hin in einen Bereich negativer Gruppengeschwindigkeit. Scheinbar gibt es also Bereiche in denen unterschiedlichen Wellenzahlen k_z die gleiche Kreisfrequenz zuzuordnen sind. In diesen Frequenzbereichen ist eine Wellenausbreitung möglich. Man nennt diese Bereiche aus diesem Grund auch *Passbänder*. Ebenso gibt es Frequenzbereiche denen keine Wellenzahl zuzuordnen sind, die sogenannten *Stoppbänder*, innerhalb derer keine Wellenausbreitung zulässig ist.

Nun stellt sich jedoch die Frage, in welcher Weise die Breite dieser Bänder beeinflusst werden. Hierbei spielt die Kopplung der einzelnen Zellen, welche durch die Irisblenden gebildet werden, eine entscheidende Rolle. Je größer das Loch in der Irisblende ist, desto stärker sind diese Zellen aneinander gekoppelt. Im ungekoppelten Fall würden die Zellen völlig unabhängig voneinander auf ihren Eigenfrequenzen ω_n schwingen. Ihre Phasenbeziehung zueinander wären völlig beliebig. Das Brillouin-Diagramm bestände aus horizontalen Linien mit $\omega = \omega_n$. Wegen

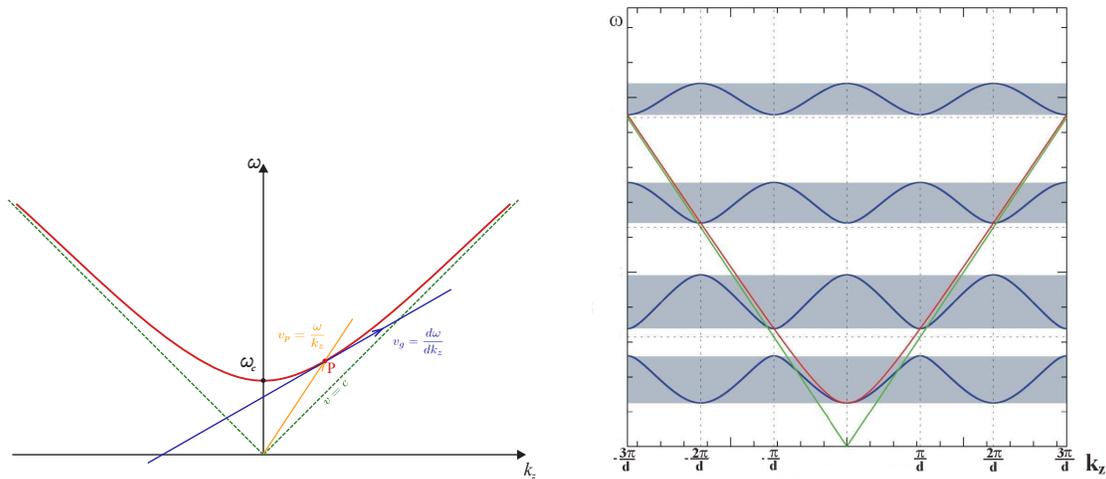


Abbildung 4.1.1: Links: Dispersionsdiagramm für einen glatten Hohlleiter. Rechts: Im Falle eines im Abstand d mit Irisblenden durchsetzten Hohlleiters geht das Dispersionsdiagramm in ein Brillouin-Diagramm über (vgl. [Hil04]).

der fehlenden Kopplung ist kein Energietransport möglich, da überall $v_g = d\omega/dk = 0$ gilt. Erst durch die Kopplung werden aus den horizontalen Linien Bänder der Breite $\Delta\omega$. Die Kopplung der Zellen untereinander ist also eine wichtige Größe, die den Energietransport bestimmt.

Ebenso verhält es sich bei Einkopplung der vom Hochfrequenzgenerator gelieferten Leistung in die Struktur. Dabei wäre es wünschenswert einen möglichst großen Anteil der generierten Leistung in ein beschleunigendes Hochfrequenzfeld umzuwandeln. Gerne wird das Prinzip der Kopplung mit der Ankopplung zweier Schwingkreise mittels eines Transformator mit n Wicklungen beschrieben. Oder man versteht die Ankopplung der Hochfrequenzzuführung an die Linearbeschleunigerstruktur als eine Ankopplung einer Leitung mit einer definierten Leitungsimpedanz an einen Verbraucher, wobei sichergestellt werden muss, dass die Eingangsimpedanz des Verbrauchers auch der Leitungsimpedanz des Kabels entspricht. Im Falle einer Resonatorzelle steht der Impedanz Z_0 der Hochfrequenzleitung die Shuntimpedanz R_s des Resonators gegenüber. Quantifiziert wird dies durch einen Koppelfaktor κ , welcher dieses Verhalten wiedergibt:

$$\kappa = \frac{Z_a}{Z_0} = \frac{R_s}{n^2 \cdot Z_0}$$

Messbar wird dies durch den Anteil der reflektierten Leistung im Vergleich zur eingekoppelten Leistung. So hat man im Fall einer Reflexion eine hinlaufende Welle mit der Spannung U_+ und eine rücklaufende Welle mit der Spannung U_- . Damit definiert sich der (komplexe) Reflexionsfaktor zu

$$\rho = \frac{U_-}{U_+}$$

und beträgt im Falle der Vollreflexion $\rho = 1$. Dabei stehen Koppelfaktor κ und Reflexionsfaktor ρ in folgender Weise im Zusammenhang:

$$|\rho| = \left| \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} \right|.$$

Standardmäßig wird aber zur Vergleichbarkeit einer Leitungsanpassung nicht der Koppelfaktor selbst, sondern der Kehrwert des Koppelfaktors, das sogenannte Stehwellenverhältnis ($[V]SWR^1$) angegeben :

¹aus dem Englischen für [voltage] standing wave ratio

$$S = \frac{1}{\kappa} = \frac{1 + |\rho|}{1 - |\rho|}$$

Mit einer skalaren Netzwerkanalyse konnte mithilfe eines sogenannten Wobbelgenerators der Reflexionsfaktor in Abhängigkeit von der Generatorfrequenz bestimmt werden.

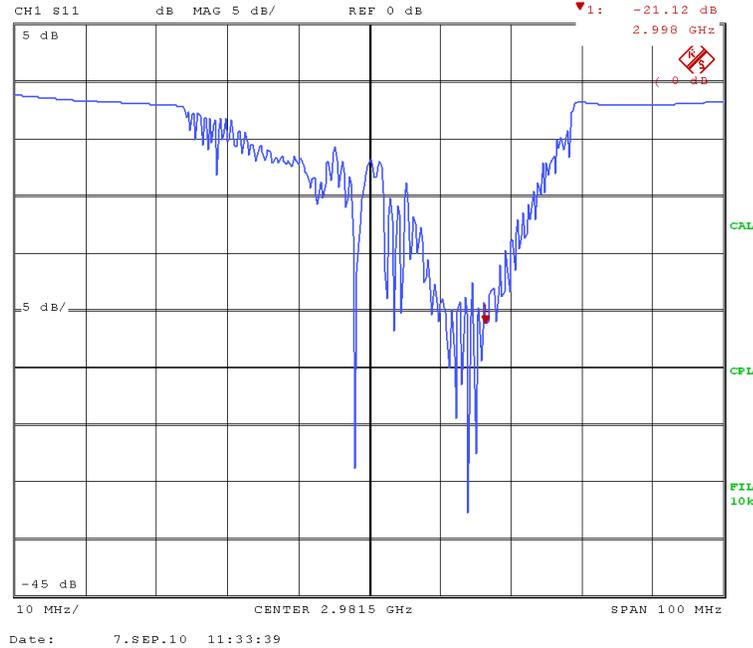


Abbildung 4.1.2: Reflexionsfaktor ρ in dB in Abhängigkeit der eingekoppelten Hochfrequenz in den Linearbeschleuniger des LINAC1. Der rote Marker kennzeichnet die Betriebsfrequenz von 2,998 GHz.

In Abbildung 4.1.2 ist das Passband des Linearbeschleunigers dargestellt. Aus der Messung lässt sich das Stehwellenverhältnis am Punkt des roten Markers bestimmen:

$$S = 1,19 \pm 0,02$$

4.2 Hochfrequenzsystem

In Abbildung 4.2.1 ist ein Blockdiagramm des Hochfrequenzsystems des LINAC1 abgebildet. Zur Erzeugung der Hochfrequenz dient eine Hochfrequenzquelle bestehend aus einem quarzstabilisiertem Oszillator der Firma Kruse-Storke, der ein cw²-Signal der Frequenz 499,67 MHz mit einer Ausgangsleistung von 2 W erzeugt. Dieses Signal wird zuerst in zwei Signale aufgeteilt. Eines zur Versorgung des 500 MHz Prebunchers, das andere zur Versorgung der 3 GHz-Strukturen (Wanderwellenbunchers, Linearbeschleunigers und Energie-Kompressor-Systems (EKS), auf das später eingegangen wird). Dies stellt sicher, dass die in allen Komponenten erzeugten elektrischen Felder zueinander in einer festen Phasenbeziehung stehen, was für deren Funktionalität unabdinglich ist.

²Aus dem Englischen für „continuous wave“. Bezeichnung für ein ungepulstes sogenanntes „Dauerstrich“-Signal in der Hochfrequenztechnik.

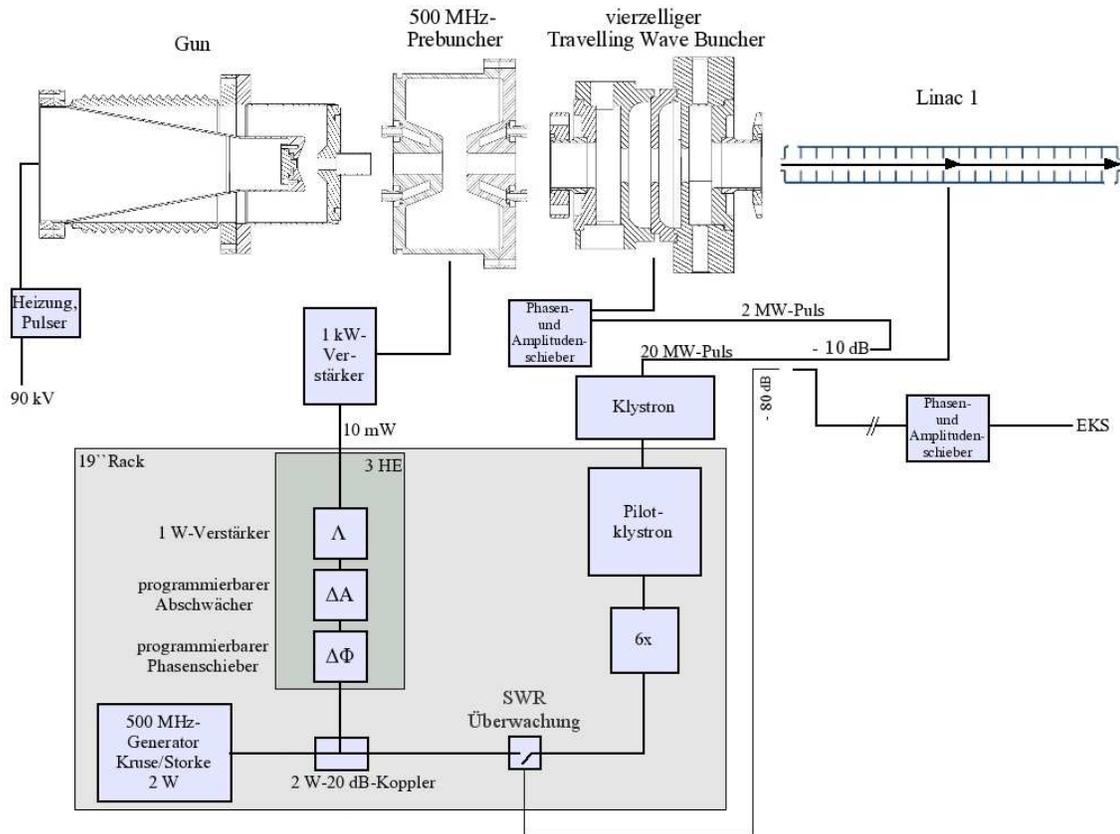


Abbildung 4.2.1: Blockdiagramm der Hochfrequenzversorgung für den neuen Injektor.

Im 500 MHz-Zweig kann durch entsprechende Regler die Amplitude und die Phase des Hochfrequenzsignals eingestellt werden, bevor es dem 1 kW-Verstärker zugeführt wird. Nach der Verstärkung wird das Signal zum Prebuncher geführt und dort eingekoppelt. Für die Versorgung der 3 GHz-Strukturen wird das Hochfrequenzsignal passiv auf die Frequenz von 3 GHz versechsfacht, bevor es von einem sogenannten Pilotklystron verstärkt wird. Die Versorgung des Pilotklystrons mit der zur Verstärkung benötigten Hochspannung erfolgt durch ein gepulstes 5 kV Hochspannungsnetzgerät. Durch dieses erhält man dann eine gepulste maximale Ausgangsleistung von 1 kW. Dieses Signal wird daraufhin dem eigentlichen Klystron zur Verstärkung zugeführt.

Die verstärkte Leistung von 20 MW im Regelbetrieb wird innerhalb des Klystrons zwei symmetrisch aufgebauten Hohlleiterarmen zugeführt. Dies ist notwendig, da die Hochfrequenzdruckfenster, die das Klystronvakuum von dem Vakuum des Hohlleitersystems abtrennen, durch die volle Leistung des Klystrons zerstört würden. Desweiteren werden die Fenster durch ein kurzes mit FS6 gefülltes Hohlleiterstück zusätzlich gekühlt. In diesem kurzen Abschnitt wird auch ein Teil der Hochfrequenzleistung bidirektional ausgekoppelt um sowohl die Vorlauf- als auch die Rücklaufleistung zu überwachen. Dies ist notwendig, da ein zu hoher Anteil der generierten Hochfrequenzleistung, der auf das Klystron zurück reflektiert wird, die Druckfenster und somit das Klystron nachhaltig beschädigen kann. Die Druckfenster des Klystrons sind bei maximaler Ausgangsleistung für ein Stehwellenverhältnis von $S = 1,4$ ausgelegt. Bei der maximalen Ausgangsleistung des Klystrons von 25 MW entspricht dies einer maximal zulässigen

frequenzsignal eingekoppelt wird, wie in einem Prebuncher eine Geschwindigkeitsmodulation aufgeprägt. Nach einer Driftstrecke, innerhalb derer sich der Elektronenstrom zu einer Puls-kette mit dem Pulsabstand der eingekoppelten Hochfrequenzwellenlänge gebildet hat, treffen diese wieder in einen Resonator ein. Aufgrund der hohen Ladungsdichte der Pulse fängt der Resonator an mit einer Feldamplitude zu schwingen, die um ein Vielfaches größer ist, als dies im aufprägenden Resonator der Fall war. Dieses Hochfrequenzfeld hoher Leistung kann nun ausgekoppelt und zur Beschleunigung verwendet werden. Dabei ist der Verstärkungsfaktor des Klystrons unter anderem von der Intensität des Elektronenstroms und somit von der Höhe des ihn erzeugenden Hochspannungspulses abhängig.

Zur Verstärkung der benötigten gepulsten Hochfrequenz auf 20 MW ist es aufgrund der Klystro-neffizienz von rund 40% somit erforderlich das Klystron am vorgeschalteten Pulstransformator über wenige μs hinweg mit einer Pulsleistung von 50 MW bei einer Spannung von 40 kV und einem Pulsstrom von 1250 A zu versorgen. Herkömmliche Netzgeräte sind in der Regel nicht in der Lage in kurzer Zeit solche Pulsleistungen zu erzeugen. Wichtig ist dabei eine hohe Puls-zu-Puls-Stabilität und ein möglichst flaches Plateau der erzeugten Pulsform. Kurze Pulse hoher Leistung werden deshalb in der Regel noch von sogenannten Klystronmodulatoren erzeugt. Da-bei werden Kondensatoren auf hohe Spannungen aufgeladen und mittels eines geeigneten Schal-ters, eines sogenannten Thyratrons, über eine sehr niederohmige Last entladen. Dabei sind die Kondensatoren Teil einer aus Induktivitäten und Kapazitäten aufgebauten Laufzeitkette. Diese Laufzeitkette hat den entscheidenden Vorteil, dass beim Entladen ein relativ guter Rechteckpuls entsteht mit steilen Anstiegs- und Abfallflanken. Dieser Teil des Modulators wird auch pulsfor-mendes Netzwerk (PFN) genannt.

Die Aufladung dieser Kette erfolgt beim LINAC1 durch die Methode der Resonanzaufladung bei der ein Netzgerät benötigt wird, welches nur die halbe Pulsspannung zur Verfügung stel-len muss. Eine zwischen das Netzgerät und die Kondensatoren geschaltete Drossel mit hoher Induktivität im Vergleich zu den Induktivitäten der Laufzeitkette bildet zusammen mit den Kondensatoren der Laufzeitkette einen Schwingkreis. Durch eine nahezu ungedämpfte Schwin-gung ergibt sich für den Spannungsverlauf an den Kondensatoren [Wil92]:

$$U_c(t) = U_0(1 - \cos \omega t).$$

Somit hat eine halbe Schwingungsperiode nach der Entladung der Laufzeitkette die Spannung an den Kondensatoren die Maximalspannung von $U_{\max} = 2U_0$ erreicht. Damit nach Erreichen des Maximums die Spannung nicht wieder fällt, ist zwischen Ladedrossel und den Kondensatoren eine sogenannte „Hold Off“-Diode verbaut.

In Abbildung 4.2.2 ist der Schaltplan des Klystronmodulators am LINAC1 dargestellt. Im Falle des Klystronmodulators von LINAC1 besteht die Laufzeitkette aus 15 Kondensatoren mit jeweils einer Kapazität von $C_n = 22 \text{ nF}$. Denen steht zur Aufladung eine Induktivität von $L_D = 4 \text{ H}$ gegenüber. Damit benötigt dieser Modulator 3,6 ms zur Aufladung bis zur Maximalspannung. Zur Aufladung wird eingangsseitig über einen Pulstransformator eine Spannung von 25 kV ein-gespeist, so dass eine Maximalspannung von 50 kV erreicht werden kann.

Oftmals ist aber eine Aufladung auf die Maximalspannung nicht erwünscht, da mit der Lade-spannung direkt das Verstärkungsverhalten des Klystrons gesteuert werden kann. Aus diesem Grund ist es wünschenswert den Ladevorgang an einem beliebigen Punkt abbrechen zu können. Hierzu wird über ein weiteres Thyratron die Ladedrossel kurz geschlossen und somit der Lade-vorgang beendet. Dabei entscheidet der Zeitpunkt der Überbrückung des Thyratrons über die resultierende Ladespannung der Laufzeitkette. Man spricht dabei oft auch von einer DeQing-Schaltung, da durch Überbrücken der Induktivität die Güte Q der Resonanz drastisch reduziert wird.

Neuerdings setzten sich aber aufgrund der enormen technischen Fortschritte in der Halbleiter-

technik sogenannte Kondensatorlader durch, welche die Resonanzaufladung und die DeQing-Schaltung ersetzen und direkt durch moderne Ansteuertechnik die Kondensatoren aufladen und konstant auf dieser Spannung halten. Dies ist ein weiterer Vorteil gegenüber PFNs, da diese sich entladen, so dass bei niedrigeren Wiederholraten aufgrund der längeren Standzeiten bei hohen Spannungen eine kleinere Pulsspannung am Eingang des Klystrons erzeugt wird.

4.3 Energiespektrum des Linearbeschleunigers

Eine wesentliche Kenngröße eines Linearbeschleunigers ist die Energiebreite des Strahls, welche durch den Beschleunigungsprozess zustande kommt. Die Kenntnis dieser Größe ist ebenso wichtig wie die Kenntnis über die Emittanz des Strahls für die weitere Planung des folgenden Strahltransports. So wird im Anschluß an den Linearbeschleuniger in den nachfolgenden dispersiven Strecken, zum Beispiel in Form einer Ablenkung durch ein Dipolfeld, der Strahl in dieser energieabhängig umgelenkt. Dies führt bei einem Strahl mit hoher Energiebreite naturgemäß zu einer geometrischen Auffächerung in der horizontalen Strahlebene, was zu Strahlverlust und somit zu einer Reduzierung der Transfereffizienz führen kann. Darüber hinaus können keine Strahlen beliebig großer Emittanzen in das Synchrotron injiziert werden. Ausserdem kann nur ein Elektronenstrahl mit einer Energiebreite von maximal 0,5 % bezüglich der Einschussenergie zur weiteren Beschleunigung im Synchrotron eingefangen werden.

Wie auch bei den Berechnungen zur Strahldynamik in solchen Strukturen ist die analytische Bestimmung der Energiebreite nicht exakt möglich. Aus diesem Grund empfiehlt es sich hier mit geeigneten numerischen Simulationsmethoden, wie zum Beispiel mit dem Softwarecode Parmela die Energiebreite zu berechnen. Leider fehlen zur Simulation der Beschleunigung durch die LINAC1-Struktur entscheidende Angaben über den Aufbau des Linearbeschleunigers um diese durchzuführen. Insbesondere ist der Aufbau der ersten Zellen innerhalb der Bunchersekation im Linearbeschleuniger gänzlich unbekannt. Deswegen stützen sich die folgenden Aussagen bezüglich des Energiespektrums auf Messungen und Erfahrungen aus mehreren wissenschaftlichen Arbeiten die während des Aufbaus und des Betriebs des alten Aufbaus am LINAC1 gemacht wurden.

Darüber hinaus lässt sich unter gewissen Vereinfachungen eine qualitative Abschätzung über die maßgeblichen Einflüsse auf das Energiespektrum machen. Eine genauere Abhandlung über die Entwicklung der Energiebreite durch den Beschleunigungsprozess findet sich zum Beispiel in [Her70]. Hier sollen nur die Ergebnisse und einige der Erkenntnisse aufgeführt werden.

Wie schon erwähnt, werden die Bunche mit einer räumlichen longitudinalen Länge in den Linearbeschleuniger injiziert, so dass die Elektronen innerhalb eines Bunches mit unterschiedlich starken Feldstärken beschleunigt werden. Daraus resultiert eine von der Pulslänge bei der Injektion in den Linearbeschleuniger abhängige Energiebreite des Strahls. Auch die Energiebreite des Strahls vor Injektion in den Linearbeschleuniger trägt zur resultierenden Energiebreite bei. So kann man, aufgrund der Sinusförmigkeit der Beschleunigungsspannung $U = U_0 \cos \phi$, als resultierende Energiebreite allein durch die Länge $\Delta\phi_b$ des starr auf dem Maximum der beschleunigenden Hochfrequenzwelle mitbewegten homogen gefüllten Bunches annehmen:

$$\Delta T_\phi = U_0 \left(1 - \cos \frac{\phi_b}{2} \right)$$

Daraus ergibt sich ein differentielles Spektrum des Energiegewinns, also die Zahl I der sich im Intervall dU befindlichen Elektronen, von

$$\frac{dI}{dU}(U) = I \cdot \frac{11,4}{\phi_b} \cdot \frac{1}{\sqrt{U_0^2 - U^2}} \quad ; \quad U_0 - \Delta T_\phi \leq U \leq U_0 \quad . \quad (4.3.1)$$

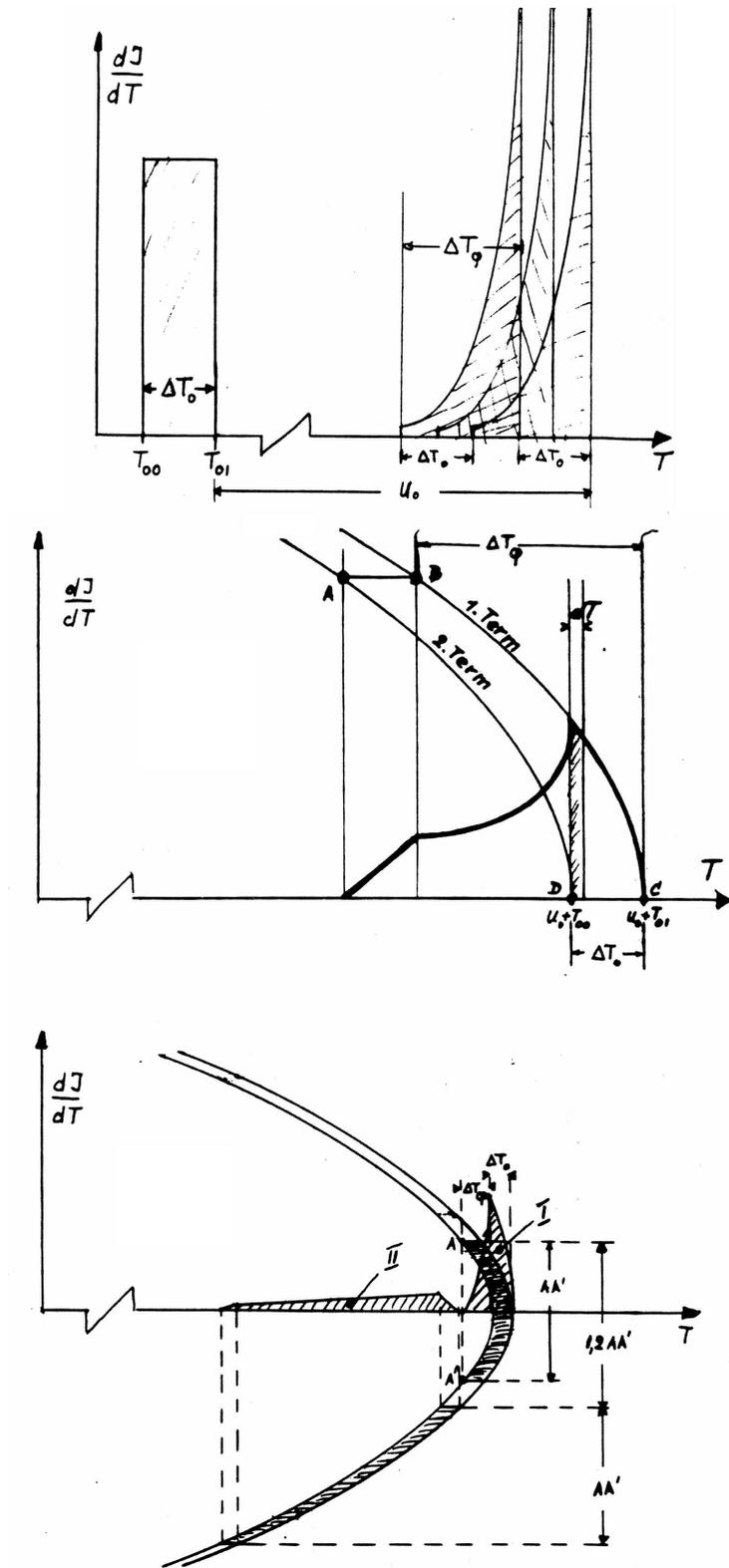


Abbildung 4.3.1: Konstruktion des Energiespektrums aufgrund der Beschleunigung (vgl. [Her70]).

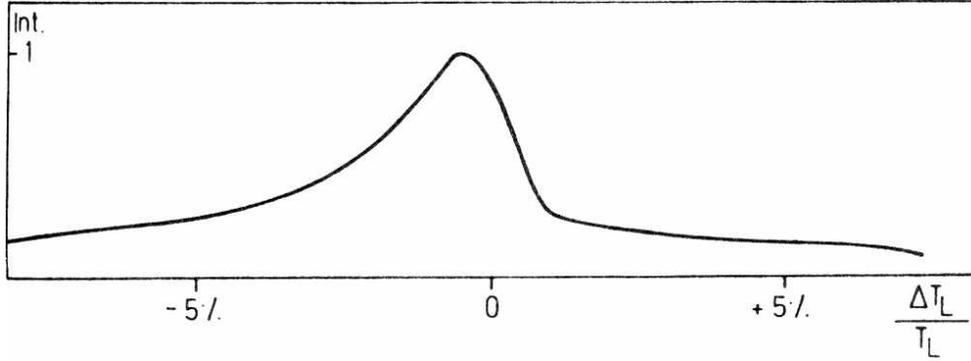


Abbildung 4.3.2: Gemessenes Spektrum des LINAC1 dokumentiert im Jahre 1981 (vgl.[Rei81]).

Berücksichtigt man nun noch eine Energiebreite $\Delta T_0 = T_{01} - T_{00}$ mit $T_{00} \leq T_0 \leq T_{00} + \Delta T_0$ der Elektronen bei Injektion, wie in Abbildung 4.3.1 oben skizziert, und geht davon aus, dass die resultierende Energiebreite klein ist gegen die Endenergie, so ergibt sich für die absolute Energiebreite:

$$\frac{dI}{dU} \approx \frac{2\sqrt{2}I}{\phi_b \Delta T_0 \sqrt{U_0}} \cdot \left[\sqrt{(U_0 + T_{01}) - T} - \sqrt{(U_0 + T_{00}) - T} \right]$$

In Abbildung 4.3.1 oben ist stellvertretend für diese injizierte Energiebreite eine Überlagerung von drei Einzelspektren resultierend aus der Beschleunigung nach Gleichung 4.3.1 abgebildet. In Abbildung 4.3.1 mittig ist die aus beiden Effekten resultierende Energiebreite abgebildet. Dabei ist zu beachten, dass sowohl angenommen wurde, dass die injizierten Elektronenpulse eine homogene Dichteverteilung vorweisen als auch, dass sie sich mit Lichtgeschwindigkeit mit der Hochfrequenzwelle fortbewegen. Darüber hinaus wurden Effekte wie Raumladung oder die Belastung der Hochfrequenzwelle durch den Strahlstrom nicht berücksichtigt. Außerdem wurden systematische Einflüsse, wie zum Beispiel Amplituden- oder Phasenvariationen durch Schwankungen der Klystronspannung vernachlässigt. Allerdings gibt diese Grundform schon relativ gut das Verhalten bezüglich der Energiebreite wieder.

In Abbildung 4.3.1 unten ist zudem die Abhängigkeit der Energieverteilung von der relativen Phasenlage ϕ des injizierten Bunches zur Hochfrequenzwelle verdeutlicht. Bei Variation der Phasenlage bewegt sich der Bunch in diesem Diagramm entlang des eingezeichneten parabolischen Verlaufs. I bezeichnet einen Bunch mit optimaler Bunchlage, II einen Bunch, der um das 1,2-fache seiner Länge verschoben ist.

Das letzte dokumentierte Energiespektrum des Linearbeschleunigers LINAC1 ist aus dem Jahre 1981 [Rei81]. Laut [A⁺68, Rei81] wurden in den Linearbeschleuniger Bunches mit einer Länge von 40° und einem Gesamtstrom von 500 mA injiziert. Bei einer Endenergie von 25 MeV erhielt man eine Energiebreite von bis zu 7%. Dabei betrug der Anteil des Strahlstroms, der eine Energiebreite von 0,5% um die Sollenergie aufwies 180 mA. Bei einer Beschleunigung von 700 mA auf 20 MeV, was Werten entspricht, die auch im zukünftigen Betrieb angestrebt werden, erhielt man eine Energiebreite von 5%. Die Phasenlänge eines Bunches, welche den Linearbeschleuniger verließ, betrug dabei zwischen $\Delta\phi = 4^\circ$ und $\Delta\phi = 8^\circ$. In Abbildung 4.3.2 ist der Verlauf eines Spektrums dargestellt, welches vor 1981 am LINAC1 aufgenommen wurde.

4.4 Beam Loading

Werden in einer Beschleunigungsstruktur Elektronen beschleunigt, so wird die Energie des Beschleunigungsfeldes in kinetische Energie der Elektronen umgewandelt. Aufgrund der Energieerhaltung reduziert sich der kinetische Energiegewinn der Elektronen in Abhängigkeit der Anzahl der beschleunigten Elektronen, beziehungsweise der Größe des Elektronenstroms.

Die elektrische Ladung, die eine Beschleunigungsstruktur passiert induziert auf den Resonatorwänden eine Spannung. Diese Spannung wirkt der Beschleunigungsspannung entgegen. Die Superposition des unbelasteten Hochfrequenzfeldes und des von der Ladung erzeugten Feldes führt zu einer Verringerung der Stärke des beschleunigenden Feldes. So ergibt sich für einen, mit der Phase Φ relativ zum Maximum des Beschleunigungsfeldes in die Beschleunigungsstruktur eintreffenden Strahl mit dem Strom I folgendes elektrisches Feld $E(s)$ entlang der Strecke s (vgl. [Lei70]):

$$E(s) = E_0 \cos \Phi e^{-\xi s} - IR_s(1 - e^{-\xi s}) , \quad (4.4.1)$$

wobei R_s die Shuntimpedanz der Beschleunigungsstruktur ist. Der *Abschwächungsfaktor* $\xi = \omega/(2v_g Q)$ beschreibt den Leistungsabfall des Hochfrequenzfeldes entlang der Beschleunigungsstruktur mit der Güte Q . Durch die Integration der Gleichung 4.4.1 über die Länge L der Beschleunigungsstruktur erhält man den Energiegewinn ΔT aufgrund des beschleunigenden Feldes:

$$\Delta T = E_0 L \cos \Phi \left(\frac{1 - e^{-\xi L}}{\xi L} \right) - IR_s L \left(1 - \frac{1 - e^{-\xi L}}{\xi L} \right)$$

Der Elektronenstrahl wirkt als Last, der strahlstromabhängig dem Beschleunigungsfeld Energie entzieht. Dieses Phänomen wird als *Beam Loading* bezeichnet. Je höher der Strom ist desto geringer ist die resultierende mittlere Teilchenenergie. Daher kann mit dem Linearbeschleuniger von LINAC1 500 mA Strahlstrom auf 25 MeV beschleunigt werden, 700 mA Strahlstrom dagegen nur auf eine Energie von 20 MeV. Zu beachten ist, dass sich diese Betrachtungen auf den Gleichgewichtsfall beziehen. Dieser ist erst erreicht, wenn sich zwischen Energiezufuhr des beschleunigenden Hochfrequenzfeldes durch das Klystron und Energieabsorption durch die Beschleunigung der Elektronen ein Gleichgewicht ausbildet. Bei Eintritt der Elektronen wird das zu Anfangs unbelastete Beschleunigungsfeld gestört. Aufgrund der Gruppengeschwindigkeit des Hochfrequenzfeldes bildet sich erst nach einer Dauer, die der Füllzeit der Struktur entspricht, ein Gleichgewicht aus (vgl. [Lei70]). Der Anteil des Elektronenstrahls der innerhalb dieser Zeit beschleunigt wird weist im Vergleich zum folgenden Elektronenstrahl eine erhöhte Energiebreite auf. Aus diesem Grund nennt man die in dieser Zeit beschleunigten Elektronen auch *Füllzeitelektronen*. Somit würden die ersten 0,5 μ s des Langpulses aufgrund der resultierenden Energiebreite nicht oder nur in einem geringen Anteil im Synchrotron eingefangen werden.

Kapitel 5

Strahltransfer vom Linearbeschleuniger zum Booster-Synchrotron und dem Bestrahlungsplatz

Es gilt nun den beschleunigten Elektronenstrahl, welcher den Linearbeschleuniger verlässt, möglichst effizient der weiteren Nutzung zuzuführen. Hierbei gibt es zwei unterschiedlichste Nutzungsszenarien.

Hauptsächlich soll der Linearbeschleuniger, mit den Eigenschaften des Langpulses mit hohen Strömen oder des Einzelpulses, als Vorbeschleuniger für die Beschleunigeranlage ELSA zur Verfügung stehen. Hierzu muss der Strahltransfer des Linearbeschleunigers die Strahleigenschaften an die vom folgenden Synchrotron geforderten Eigenschaften angepasst werden. Dabei müssen sowohl die Emittanz des Elektronenstrahls an die sogenannte Achzeptanz des Synchrotrons, als auch die Energiebreite des Strahls angepasst werden.

Darüber hinaus besteht ein hohes Interesse an der Bestrahlung unterschiedlichster Materialien und elektrischer Komponenten mit einem direkten Elektronenstrahl im Energiebereich, welcher von LINAC1 abgedeckt werden kann. Aktuell ist dies zum einen die Bestrahlung von Targetmaterialien zur Präparation für Experimente der Mittel- und Hochenergiephysik. Zum anderen besteht Interesse an der Bestrahlung von Detektorelektroniken und Halbleitermaterialien, welche als Detektor fungieren könnten, um deren Strahlenhärte zu untersuchen. Auf beide Szenarien soll in dieser Arbeit beispielhaft in Hinblick auf die Ausrichtung des Strahltransfers für die Nutzung eines Bestrahlungsplatzes eingegangen werden.

Somit werden in diesem Kapitel zuerst die Anforderungen für beide Nutzungsszenarien diskutiert, bevor auf das daraus resultierende Design des Strahltransfers eingegangen wird. Dabei wird zuerst auf die notwendige Energiekompression eingegangen, bevor die Anpassung der optischen Funktionen des Strahls an die besprochenen Anforderungen an den Strahltransfer diskutiert werden.

Viele Aussagen in diesem Kapitel basieren auf eine im Rahmen dieser Arbeit angeleiteten Diplomarbeit von Dominik Krönung [Krö09].

5.1 Anforderungen an den Strahltransfer

In Abbildung 5.1.1 sind die räumlichen Gegebenheiten inklusive des Aufbaus dargestellt, wie er im Jahre 2001 an der Bonner Beschleunigeranlage vorzufinden war. Innerhalb dieser Räumlich-

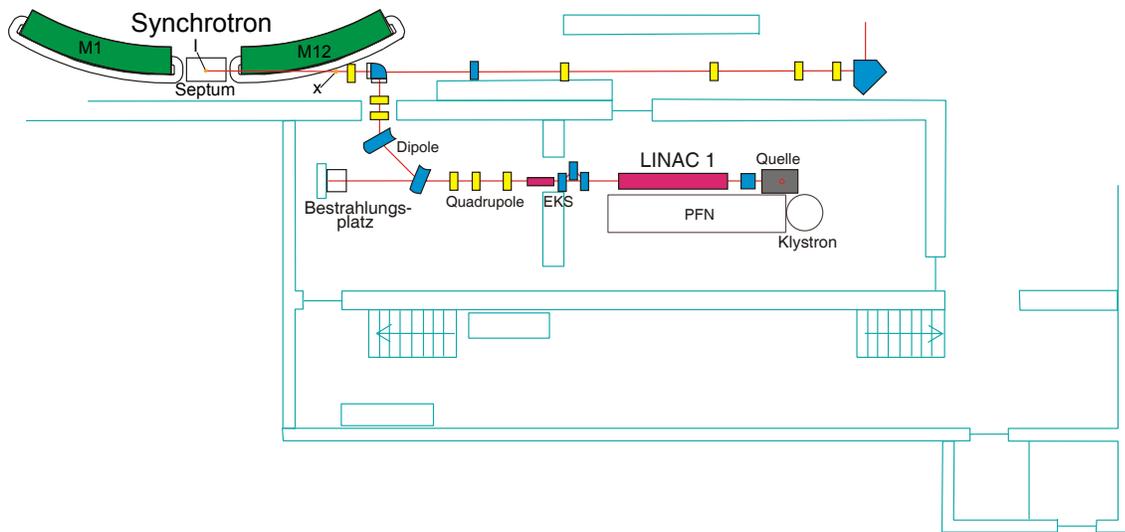


Abbildung 5.1.1: Räumlichkeiten und Aufbau des Transferweges vom Linearbeschleuniger des LINAC1 zum Synchrotron und dem Bestrahlungsplatz aus dem Jahre 2001

keiten gilt es den Elektronenstrahl sowohl zum Bestrahlungsplatz und zum Synchrotron zu führen als auch die optischen Eigenschaften des Strahls an die jeweiligen Anforderungen anzupassen. Unter der Maßgabe der Wirtschaftlichkeit gilt es dabei die Komponenten des bestehenden Aufbaus in größtmöglichem Maße weiterzuverwenden. Dabei muss insbesondere auf die räumlichen Begebenheiten im Umfeld um den LINAC1 Rücksicht genommen werden. Der Aufbau bis zum Jahre 2001, wurde mit den konzeptionellen Möglichkeiten, vor allem in Hinsicht der numerischen Simulierbarkeit in den Jahren 1960 - 1980 entworfen und weiterentwickelt. Bis zum Jahre 2001 fungierte LINAC1 in hinreichendem Maße als Vorbeschleunigersystem, jedoch konnte von den 2 A Strahlstrom der Elektronenquelle nur bis zu 50 mA im Synchrotron beschleunigt werden. In den letzten Jahren vor der Außerbetriebnahme reduzierte sich der ins Synchrotron injizierte Strom sogar auf bis zu 10-15 mA. So wird mit Hinblick auf neue Erkenntnisse und mit neuen simulativen Möglichkeiten aufgrund der enormen technologischen Entwicklung der letzten 30 Jahren, der Transferweg optimiert um eine höhere Transfereffizienz zu erhalten.

5.1.1 Nutzung des LINAC1 als Injektor

Um die Elektronen vom Linearbeschleuniger in das Synchrotron zu injizieren muss der Elektronenstrahl um ca. 2,8 m parallel versetzt und anschließend durch das Streufeld des Synchrotronmagneten M12 geführt werden. Der frühere Aufbau des Einlenkweges des Strahls war so aufgebaut, dass er den Strahl achromatisch umlenkte und zum Injektionspunkt führte. Hierzu wurden die Feldstärken der Quadrupole zwischen dem zweiten und dritten Umlenkdiplom M2 und M3 so gewählt, dass die dispersiven Effekte der Dipole kompensiert wurden.

Zur Injektion muss die Phasenraumellipse des Strahls aus dem Einlenkweg an die sogenannte Akzeptanzellipse des Synchrotrons angepasst werden. Die Akzeptanzellipse beschreibt den Phasenraum, in dem sich die Elektronen innerhalb der Vakuumkammer bewegen. Die Akzeptanzellipse ist gegeben durch Gleichung 2.1.3 auf Seite 9 mit den Twissparametern α_x^S , β_x^S und γ_x^S , wobei die Akzeptanz durch die zur Verfügung stehende Apertur D_x bestimmt ist:

$$A_x = \frac{D_x^2}{\beta_x^S}$$

Aus [AF66] sind die Twissparameter des Strahls am Injektionspunkt des Synchrotrons:

$$\begin{aligned}\beta_x^S &= 5,344 \text{ m/rad} \\ \alpha_x^S &= -1,874 \\ \gamma_x^S &= 0,844 \text{ rad/m} \quad .\end{aligned}$$

Mittels eines Septums als Inflektor zwischen den Synchrotronmagneten M1 und M12 wird der Elektronenstrahl über drei Umläufe ins Synchrotron injiziert. Ein Septum besteht im Wesentlichen aus einem C-förmigen Eisenjoch und einer Spule mit wenigen Windungen. Zusätzlich ist eine dünne Septumsschneide installiert, die die magnetischen Randfelder des Jochs unterdrückt, die sich sonst auch auf den umlaufenden Teilchenstrahl auswirken.

Zur Injektion wird der Elektronenstrahl des Synchrotrons durch zwei als Bumper bezeichnete Dipolmagneten um $\Delta x_B^S = 25 \text{ mm}$ bis an die Septumsschneide herangefahren. Die vertikale Akzeptanzellipse an dieser Stelle ist dabei definiert über die Twissparameter

$$\begin{aligned}\beta_z^S &= 2,872 \text{ m/rad} \\ \alpha_z^S &= 1,194 \\ \gamma_z^S &= 0,844 \text{ rad/m}\end{aligned}$$

und eine Akzeptanz von

$$A_z = 34,8 \cdot 10^{-6} \text{ m rad}$$

bei einer vertikalen Ausdehnung von $D_z = 1 \text{ cm}$ der Strahlkammerwand an der Stelle des ausgelenkten Strahls. In der horizontalen Ebene reduziert sich die zur Verfügung stehende Apertur auf den verbleibenden Abstand von $D_x = 2 \text{ cm}$ zwischen der Schneide und der Strahlrohrkammerwand, so dass sich der zur Injektion zur Verfügung stehende Phasenraum auf einen Bereich zwischen Kammerwand und Septumsschneide innerhalb der oben genannten Phasenraumellipse begrenzt, wie in Abbildung 5.1.2 zu erkennen ist. Laut [Nol80] sollten aus diesem Grund für eine optimale Injektion die Twissparameter des Strahls folgende Werte am Injektionspunkt einnehmen:

$$\begin{aligned}\beta_x &= 2,93 \text{ m/rad} \\ \alpha_x &= -1,03 \\ \gamma_x &= 0,070 \text{ rad/m} \\ \beta_z &= 2,872 \text{ m/rad} \\ \alpha_z &= 1,194 \\ \gamma_z &= 0,844 \text{ rad/m}\end{aligned}$$

Somit ergibt sich eine Akzeptanz von

$$A_x = \frac{D_x^2}{\beta_x^S} = 75,85 \cdot 10^{-6} \text{ m rad} \quad . \quad (5.1.1)$$

In Abbildung 5.1.2 sind jeweils die Akzeptanzellipsen und die Phasenraumellipsen im Fall des optimal injizierten Strahls ersichtlich. Gerade im horizontalen Fall zeigt sich, dass die Akzeptanz des Synchrotrons durch die Septumsschneide beschnitten wird.

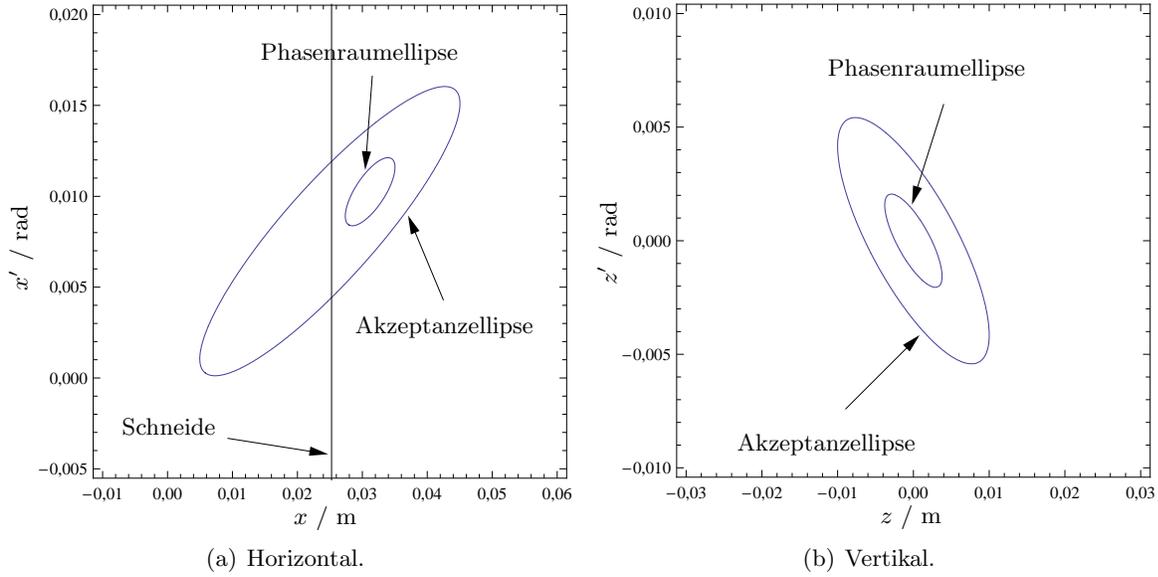


Abbildung 5.1.2: Phasenraumellipsen des zu injizierenden Strahls und Akzeptanzellipsen am Injektionspunkt (vgl. [Krö09]).

Nach Gleichung 2.1.3 ergibt sich für die Ellipsengleichung des horizontalen Phasenraums:

$$\varepsilon_x = \gamma_x(x - x_1)^2 + 2\alpha_x(x - x_1)(x' - x'_1) + \beta_x(x' - x'_1)^2 \quad , \quad (5.1.2)$$

x_1 ist der horizontale Abstand zwischen dem Injektionspunkt und der Sollbahn im Synchrotron, gegeben durch

$$x_1 = x_{I_0} + \eta_x \frac{\Delta p}{p_0} \quad . \quad (5.1.3)$$

η_x bezeichnet hier die horizontale Dispersion des Strahls. Somit ist der Injektionspunkt eines Teilchens von dessen Impulsabweichung bezüglich des Sollimpuls abhängig. Damit Teilchen nicht aufgrund der Dispersion auf die Septumsschneide oder die Strahlkammerwand treffen, sollte eine Dispersion von $\eta_x = 0$ angestrebt werden [Sch92]. Damit ergibt sich eine Ablage des Sollteilchens des zu injizierenden Strahls von der Sollbahn des Synchrotrons von $x_{I_0} = 31,2$ mm [AF66].

Darüber hinaus muss noch das Streufeld des Dipolmagneten M12, an dem der injizierte Strahl in unmittelbarer Nähe vorbeigeführt wird, mitberücksichtigt werden. Laut [Sch92, Krö09] lassen sich die optischen Funktionen durch das Streumagnetfeld in einen Punkt x (siehe Abbildung 5.1.1 transformieren, welcher im Transferweg vor dem Streufeld des Dipolmagneten liegt. Dadurch ergibt sich am Punkt x eine zur Injektion notwendige Dispersion von

$$\begin{aligned} \eta_x &= 0,418 \text{ m} \\ \eta'_x &= -0,230 \quad . \end{aligned}$$

Für die notwendigen horizontalen und vertikalen Twissparameter am Punkt x zur optimalen Injektion ins Synchrotron ergibt sich somit:

$$\begin{aligned}
\beta_x &= 7,88 \text{ m/rad} \\
\alpha_x &= 3,82 \\
\gamma_x &= 1,98 \text{ rad/m} \\
\beta_z &= 3,55 \text{ m/rad} \\
\alpha_z &= -1,65 \\
\gamma_z &= 1,05 \text{ rad/m} \quad .
\end{aligned}$$

Also muss eine Positionierung und eine Einstellung der strahl-optischen Elemente gefunden werden, die den Strahl vom Linearbeschleuniger zu diesem Punkt führt und gleichzeitig die geforderten Parameter besitzt.

Neben der Anpassung der optischen Parameter des Strahls muss der Transfer zum Synchrotron noch eine weitere Aufgabe erfüllen. Wie schon in Kapitel 4.3 besprochen, besitzt der Linearbeschleuniger bei einer Phasenlänge von $\Delta\phi = 4^\circ$ bis $\Delta\phi = 8^\circ$ eine Energieunschärfe von 5 - 7 % der Endenergie. Um die Elektronen stabil zu beschleunigen, dürfen die in das Synchrotron injizierten Teilchen eine Energiebreite von 0,5% bezüglich der Injektionsenergie nicht überschreiten. Teilchen mit einer höheren Energieabweichung gehen bei der Beschleunigung verloren. Aus diesem Grund wird angestrebt direkt im Anschluss an den Linearbeschleuniger ein System zur Energiekompression in den Transferweg zu integrieren. Dieses System, bestehend aus einer dispersiven Strecke und einer kurzen Beschleunigersektion, soll die Energiebreite des Linearbeschleunigers auf die geforderten 0,5 % reduzieren. Die Energiebreite führt durch die von Null verschiedene Dispersion zu einer Verbreiterung des Strahls am Injektionspunkt. Somit würde eine größere Energiebreite zur Überschreitung der Apertur durch den Strahl und zu Strahlverlust führen.

5.1.2 Materialbestrahlung mit LINAC1

Für die Bestrahlung unterschiedlichster Materialien und Komponenten ist eine möglichst hohe Variabilität der Parameter des Elektronenstrahls wünschenswert. Dabei sollen sowohl die Endenergie, die Energiebreite, die Stromstärke, die Strahlposition, als auch die jeweiligen Breiten in den Strahlebenen unabhängig voneinander wählbar sein. Aktuell gibt es zwei konkrete Nutzer des Bestrahlungsplatzes am LINAC1. Deren unterschiedlichen Anforderungen an den genutzten Elektronenstrahl soll hier beispielhaft für die Anforderungen an die Strahlqualitäten am Bestrahlungsplatz stehen.

Bestrahlung von Targetmaterialien für die SMC-Kollaboration

Die SMC¹-Kollaboration um das COMPASS-Experiment untersucht am CERN in Genf die Spinstruktur des Protons durch tiefinelastische Myon-Proton-Streuung. Insbesondere werden hierbei die Spinbeiträge der Quarks und Gluonen untersucht, ebenso wie die Beiträge durch deren Bahndrehimpulse. Um dabei spinabhängige Strukturfunktionen zu vermessen ist es notwendig, dass sowohl der Teilchenstrahl als auch das zur Teilchenkollision genutzte Target spinpolarisiert sind. Als eines der favorisierten Targetmaterialien hat sich dabei bestrahltes Ammoniak (¹⁴NH₃) aufgrund seines vergleichsweise hohen Dilutionfaktors, der relativen Anzahl von spinpolarisierbaren Nucleonen im Material, durchgesetzt. Der Vorteil gegenüber anderen verwendeten Targetmaterialien, wie zum Beispiel zu Butanol, liegt dabei in einem vergleichsweise geringen statistischen Fehler der experimentellen Messung, was dazu beiträgt, die Messzeit maßgeblich zu verringern.

¹aus dem englischen für „Spin Muon Collaboration“

Um jedoch das Ammoniak polarisierbar zu machen, ist es notwendig dieses, je nach Druck, auf eine Temperatur von bis zu 87 K herunterzukühlen, um es in einen festen Aggregatzustand zu überführen. Bei dieser Temperatur soll nun das Ammoniak mit einem intensiven Elektronenstrahl bestrahlt werden um Zentren aus Ammoniumradikalen $\dot{\text{N}}\text{H}_2$ zu produzieren. Dabei wird mindestens eine Radikalendichte von $\rho = 10^{19} e^-/\text{cm}^3$ benötigt um eine hinreichend große Polarisierbarkeit zu erreichen. Zur Bestrahlung wird das Ammoniak in einem Kryostaten² in einem flüssigen Argonbad gelagert, welches mit flüssigem Stickstoff gekühlt wird [BA97, Mey04, Ada99].

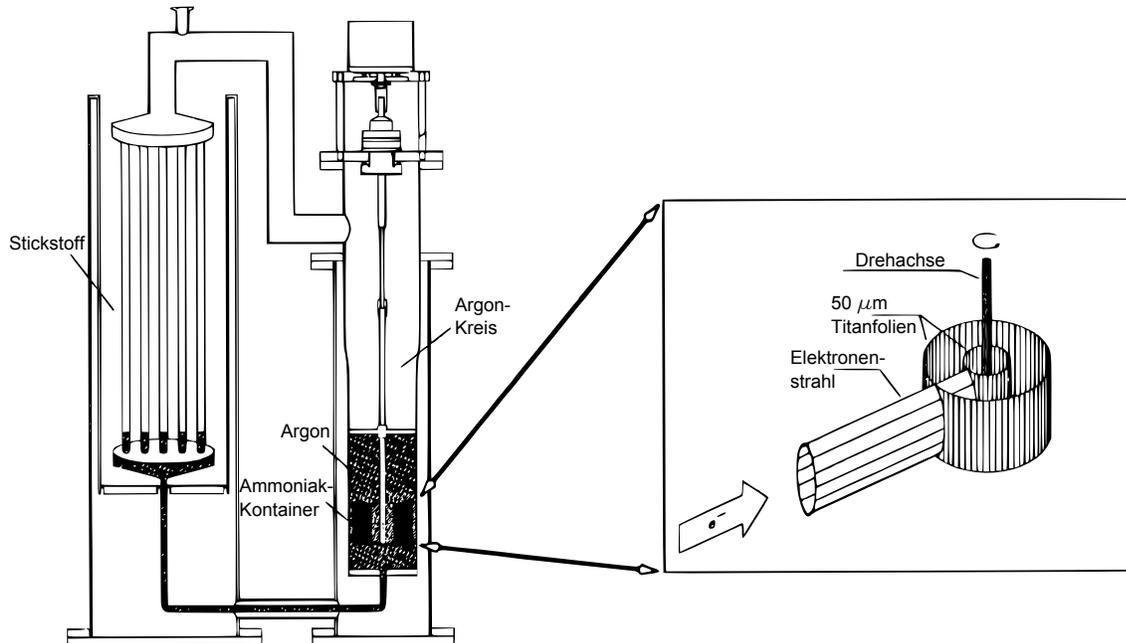


Abbildung 5.1.3: Skizzierter Aufbau des Kryostaten zur Bestrahlung von Materialien zur Präparation für die Nutzung als Targetmaterial in Experimenten der Mittel- und Hochenergiephysik. Ein vergrößerter Ausschnitt verdeutlicht die Art und Weise wie der Strahl den rotierenden Kontainer für das zu bestrahlende Material abdecken muss (vgl. [BA97]).

In Abbildung 5.1.3 ist der Aufbau des Kryostaten skizziert. Maßgeblich für eine erfolgreiche Bestrahlung der Ammoniak-Probe ist hier die Homogenität der Bestrahlung. Aus diesem Grund befindet sich das Ammoniak in einem drehbaren Zylinder, welcher mit einer Umdrehung pro Sekunde während der gesamten Bestrahlungsdauer um die eigene Achse rotiert. Darüber hinaus muss der Kontainer vertikal in der vollen Füllhöhe des Ammoniaks ausgeleuchtet werden. Für die Bestrahlungen wurde dabei eine horizontale Strahlbreite von 1-2 cm und eine vertikale Strahlbreite von 4 cm gefordert. Für eine möglichst kurze Bestrahlungsdauer wird ein höchstmöglicher Elektronenstrom gewünscht. Durch die vom Elektronenstrahl deponierte Energie, welche als Wärmeeintrag in den Kryostaten durch diesen ausgeglichen werden muss, ist der Elektronenstrom jedoch nach oben hin begrenzt. Die Elektronenenergie soll hierbei bei 20 MeV liegen.

²Ein Kryostat ist ein spezielles Kühlbehältnis, welches in der Lage ist sehr tiefe Temperaturen zu erreichen und die zu kühlende Substanz konstant auf dieser Temperatur zu halten.

Bestrahlung von Detektorkomponenten für das DEPFET Projekt

Für das BELLE-II Experiment, welches als Upgrade des BELLE-Experimentes am KEK, Japan, auch Super-BELLE genannt, geplant ist, wird derzeit am Halbleiterlabor des Max-Planck-Instituts für Physik in München und im Silizium-Labor des physikalischen Instituts der Universität Bonn an einer neuen Generation von Pixeldetektoren geforscht. Es handelt sich hierbei um einen Siliziumdetektor, in den sogenannte Sperrschicht-Feldeffekttransistoren integriert sind. Sie bilden so die erste Verstärkerstufe dieses Detektors, die dazu beiträgt, dass die Verstärkung extrem rauscharm wird. Daraus resultiert ein Detektor der, zum einen rauscharm, und zum anderen durch ein hohes räumliches Auflösungsvermögen besticht.

Im Rahmen der Untersuchungen dieser neuen Detektorentwicklung auf weitere Parameter hin, soll am Elektronenstrahl des LINAC1 die Strahlhärte des Detektormaterials überprüft werden. In der experimentellen Umgebung des Detektors werden Untergrundraten von bis zu 10 Mrad erwartet. Wie sich die Detektormaterialien in dieser aktiven Umgebung verhalten und in welchen Zeitrahmen sie welche Defekte aufweisen, soll mit der Bestrahlung am LINAC1 erforscht werden. Gewünscht wird hierbei ein im Vergleich zur Bestrahlung von Targetmaterialien geringer Strahlstrom um eine Dosis von 10 Mrad über Stunden hinweg zu akkumulieren. Dies bietet die Möglichkeit, in regelmäßigen Abständen die Wirkung unterschiedlich hoher Dosen auf die Materialien zu untersuchen. Erforderlich wären hierbei Ströme von $I = 1$ mA bei Pulslängen von $\tau = 1$ μ s.

Gewünscht sind hierbei je nach Größe des bestrahlten Materials eine Strahlbreite in beiden Ebenen von 3 mm bis 3 cm. Da eine große Strahlbreite immer durch den Verzicht strahlfokussierender Elemente zu erreichen ist und nur durch die Apertur begrenzt ist, stellen die Anforderungen nach großen Strahlquerschnitten keine Herausforderung an die Strahloptik. Zu kleinen Querschnitten hin muss jedoch überprüft werden wie die Optik, welche in Teilen mit der Optik für den Transfer zum Synchrotron identisch ist, die Anforderungen nach kleinen Querschnitten hin erfüllen kann. Die gewünschten kleinen Strahlbreiten am Bestrahlungsplatz von 3 - 5 mm entsprechen hierbei einer Betafunktion von

$$\beta_{\text{Test}} = 1,8 - 5 \text{ m} .$$

5.2 Das Energie-Kompressor-System

Bevor auf die Anpassung der optischen Funktionen des Elektronenstrahls an die Akzeptanz des Synchrotrons eingegangen werden kann, muss zuerst die Energiekompression betrachtet werden. Wie im Folgenden beschrieben ist, hat das verwendete System zur Energiekompression selber einen Einfluss auf die Twissparameter des Strahls und muss deshalb ebenfalls bei der Anpassung der optischen Funktionen mitberücksichtigt werden.

5.2.1 Prinzipielle Funktionsweise

Um die Energiebreite des Linearbeschleunigers von 5% bezüglich der Sollenergie des Linearbeschleunigers auf 0,5 % für eine ideale Injektion ins Synchrotron zu reduzieren, soll unmittelbar nach dem Linearbeschleuniger ein Energie-Kompressor-System in den Transferweg eingebaut werden. In Abbildung 5.2.1 ist eine schematische Darstellung der Funktionsweise eines Energie-Kompressor-Systems abgebildet. Elektronen eines Bunches werden zuerst durch eine dispersive Strecke bestehend aus drei Dipolmagneten ihrer Energie nach sortiert. Dies geschieht indem die sich mit nahezu Lichtgeschwindigkeit bewegendenden Elektronen in Abhängigkeit von ihrem Impuls unterschiedlich lange Wege in der dispersiven Strecke zurücklegen. So werden Teilchen mit einem hohen Impuls schwächer ausgelenkt und durchlaufen somit eine kürzere Strecke als Teilchen

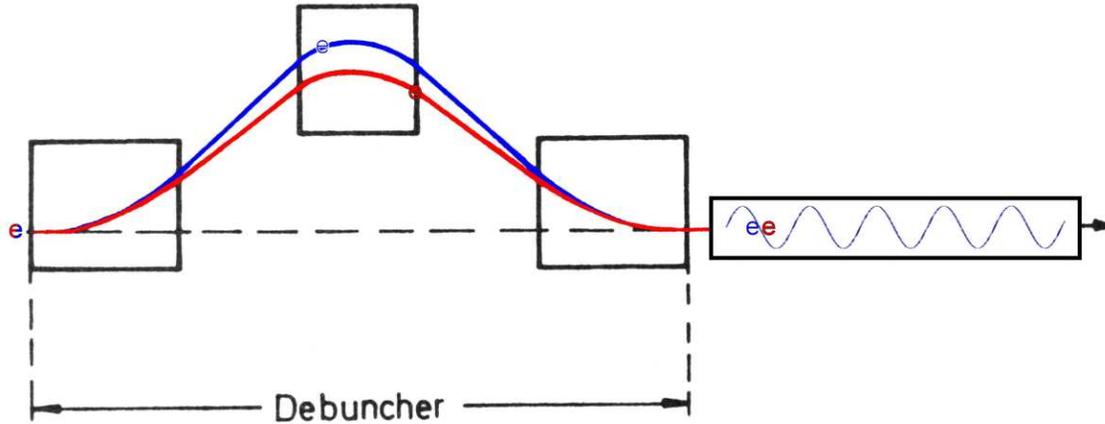


Abbildung 5.2.1: Schematische Darstellung der Funktionsweise eines Energie-Kompressor-Systems.

mit einem niedrigen Impuls. So sind demnach hinter der dispersiven Strecke hochenergetische Elektronen eher im vorderen Teil des umsortierten Bunches zu finden, niederenergetische im hinteren Teil. Dabei wird bewusst eine Bunchverlängerung in Kauf genommen, was jedoch wegen der Zeitstruktur der niedrigen Beschleunigungsfrequenz im Synchrotron kein Problem darstellt. Aus diesem Grund wird dieser Teil auch mit „Debuncher“ bezeichnet. Diesem Bunch wird nun auf der ansteigenden Flanke eines Hochfrequenzfeldes Energie zugeführt und zwar in der Art und Weise, dass die vorderen höherenergetische Elektronen schwächer beschleunigt werden als die zurückliegenden niederenergetischen Elektronen. So kann, in Abhängigkeit von der Feldstärke innerhalb der dispersiven Strecke, der Länge des in den Debuncher eintreffenden Bunches, sowie der Stärke des Hochfrequenzfeldes und der Phasenlage des Bunches relativ zur beschleunigenden Hochfrequenz, die Stärke der Energiekompression festgelegt werden.

Dabei wird um die Reduktion der Energieunschärfe quantifizieren zu können, der Kompressionsfaktor K eingeführt:

$$K = \frac{\Delta E_0}{\Delta E_1}$$

wobei ΔE_0 die Energiebreite vor und ΔE_1 die Energiebreite nach der Energiekompression darstellt. Dabei wird die Energiebreite ΔE als die Breite definiert, innerhalb derer 68,3 % der Teilchen des Elektronenbunches liegen.

5.2.2 Optimierung der Energiekompression

Da die Elektronen eines Bunches nicht, wie in Abbildung 5.2.1 angedeutet, gleichzeitig in den Debuncher eintreffen, ist der resultierende Kompressionsfaktor auch wesentlich von der Bunchlänge abhängig. Das liegt vor allem daran, dass der zeitliche Verlauf der ansteigenden Flanke des beschleunigenden Hochfrequenzfeldes in der Beschleunigungsstruktur nicht linear ist. Die Elektronen erfahren in Abhängigkeit von ihrer Position im Bunch eine Energiekorrektur um

$$E(\phi) = -E_{\text{kor}} \sin \phi,$$

wobei E_{kor} der maximale Energiegewinn ist, den ein Elektron durch den Linearbeschleuniger erfahren kann. Dabei ist der Kompressionsfaktor aber unabhängig von der Energiebreite des

Bunches bei Eintritt in das Energie-Kompressor-System [Rei81].

So galt es zuerst die Abhängigkeit des Kompressionsfaktors von der Länge des Elektronenpakets $\Delta\phi_0$, sowie von dem Energiegewinn E_{korr} zu bestimmen. Hierbei wurde in einem iterativen numerischen Rechenverfahren in Abhängigkeit von der Länge $\Delta\phi_1$ nach dem Debuncher der Energiegewinn E_{korr} bei vorgegebener Eintrittslänge $\Delta\phi_0$ so lange variiert, bis der Kompressionsfaktor maximal wurde.

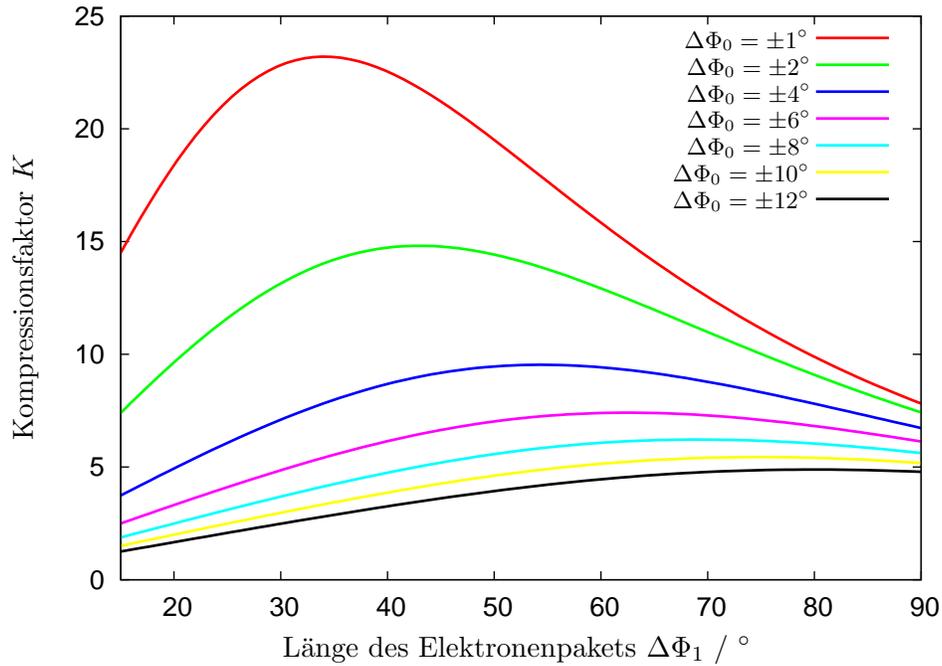


Abbildung 5.2.2: Kompressionsfaktor in Abhängigkeit von der Länge des Elektronenpakets $\Delta\Phi_1$ bei einem vorgegebenen $\Delta\Phi_0$ (vgl. [Krö09]).

In Abbildung 5.2.2 ist das Ergebnis dieser Berechnungen dargestellt. Aus diesen Berechnungen ist ersichtlich, dass für eine erwartete Länge des Bunches aus dem Linearbeschleuniger von $\Delta\phi_0 = \pm 4$ bis $\Delta\phi_0 = \pm 8$ der Kompressionsfaktor dann maximal wird, wenn der Bunch im Mittel auf eine Länge von mindestens $\Delta\phi_1 = 60^\circ$ gedehnt wird [Krö09]. Es ist zu beachten, dass diese Berechnungen allein auf der Bunchverlängerung basieren ohne jegliche Kenntnis über die Beschaffenheit und Abbildungseigenschaften der dispersiven Strecke.

Es gilt nun herauszufinden, wie die Magnetabstände und Feldstärken der drei Magneten des Debunchers zu wählen sind, damit die Elektronenpulse hinter dem Debuncher die gewünschte Länge haben.

5.2.3 Abbildungseigenschaften des Debunchers

Die Debuncher-Einheit des LINAC1 besteht aus drei Dipolmagneten. Diese Dipolmagnete sollen auch weiterhin verwendet werden. In Abbildung 5.2.3 ist der geometrische Aufbau des Debunchers skizziert. Die beiden äußeren Dipole haben eine Länge von $d_1 = 195$ mm. Der Mittlere hat eine Länge von $d_2 = 156$ mm. Der Aufbau des Debunchers ist aus optischen Gründen spiegelsymmetrisch zur Mitte des Debunchers. Durch das Anbringen sogenannter Spiegelplatten am Ein- und Ausgang des Dipolmagneten, welche das Feld nach außen hin abschirmen, und einer hyperbolischen Polschuhform, konnte die effektive Feldlänge auf die Länge der Magnete ange-

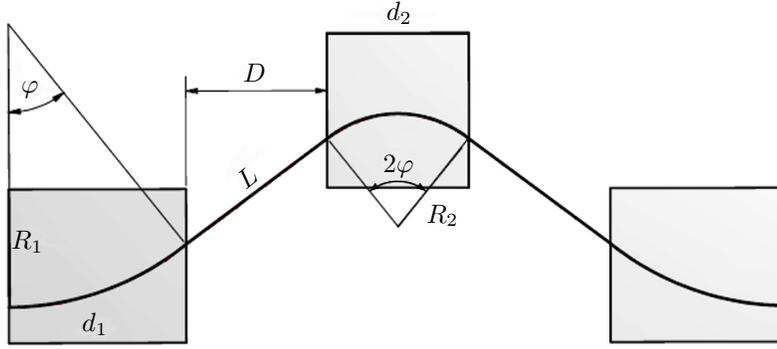


Abbildung 5.2.3: Skizze des Debunchers (vgl. [Krö09]).

passt und Randfelder minimiert werden. Darüber hinaus muss zur Bestimmung der Abbildungseigenschaften der Dipolmagnete bei Eintritt und Austritt des Elektronenstrahls unter einem von 90° verschiedenen Winkel bezüglich der Polschuhkante, der Effekt der Kantenfokussierung mit berücksichtigt werden. In der Beschleunigerphysik werden, ähnlich wie in der Optik, die Abbildungseigenschaften sowie die Lösungen der Hillschen Differentialgleichungen (Vergleiche hierzu Kapitel 2.1.2 auf Seite 8) in Matrixweise zusammengefasst. Dabei bilden die Koordinatenvektoren im sechsdimensionalen Phasenraum. So gilt zum Beispiel für die Transformation der Koordinaten durch einen Dipol [Hin97]:

$$\begin{pmatrix} x(s) \\ x'(s) \\ z(s) \\ z'(s) \\ s \\ \Delta p/p \end{pmatrix} = M_{\text{Dipol}} \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \\ z_0 \\ z'_0 \\ s_0 \\ \Delta p/p \end{pmatrix} \quad (5.2.1)$$

mit

$$M_{\text{Dipol}} = \begin{pmatrix} \cos \varphi & R \sin \varphi & 0 & 0 & 0 & R(1 - \cos \varphi) \\ -\frac{\sin \varphi}{R} & \cos \varphi & 0 & 0 & 0 & \sin \varphi \\ 0 & 0 & 1 & R\varphi & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ -\sin \varphi & -R(1 - \cos \varphi) & 0 & 0 & 1 & R\frac{\varphi}{\gamma^2} - R(\varphi - \sin \varphi) \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (5.2.2)$$

wobei R dem Ablenkradius und φ dem Ablenkwinkel des Dipols entspricht. Aus der Multiplikation der Matrizen einzelner Elemente lässt sich so die Transformation einzelner Teilchen in linearer Strahl-optik durch einen ganzen Beschleuniger berechnen.

Für den Debuncher ergibt sich somit folgende Abbildungsmatrix:

$$M_{\text{Debuncher}} = M_{\text{Dipol}} \cdot M_{\text{Kante}} \cdot M_{\text{Drift}} \cdot M_{\text{Kante}} \cdot M_{\text{Dipol}} \cdot M_{\text{Kante}} \cdot M_{\text{Drift}} \cdot M_{\text{Kante}} \cdot M_{\text{Dipol}} \quad (5.2.3)$$

Dabei müssen die Kanten bei Eintritt in den Debuncher und Austritt aus dem Debuncher nicht berücksichtigt werden, da davon ausgegangen werden darf, dass der Strahl hier unter einem

Winkel von 90° auf die Polschuhkante trifft. Horizontal erhält die Abbildungsmatrix aufgrund der symmetrischen Form des Debunchers eine sehr einfache Form [Kai73]:

$$\begin{pmatrix} x \\ x' \\ s \\ \Delta p/p \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 2 \left[(R_1 + R_2) \tan \varphi + \frac{L}{\cos^2 \varphi} \right] & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 2 \left[(R_1 + R_2) (\tan \varphi - \varphi) + L \tan^2 \varphi \right] \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \\ s_0 \\ \Delta p/p \end{pmatrix} \quad (5.2.4)$$

Der Debuncher wirkt horizontal wie eine Driftstrecke, was enorme Vorteile für die Optik des restlichen Transferweges hat. Darüber hinaus ist die longitudinale Ablage eines Teilchens bezüglich des Sollteilchens nur von seiner Energieabweichung abhängig. Um den Einfluss des Debunchers auf die Optik des Transferweges auch in vertikaler Richtung zu minimieren, empfiehlt es sich in der Symmetrieebene des Debunchers einen vertikalen Strahlfokus zu legen [Lüc93].

$\Delta\Phi_0 / ^\circ$	Kompressionsfaktor K
4	9,0
5	8,1
6	7,4
7	6,7
8	6,2

Tabelle 5.2.1: Kompressionsfaktoren für $\Delta\Phi_1 = \pm 66,6^\circ$.

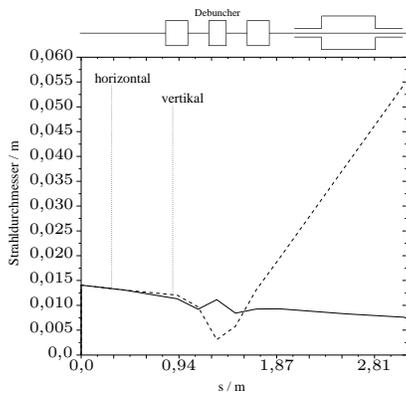
Beide Randbedingungen, einen vertikalen Strahlfokus in der Symmetrieebene zu bilden und den Strahl aus dem Linearbeschleuniger mit einer Energiebreite von 5% auf eine Länge von $\Delta\phi_1 = 66,6^\circ$ zu dehnen, führen zu einem Magnetabstand von $D = 15,5$ cm und einem Ablenkwinkel von $\varphi = 38,88^\circ$ [Krö09]. In Tabelle 5.2.1 sind die möglichen Kompressionsfaktoren für eine Bunchlänge von $\Delta\phi_1 = 66,6^\circ$ abgebildet. Dabei ist ersichtlich, dass ein gewünschter Kompressionsfaktor von mindestens $K = 10$ um die Energiebreite von 5% - 7% auf 0,5% zu reduzieren mit diesem System scheinbar nicht möglich ist. Dies liegt zum einem an der räumlichen Beschränkung, da die 15,5 cm schon am Maximum des verfügbaren Platzes für die beiden äußeren Magnete liegen, und zum anderen an der Bunchlänge hinter dem Linearbeschleuniger.

All diese Betrachtungen wurden unter Vernachlässigung der Randfelder der Dipolmagnete gemacht. Zudem wurden alle Aussagen bis jetzt unabhängig von den Strahleigenschaften des in den Debuncher eintreffenden Strahls gemacht. Es ist somit zu überprüfen, wie sich die Twissparameter und die Strahlbreite am Ausgang des Linearbeschleunigers durch die Optik der drei Magnete transformiert und ob in diesem Fall die fokalen Punkte beider Ebenen immer noch in der Symmetrieebene des Debunchers liegen.

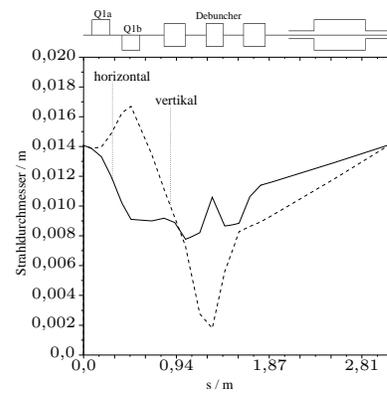
5.2.4 Numerische Berechnung der Abbildungseigenschaften

Zur numerischen Betrachtung der optischen Abbildungseigenschaften des Debunchers unter Berücksichtigung der Randfelder der Magnete wurde das Softwarepaket MAD-X³ verwendet. Dabei kann MAD-X zu einer gegebenen Beschleunigeroptik unter anderem die Twissparameter berechnen. Außerdem können die Positionen verschiedener optischer Elemente und Strahleigenschaften an den unterschiedlichsten Positionen im Strahlweg vorgegeben werden. Ebenso

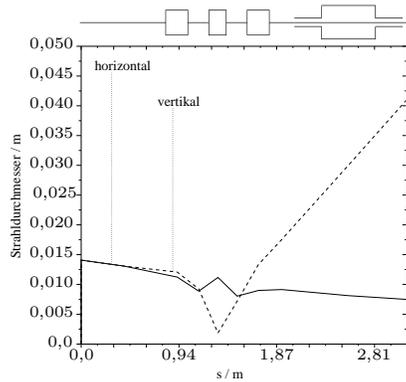
³aus dem englischen für **M**ethodical **A**ccelerator **D**esign - **X**



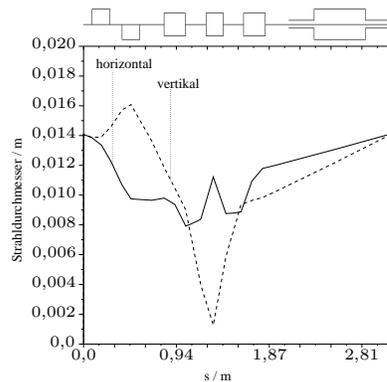
(a) Ohne Quadrupolmagnete bei $\varphi = 36^\circ$.



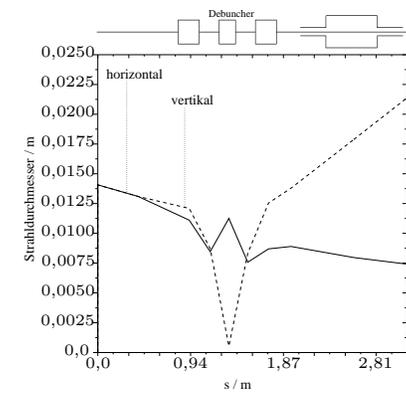
(b) Mit Quadrupolmagneten bei $\varphi = 36^\circ$.



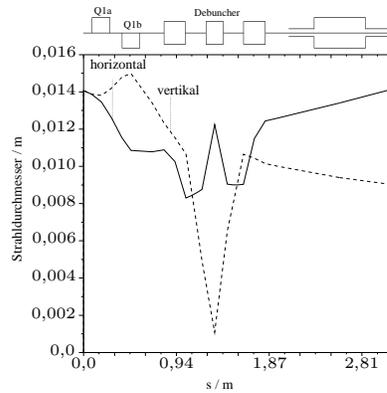
(c) Ohne Quadrupolmagnete bei $\varphi = 38,88^\circ$.



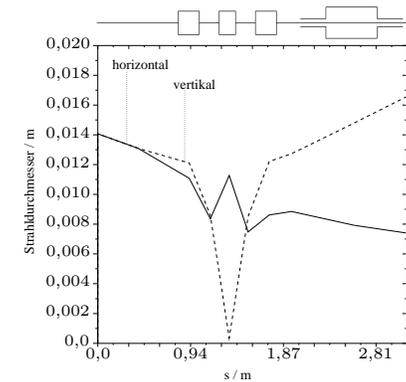
(d) Mit Quadrupolmagneten bei $\varphi = 38,88^\circ$.



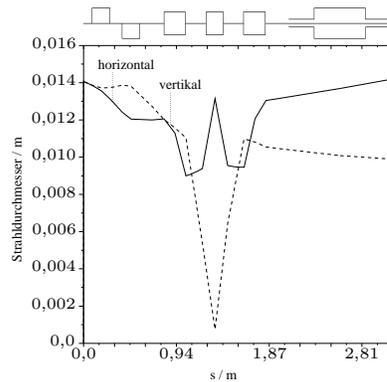
(e) Ohne Quadrupolmagnete bei $\varphi = 42^\circ$.



(f) Mit Quadrupolmagneten bei $\varphi = 42^\circ$.



(g) Ohne Quadrupolmagnete bei $\varphi = 42,7^\circ$.



(h) Mit Quadrupolmagneten bei $\varphi = 42,7^\circ$.

Abbildung 5.2.4: Strahldurchmesser mit und ohne Quadrupolmagneten bei verschiedenen Ablenkwinkeln φ [Krö09].

$\Delta\Phi_0 / ^\circ$	Maximales K bei $\Delta\Phi_1 / ^\circ$	K
4	54,3	9,5
5	58,6	8,3
6	62,8	7,4
7	66,2	6,7
8	68,8	6,2
10	74,7	5,4
12	79,8	4,9

Tabelle 5.2.2: Optimale Kompressionsfaktoren K für Elektronenbunche mit unterschiedlichen $\Delta\Phi_0$ (vgl.[Krö09]).

können resultierende Strahleigenschaften vorgegeben werden und das Programm versucht durch die Variation von Abbildungseigenschaften oder Positionen, welche als Freiheitsgrad definiert werden können, diese Strahleigenschaften zu erreichen [Sch03]. Für die Simulation wurden die transformierten Strahleigenschaften am Ausgang des Linearbeschleunigers als Anfangsparameter angesetzt [Krö09]:

$$\begin{aligned}
\alpha_{x,z} &= 1,7 \pm 0,63 \\
\beta_{x,z} &= (9,9 \pm 3,7) \text{ m/rad} \\
\gamma_{x,z} &= (0,4 \pm 0,15) \text{ rad/m} \\
\varepsilon_{x,z} &= 5 \cdot 10^{-6} \text{ m rad}
\end{aligned} \tag{5.2.5}$$

Durch diese Simulationen zeigte sich, dass im Gegensatz zu den vereinfachten Betrachtungen aus dem vorherigen Kapitel 5.2.2 durch die Randfelder der Dipolmagnete der vertikale Fokus hinter der Symmetrieebene des Debunchers liegt. Dadurch wirkt dieser in vertikaler Richtung defokussierend und überschreitet innerhalb der Beschleunigersektion des EKS die Grenzen der Apertur. Somit muss der Strahl in vertikaler Richtung zusätzlich durch einen Quadrupol vor dem Debuncher fokussiert werden. Jedoch sind die Abbildungseigenschaften eines entsprechenden Quadrupols mit

$$M_{\text{Quadrupol}} = \begin{pmatrix} \cosh \sqrt{k}L & \frac{\sinh \sqrt{k}L}{\sqrt{k}} & 0 & 0 \\ \sqrt{k} \sinh \sqrt{k}L & \cosh \sqrt{k}L & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos \sqrt{k}L & \frac{\sin \sqrt{k}L}{\sqrt{k}} \\ 0 & 0 & -\sqrt{k} \sin \sqrt{k}L & \cos \sqrt{k}L \end{pmatrix} . \tag{5.2.6}$$

derart, dass er zwar vertikal fokussierend wirkt, aber gleichzeitig den Strahl in der horizontalen Ebene defokussiert. Um dies zu verhindern, muss zusätzlich zu dem vertikal fokussierenden auch ein horizontal fokussierender Quadrupol verwendet werden. Nur beide Quadrupoltypen in Kombination können, aufgrund der linearen Abhängigkeit der Fokussierstärke von der transversalen Ablage im Quadrupol, immer ein ganzheitlich fokussierendes System bilden [Hin97]. Dies bringt den Vorteil, dass durch diese Quadrupole der Strahlfokus in der Symmetrieebene des Debunchers gehalten werden kann, während der Ablenkwinkel φ variiert wird. Hierdurch erhöht sich wieder die Flexibilität, da jetzt nicht, wie in Kapitel 5.2.2 noch beschrieben zu einem Magnetabstand ein fester Ablenkwinkel gewählt werden muss. Dadurch kann nahezu zu

jeder Bunchlänge $\Delta\phi_0$ die Bunchlänge am Ausgang des Debunchers gewählt werden, welche nach Abbildung 5.2.2 dem maximalen Kompressionsfaktor entspricht.

In Abbildung 5.2.4 sind die unterschiedlichen Strahlbreiten entlang des EKS in Abhängigkeit vom Ablenkwinkel φ abgebildet. In Tabelle 5.2.2 sind die finalen Kompressionsfaktoren des Energie-Kompressor-Systems aufgeführt. Es ist ersichtlich, dass für eine Bunchlänge von $\Delta\Phi_0 = 4^\circ$ sich der Kompressionsfaktor auf $K = 9,5$ und für $\Delta\Phi_0 = 5^\circ$ auf $K = 8,1$ erhöht hat. Jedoch wird dennoch der gewünschte Wert von $K = 10$ nicht erreicht.

5.2.5 Die Beschleunigersektion des Energie-Kompressor-Systems

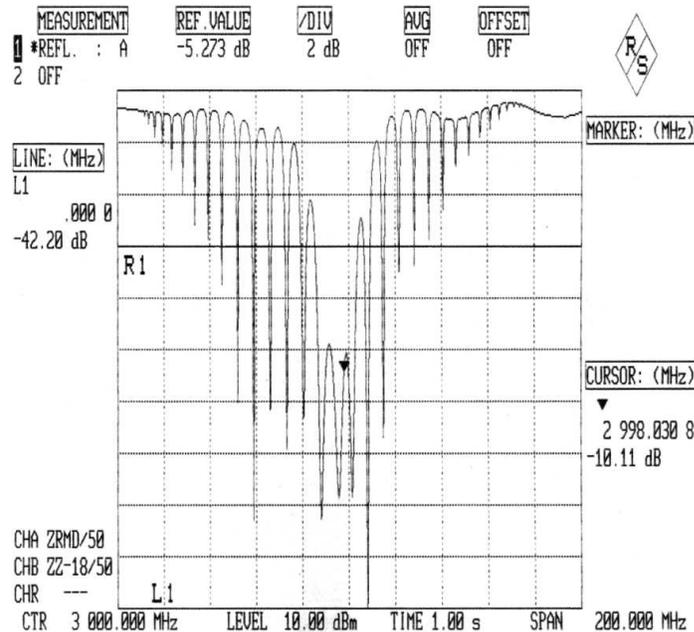


Abbildung 5.2.5: Passband der Beschleunigerstruktur des EKS.

Bei der Beschleunigungsstruktur des EKS handelt es sich um eine $\pi/2$ -Struktur mit einer Phasengeschwindigkeit von $\beta = 1$. Sie besteht dabei aus 33 Einzelzellen mit 25 mm Länge und einer Gesamtlänge von 82,5 cm. Über eine Störkörpermessung ist die Shuntimpedanz der Beschleunigungsstruktur bestimmt worden. Diese wird benötigt um aus der geforderten Feldstärke der Energiekompression die Anschlussleistung zu bestimmen. Die Shuntimpedanz beträgt

$$R_s = (17 \pm 3, 8) \text{ M}\Omega .$$

In Abbildung 5.2.5 ist das Passband der Struktur dargestellt. Bei einer Betriebsfrequenz von 2,998 GHz und einer Betriebstemperatur von 27°C ergibt sich ein Stehwellenverhältnis von

$$S = 1,87 \pm 0,02 .$$

In Abbildung 5.2.6 ist die zur Korrektur der Energiebreite für einen maximalen Kompressionsfaktor des Energie-Kompressor-Systems notwendige Beschleunigung E_{korr} in Abhängigkeit von der Länge eines in die Struktur eintreffenden Bunches aufgetragen.

Leider ist anzumerken, dass während der Installationsphase der Beschleunigereinheit des Energie-Kompressor-Systems, sich an diesem ein Vakuumleck aufgetan hat. Die Leckrate des

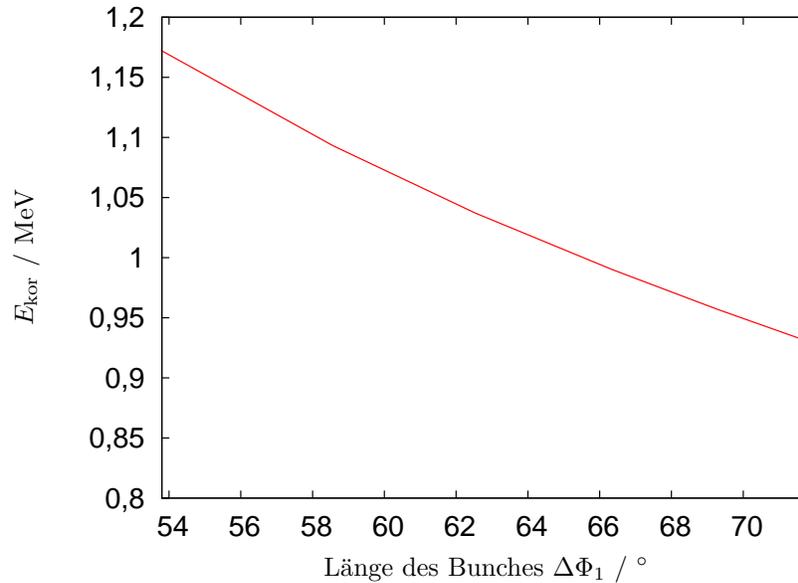


Abbildung 5.2.6: Zur Korrektur der Energiebreite benötigtes E_{kor} in Abhängigkeit von $\Delta\Phi_1$ (vgl. [Krö09]).

Defekts ist so groß (10^{-4} mbar · l /s Helium), dass die Struktur als irreparabel zu betrachten ist. Somit findet diese Struktur in Zukunft keine Verwendung mehr. Sie ist durch eine neue Struktur zu ersetzen.

5.3 Transversale Strahldynamik entlang des Transferweges

Mit dem Simulationsprogramm MAD-X wurden auf den bisherigen Erkenntnissen nun die Positionen und Feldstärken entlang des Transferweges bis hin zum Synchrotron ermittelt. Zunächst wurden die Positionen und Feldstärken der verbauten Quadrupole für den Fall der Injektion ins Synchrotron berechnet. Für den Fall der Bestrahlungen am Teststand standen somit die Positionen der Quadrupole im Transferweg zum Synchrotron fest, so dass hier nur noch die Feldstärken variiert werden konnten.

5.3.1 Injektion ins Synchrotron

Zielsetzung der Berechnungen der Positionen und Feldstärken der optischen Elemente im Strahlweg des Transfers ist es, die Parameter des Strahls aus dem Linearbeschleuniger, wie in Kapitel 5.1.1 beschrieben, an die Akzeptanz des Synchrotrons im Punkt X vor dem Randfeld des Synchrotronmagneten M12 anzupassen. In Abbildung 5.3.1 sind die Positionen der Quadrupole und Dipole eingezeichnet, wie sie sich durch die Berechnungen mit MAD-X ergeben haben. Dabei begrenzt sich der zur Verfügung stehende Platz für Quadrupole für diese Anpassung auf das Wegstück zwischen Beschleunigungssektion des EKS und dem ersten Umlenkdiol M1. Eine Anpassung der Twissparameter mit den Quadrupolen vor dem EKS würde die Kompressionseigenschaften des EKS negativ beeinflussen. Die Quadrupole Q4 und Q5 zwischen den Umlenkmagneten werden zur Kompensation der Dispersion der magnetischen Umlenkung benötigt. Eine Verschiebung des Quadrupols Q6 hinter dem Umlenkdiol M3 würde auch die Strahlführung des Linearbeschleunigers LINAC2 beeinflussen.

Zuzüglich zur Anpassung der Twissparameter muss noch dafür Sorge getragen werden, dass

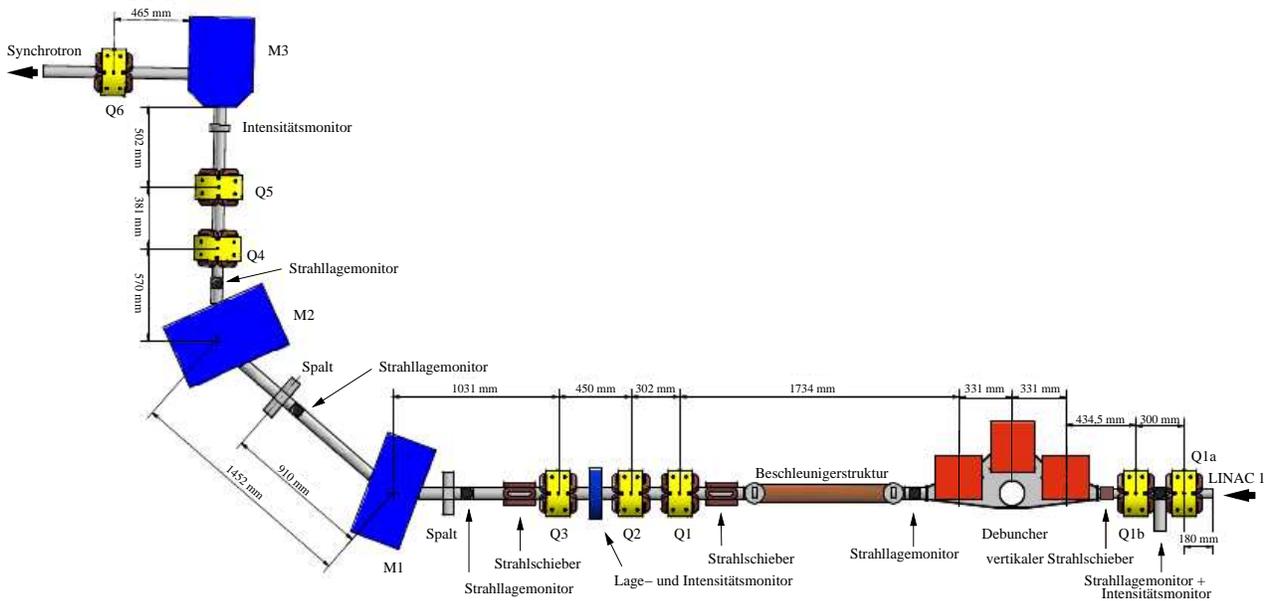


Abbildung 5.3.1: Positionierung der Dipol- und Quadrupolmagnete im Einlenkweg vom LINAC1 ins Synchrotron (vgl. [Krö09]).

an keiner Stelle des Transferweges die doppelte Strahlbreite $2\sigma_{x,z}$ die Grenzen der Apertur überschreitet. Dabei wurden im Transferweg Strahlrohre mit einem Durchmesser von 65 mm verwendet. An der engsten Stelle, den Irisblenden der Beschleunigerstruktur des Energie-Kompressor-Systems beträgt der Durchmesser der Apertur 20 mm. Bei den Berechnungen hat sich herausgestellt, dass die drei Quadrupole Q1 - Q3 an den in Abbildung 5.3.1 dargestellten Positionen mit dem Quadrupol Q6 die Anpassung hinreichend erwirken [Krö09].

Quadrupolmagnet	k / m^{-2}	I / A
Q1a	4,90	1,72
Q1b	-8,46	3,03
Q1	0,80	0,22
Q2	-9,98	3,57
Q3	20,43	7,38
Q4	2,65	0,90
Q5	-6,97	2,47
Q6	19,66	7,10

Tabelle 5.3.1: Quadrupolstärken k aus MAD-X-Simulationen und der hierfür erforderliche Spulenstrom I .

In Tabelle 5.3.1 sind die berechneten Einstellungen der Quadrupole für einen Ablenkwinkel von $\varphi = 38,88^\circ$ dargestellt. Durch eine Messung der Magnetfelder an den Polschuhspitzen der Quadrupole wurde der Zusammenhang zwischen Spulenstrom I und der Quadrupolstärke k bestimmt [Krö09]:

$$k = (2,745 \pm 0,011) \frac{1}{\text{m}^2\text{A}} \cdot I + (0,1829 \pm 0,029) \frac{1}{\text{m}^2}.$$

Aus den Twissparametern der MAD-X Rechnung entlang des Strahlweges ergeben sich die horizontalen und vertikalen Strahlbreiten, wie sie in Abbildung 5.3.2 dargestellt sind. Für die ma-

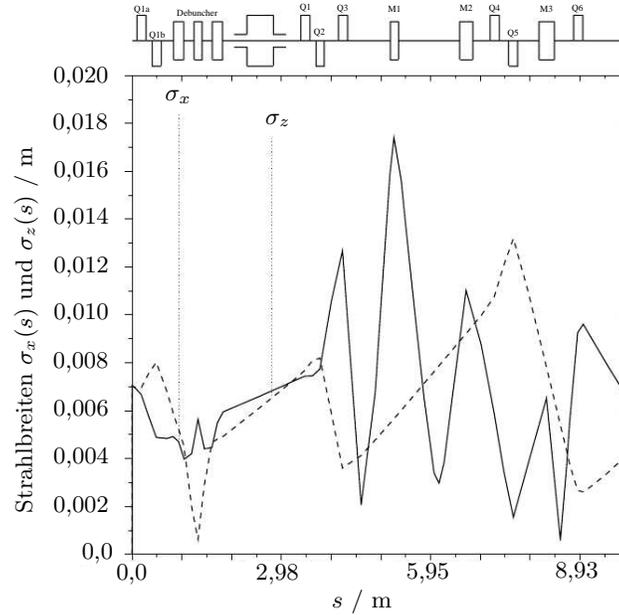


Abbildung 5.3.2: Strahlbreiten σ_x und σ_z entlang des Einlenkweges (vgl. [Krö09]).

ximalen Strahlbreiten entlang des Transferweges ergeben sich $\sigma_x^{\max} = 0,017$ m und $\sigma_z^{\max} = 0,013$ m. Damit sind die Strahlausdehnungen $2\sigma_x$ beziehungsweise $2\sigma_z$ stets kleiner als die beschriebenen Abmessungen der Strahlkammer. Am Punkt X ergeben sich die Twissparameter zu:

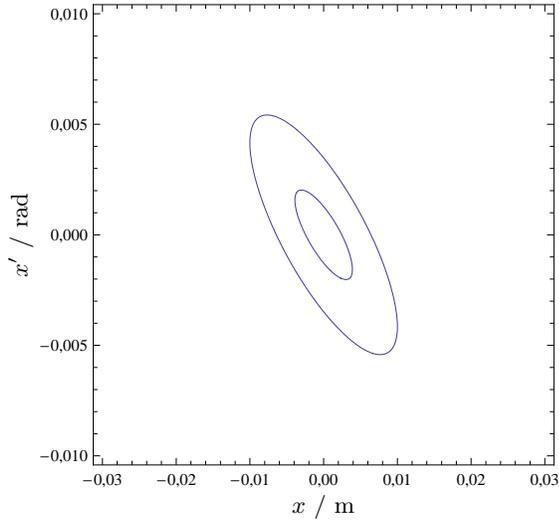
$$\begin{aligned} \beta_x &= 3,24 \text{ m/rad} \\ \alpha_x &= 2,93 \\ \gamma_x &= 2,96 \text{ rad/m} \\ \beta_z &= 3,65 \text{ m/rad} \\ \alpha_z &= -1,75 \\ \gamma_z &= 1,12 \text{ rad/m} \end{aligned} .$$

Die horizontale Dispersion beträgt an diesem Punkt

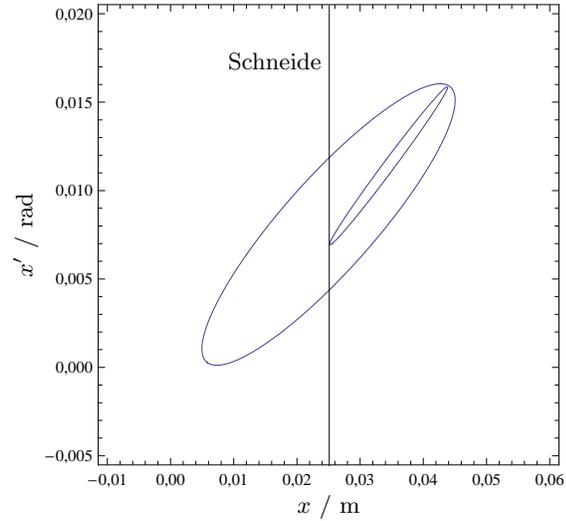
$$\begin{aligned} \eta_x &= 1,00 \text{ m} \\ \eta'_x &= -0,230, \end{aligned}$$

was der Forderung nach einer verschwindenden Dispersion nicht ganz nachkommt. Aus diesen Werten lässt sich nun mithilfe der bekannten Transfermatrizen des Streufeldes des Synchrotronmagneten M12 die Phasenraumellipsen am Injektionspunkt bestimmen.

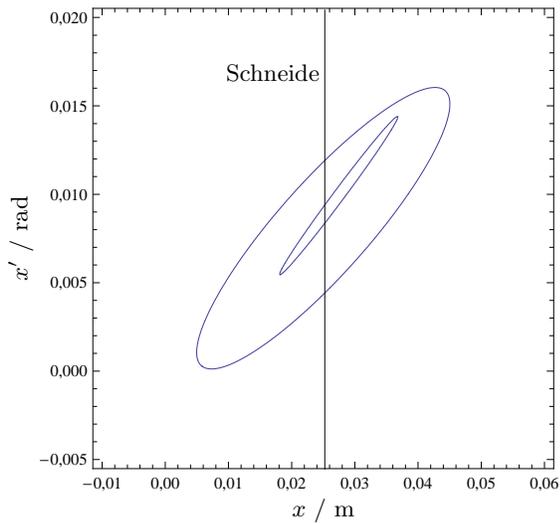
In Abbildung 5.3.3 sind die Phasenraumellipsen des Elektronenstrahls am Injektionspunkt und die entsprechende Akzeptanzellipse abgebildet. In Abbildung 5.3(a) liegt die Phasenraumellipse der vertikalen Ebene weit innerhalb der Akzeptanz des Synchrotrons. Für die horizontale



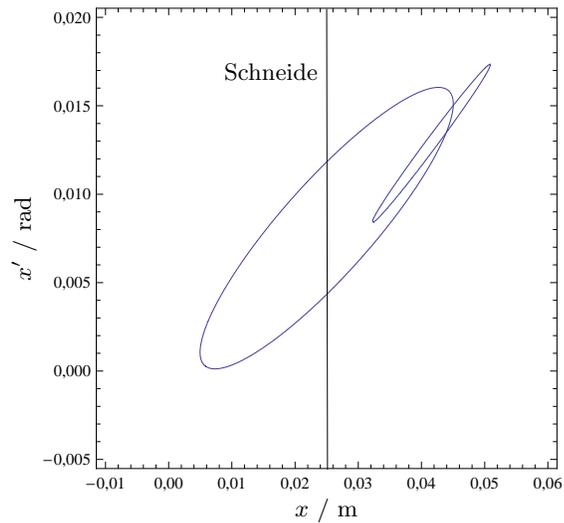
(a) Vertikale Phasenraumellipse und Akzeptanzellipse am Injektionspunkt.



(b) hor. Phasenraumellipse für Teilchen mit Sollenergie.



(c) hor. Phasenraumellipse für Teilchen mit einer Energieabweichung von $-0,5\%$ von der Sollenergie.



(d) hor. Phasenraumellipse für Teilchen mit einer Energieabweichung von $0,5\%$ von der Sollenergie.

Abbildung 5.3.3: Horizontale Phasenraumellipsen des zu injizierenden Strahls und Akzeptanzellipsen am Injektionspunkt für Teilchen verschiedener Energie. [Krö09]

Ebene in Abbildung 5.3(b) sieht die Übereinstimmung nicht so komfortabel aus. Hier bleibt die Phasenraumellipse des Strahls gerade innerhalb der Begrenzung zwischen Akzeptanz und Septumschneide. Betrachtet man in Abbildung 5.3(c) und 5.3(d) jedoch die Phasenraumellipsen für Elektronen mit einer Energiabweichung von jeweils $\pm 0,5\%$ bezüglich der Sollenergie ist ersichtlich, dass je nach Fall ein nicht zu vernachlässigender Anteil dieser Teilchen auf die Septumschneide oder auf die Kammerwand treffen. Für unterschiedliche Werte für den Ablenkungswinkel φ im Debuncher, um den Kompressionsfaktor des Energie-Kompressorsystems für unterschiedliche Bunchlängen zu optimieren, ergeben sich im weiteren Verlauf nur geringfügige Veränderungen für die Fokussierstärken der Quadrupole, wie in Tabelle 5.3.2 zu erkennen ist.

$\varphi / ^\circ$	k_{Q1} / m^{-2}	k_{Q2} / m^{-2}	k_{Q3} / m^{-2}	k_{Q4} / m^{-2}	k_{Q5} / m^{-2}	k_{Q6} / m^{-2}
36,0	1,37	-10,74	20,56	2,66	-6,96	19,66
42,0	0,40	-9,79	20,46	2,57	-7,27	19,68
42,7	0,20	-9,85	20,50	2,55	-7,29	19,68

Tabelle 5.3.2: Quadrupolstärken k aus MAD-X-Simulationen bei verschiedenen Einstellungen des Debunchers.

5.3.2 Materialbestrahlung mit LINAC1

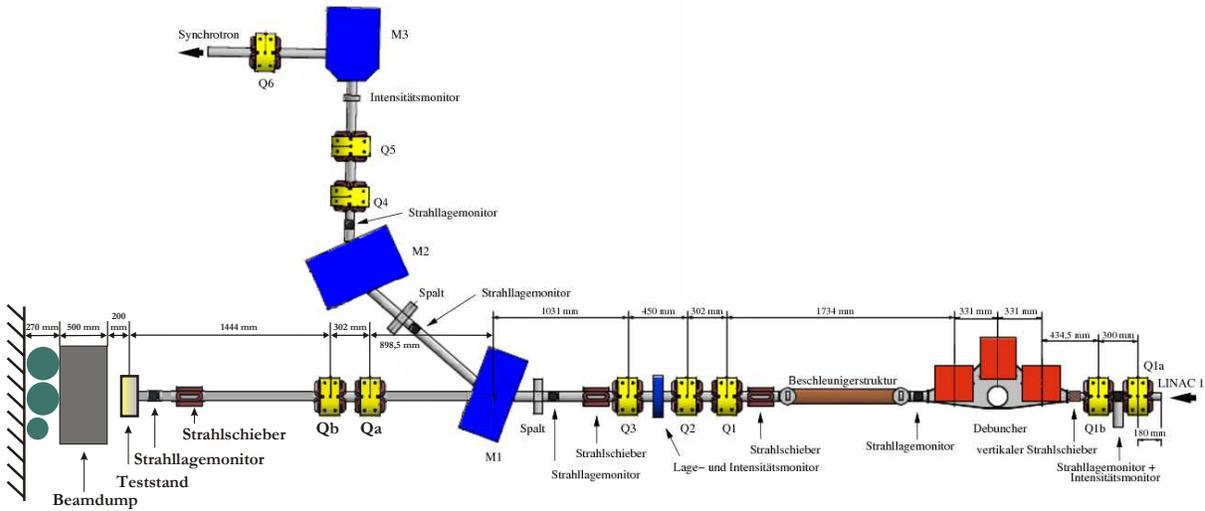


Abbildung 5.3.4: Lageplan des neuen Teststands am LINAC1.

Hinsichtlich der Optimierung der Strahloptik zur Bestrahlung von Materialien wurde sich an den Anforderungen aus Kapitel 5.1.2 orientiert. Dabei konnten nur noch die Feldstärken, jedoch nicht mehr die Positionen der Quadrupole variiert werden. So konnten die geforderten Strahlquerschnitte nur mit Einbau von zwei weiteren Quadrupolmagneten in der Verlängerung des geraden Transferweges über den Umlenkmagneten M1 hinaus realisiert werden. In Abbildung 5.3.4 ist die Positionierung der beiden zusätzlichen Quadrupole und die Position des Teststandes dargestellt.

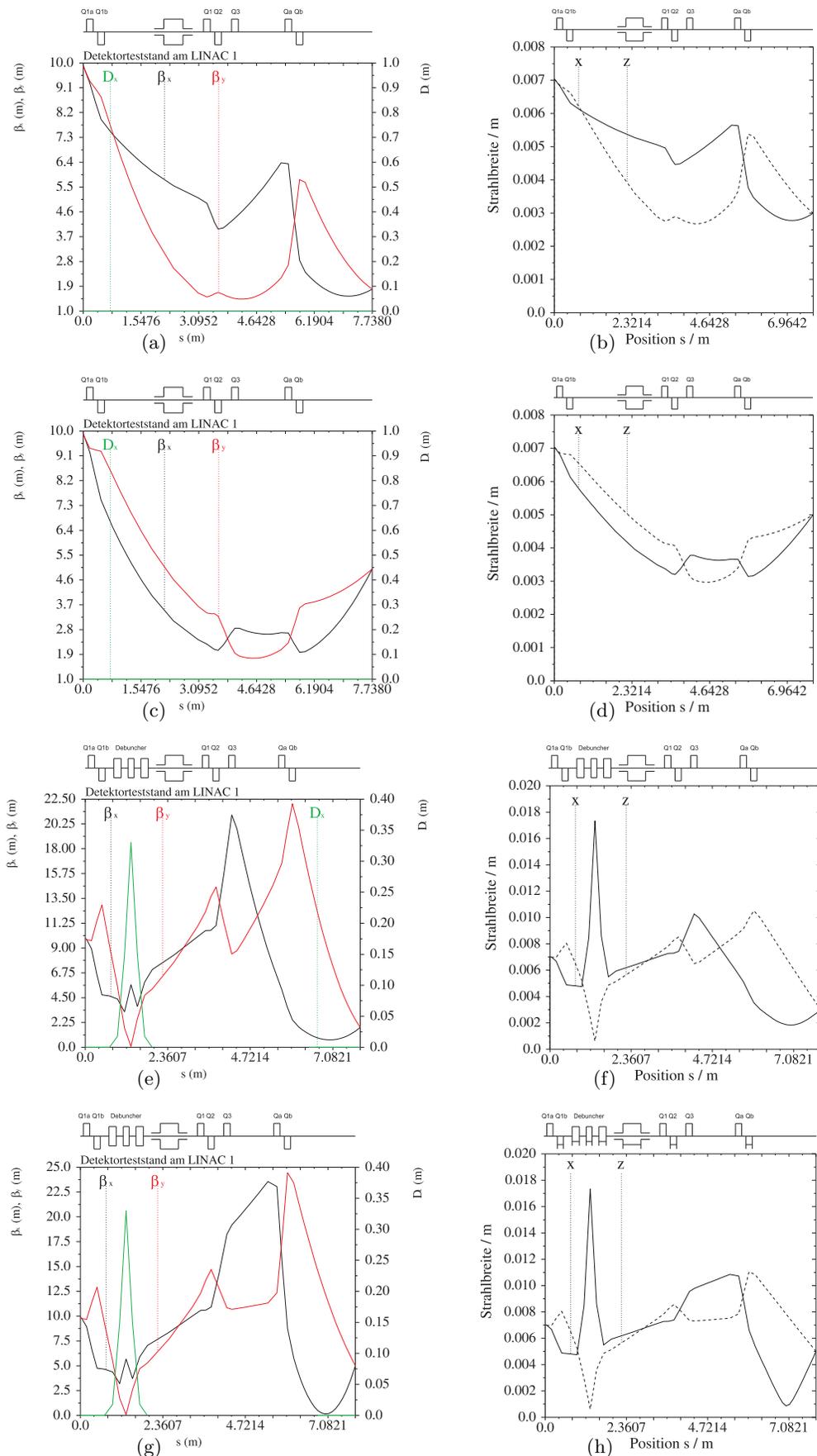


Abbildung 5.3.5: Strahlbreiten und optische Funktionen jeweils für einen Strahlquerschnitt von 3 mm (a,b,e,f) beziehungsweise 5 mm (c,d,g,h) mit (a,b,c,d), oder ohne (e,f,g,h) Einsatz des Debunchers.

Mit MAD-X wurden jetzt die Twissparameter und die Strahlbreiten entlang des Transferweges für Strahlquerschnitte von 3 mm und 5 mm am Bestrahlungsplatz jeweils für einen ein- und ausgeschalteten Debuncher berechnet. In Abbildung 5.3.5 sind jeweils für diese Fälle die Strahlquerschnitte und Twissparameter entlang des Strahlweges hin zum Bestrahlungsplatz dargestellt. Daraus ergeben sich die in Tabelle 5.3.3 aufgeführten Quadrupolstärken.

	ohne Debuncher		mit Debuncher	
	$\sigma_{x,z} = 3 \text{ mm}$	$\sigma_{x,z} = 5 \text{ mm}$	$\sigma_{x,z} = 3 \text{ mm}$	$\sigma_{x,z} = 5 \text{ mm}$
k_{Q1a} / m^{-2}	0,50	1,00	4,90	4,90
k_{Q1b} / m^{-2}	-1,00	-1,00	-8,46	-8,46
k_{Q1} / m^{-2}	2,00	0,80	0,80	0,80
k_{Q2} / m^{-2}	-3,05	-3,40	-5,40	-4,00
k_{Q3} / m^{-2}	0,00	3,00	6,00	2,50
k_{Qa} / m^{-2}	8,14	3,70	2,19	8,72
k_{Qb} / m^{-2}	-8,73	-4,13	-5,10	-8,17

Tabelle 5.3.3: Quadrupolstärken zur Realisierung der Anforderungen an den Strahlquerschnitt am Bestrahlungsplatz.

5.4 Strahlgekorrektoren

Zur Korrektur von ungewollten Ablagen des Strahlschwerpunktes und der Strahlpropagation unter einem Winkel relativ zur optischen Achse innerhalb des Transferweges werden, wie auch im Bereich des Injektors, Strahlgekorrektoren (auch Strahlschieber oder Wedler genannt) eingebaut. Darüber hinaus ist der Einsatz dieser kleinen Dipolmagnete ebenfalls in Hinblick auf die Positionierbarkeit des Elektronenstrahls am Bestrahlungsplatz sinnvoll. In Abbildung 5.4.1 ist eine Skizze der verwendeten Spulen für die Korrektoren inklusive seiner Kenndaten abgebildet. Dabei bildet ein Spulenpaar im Abstand von $d = 7$ cm einen Strahlgekorrektor.

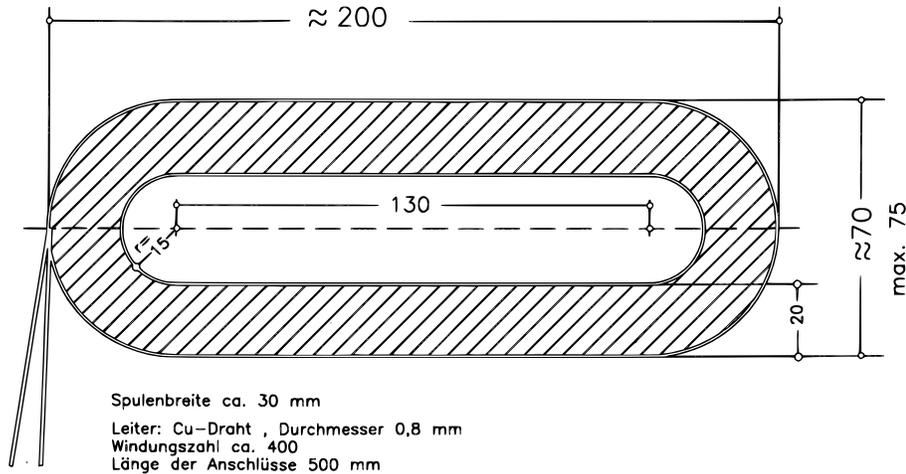


Abbildung 5.4.1: Seitenansicht einer Korrektorspule in Form einer Konstruktionszeichnung. Maße in mm.

Bei einem maximalen Spulenstrom von $I = 2$ A wurde innerhalb der Spulen ein Magnetfeld von $B_{x,z} = (7,5 \pm 0,1)$ mT gemessen. Damit ergibt sich ein Kickwinkel der Korrektoren von $\alpha = (14,6 \pm 0,2)$ mrad. Über eine Länge von $s = 2$ m hinweg erreicht man somit eine transversale Ablage des Strahls um $\Delta x, \Delta z = 3$ cm. Aus diesem Grund wurde zum Beispiel der letzte Korrektor, wie in Abbildung 5.3.1 zu sehen, vor dem Umlenkmagneten M1 in zwei Meter Entfernung zum Bestrahlungsplatz integriert.

5.5 Monitorsysteme

Zur Messung der Strahleigenschaften wurden unterschiedliche Monitorsysteme integriert. Dabei handelt es sich um drei Schirmmonitore zur optischen Inspektion der Strahlge und des Strahlquerschnittes und drei Strahlstromtransformatoren zur Messung des Elektronenstromes.

5.5.1 Schirmmonitore

Um Elektronenstrahlen in einem weiten Energiebereich und Strahlströme sowohl niedriger als auch hoher Intensität optisch sichtbar zu machen, ist es notwendig unterschiedliche Schirmmaterialien einsetzen zu können. Aus diesem Grund wurde eine spezielle Monitoreinheit entwickelt die es erlaubt sowohl einen Aluminiumschirm als auch einen Chromox-Schirm unter einem Winkel von 45° in den Strahl zu fahren. Dabei besitzt jeder Schirm eine eigene pneumatische Hubmechanik um einen der beiden Schirme auszuwählen und im laufenden Betrieb beliebig zwischen

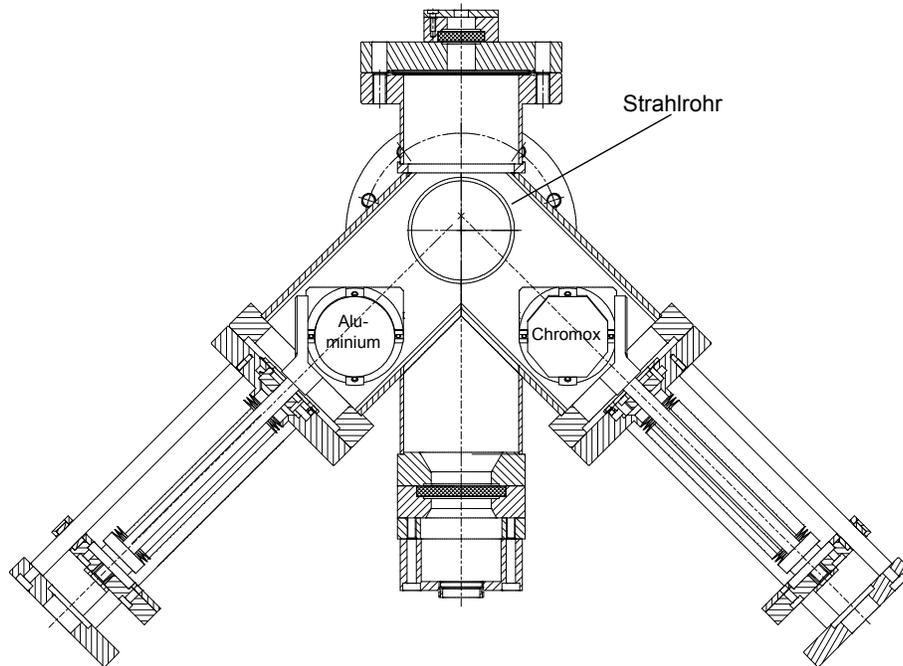


Abbildung 5.5.1: Schnittzeichnung eines Monitorsystems für den Transferweg vom Linearbeschleuniger zum Synchrotron [Nef08]. Die Blickrichtung auf den Schnitt ist längs der Strahlachse.

beiden Schirmmaterialien zu wechseln. In Abbildung 5.5.1 ist die Schnittzeichnung eines solchen Monitors abgebildet.

5.5.2 Strahlstromtransformatoren

Zur Messung des Strahlstroms wurden drei Strahlstromtransformatoren in den Transferweg eingebaut. Der erste Strahlstromtransformator ist, eingebaut zwischen den beiden Quadrupolen hinter dem Linearbeschleuniger, zur schnellen Strommessung vorgesehen. Dabei wird die tatsächliche Pulsform des 1-3 μs Langpuls wiedergegeben. Allerdings ist die Messung der absoluten Stromstärke nicht präzise möglich. Die beiden anderen Strahlstromtransformatoren messen den Pulsstrom über eine integrierende Logik. Dadurch erreicht man eine hohe Genauigkeit in der absoluten Strommessung. Da die Auslese aber langwierig im Vergleich zur Pulsdauer ist, kann die direkte Pulsform nicht wiedergegeben werden. Beide basieren aber im Grundsatz auf der gleichen Funktionsweise. In Abbildung 5.5.2 ist eine funktioneller Aufbau eines solchen Strahlstromtransformators dargestellt.

Der Strahl ist im Bereich einer magnetfelddurchlässigen Keramikunterbrechung von einem Toroid umgeben. Dieser ist mit einer Spule mit der Windungszahl N umwickelt. Somit erhält man einen Transformator in dem der Strahl die Primärwindung mit Wicklungszahl eins und der Draht als Sekundärwindung fungiert. Man erhält dann eine zum Strom äquivalente Spannung, die sich verhält wie:

$$U = \frac{R}{N} \cdot I_{\text{Strahl}} \quad (5.5.1)$$

In Abbildung 5.5.3 ist der Schaltaufbau des Transformators abgebildet. Die Pulsspannung und die Pulsform lassen sich dann am Ausgang zum Beispiel mit einem Oszilloskopen betrachten.

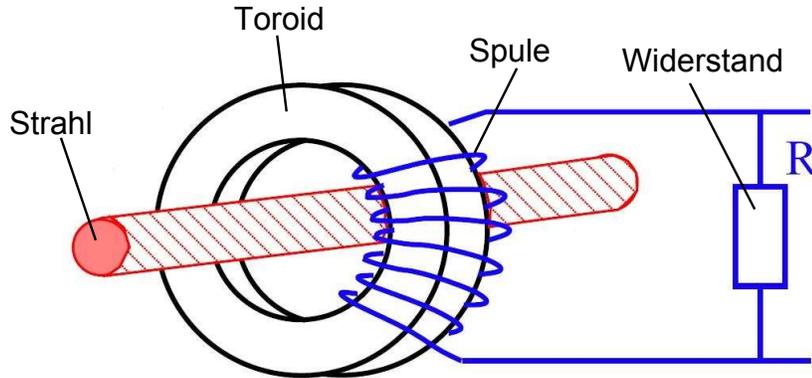


Abbildung 5.5.2: Prinzipskizze eines Strahlstromtransformators. Das durch den Strahlstrom erzeugte Magnetfeld induziert eine Spannung in der um den Toroid gewickelten Spule. Durch den Spannungsabfall am parallel geschalteten Widerstand kann der durch die Spule fließende Strom gemessen werden.

Der erste Strahlstromtransformator hinter den Quadrupolen wurde selbst gefertigt. Hierzu wurde ein Toroid mit 100 Wicklungen eines Kupferdrahtes versehen. Zur Kalibration des Transformators wurde durch den Toroiden primärseitig durch ein ungeschirmtes Kabel ein Strompuls von 100 mA geführt. Dabei wurde sekundärseitig ein Spannungspuls von $U = (50 \pm 2)$ mV gemessen. Für eine genauere Analyse des Strahlstroms müssen die kapazitiven und induktiven Einflüsse von Spule und Toroidkern, welcher meist hoch induktiv ist, näher berücksichtigt werden. Die Wahl der Spule und des Toroiden hängt dann wesentlich von der Intensität und der Zeitstruktur des zu detektierenden Teilchenstrahls ab [For08].

Für eine präzisere Messung von sehr kurzen Pulsen wird noch eine Wicklung außen um den Toroiden gelegt. Auf dieser bildet sich aufgrund der Wandströme eine zum Elektronenstrahl identischer Ladungspuls aus, welcher in parallel geschalteten Kondensatoren gespeichert wird. Diese Kondensatoren entladen sich dann mit sehr viel geringeren Entladezeiten wieder und koppeln diesen Ladungspuls dann in den Sekundärzweig ein, über den er dann der Elektronik zugeführt

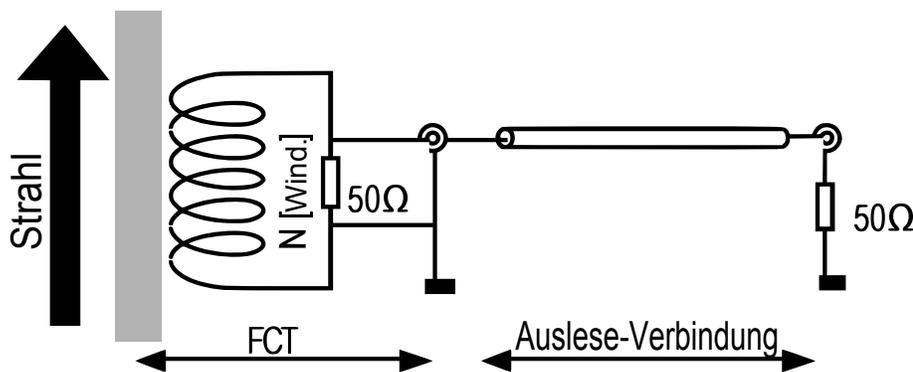


Abbildung 5.5.3: Schaltprinzip eines schnellen Pulstransformators

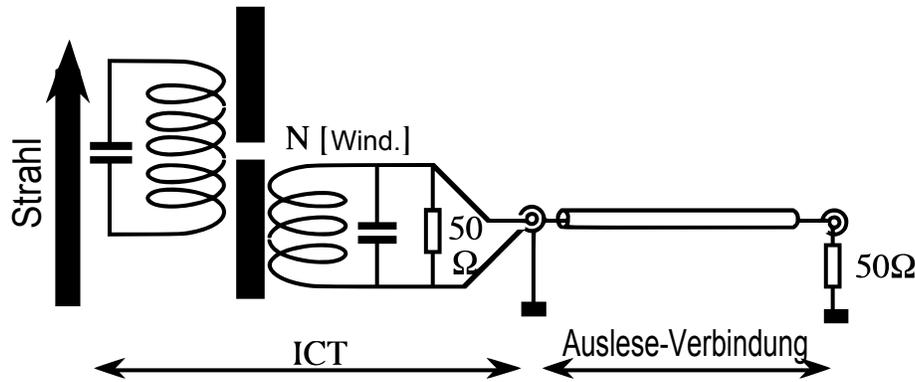


Abbildung 5.5.4: Schaltprinzip eines integrierenden Pulsstromtransformators

wird. Aufgrund seines Aufbaus wird dieser Transformator auch als integrierender Pulsstromtransformator bezeichnet (ICT⁴). In Abbildung 5.5.4 ist dessen Aufbau in einem Schaltbild dargestellt [Ber08, Uns90].

Als ICT kommt im Transfer des LINAC1 das Modell ICT-122-070-100:1-H der Firma BERGOZ zum Einsatz. Ein weiterer BERGOZ-Monitor des Typs ITC-082-070-50:1-H wird zwischen den Dipolmagneten M2 und M3 eingesetzt. Somit ist es möglich den Strahlverlust durch die Umlenkung zu messen und ein Maß für die Transfereffizienz zu erhalten.

5.6 Strahlkollimatoren

Um die Energiebreite des Elektronenstrahls nach dem EKS weiter zu begrenzen und zu verhindern, dass Elektronen mit einer zu großen Ablage in die Umlenkung eintreten, wurde vor den Umlenkmagneten M1 ein Kollimator eingebaut mit dem die horizontale Apertur verringert werden kann.

Desweiteren bietet dieser in Kombination mit einem weiteren Kollimator hinter dem Dipolmagneten M1 die Möglichkeit das Energiespektrum des Linearbeschleunigers mit und ohne verwendeter Energiekompression zu messen. Hierzu geben die beiden Kollimatoren einen Winkel α vor unter dem der Elektronenstrahl ungehindert beide Kollimatoren passieren kann. Da die Umlenkung im Feld des Dipolmagneten impulsabhängig ist, können mit der Wahl des Dipolfeldes B_z Elektronen mit einer bestimmten Energie selektiert werden. Im folgenden BERGOZ-Monitor kann dann die Strahlintensität für unterschiedliche Feldstärken B_z aufgenommen und durch

$$E = \frac{ec}{\alpha} \int B_z(s) ds$$

gegen die Energie aufgetragen werden. Man erhält so ein Energiespektrum des Elektronenstrahls. Hierzu wird der Spalt an einer Stelle eingebaut an der die Beta-Funktion minimal ist, die Dispersion allerdings von Null verschieden ist. Somit hängt die Strahlbreite hier nur von der Dispersion ab. Mit der Variation der Spaltbreite des Kollimators kann nun die Strahlintensität in Abhängigkeit der Energiebreite aufgenommen werden. Aus den MAD-X Simulationen geht hervor [Krö09], dass 91 cm strahlabwärts hinter dem Umlenktdipol M1 die Betafunktion ein Minimum aufweist. Aus diesem Grund wird der zweite Kollimator an dieser Stelle eingebaut.

⁴Integrating Current Transformer

5.7 Strahlaustrittsfenster

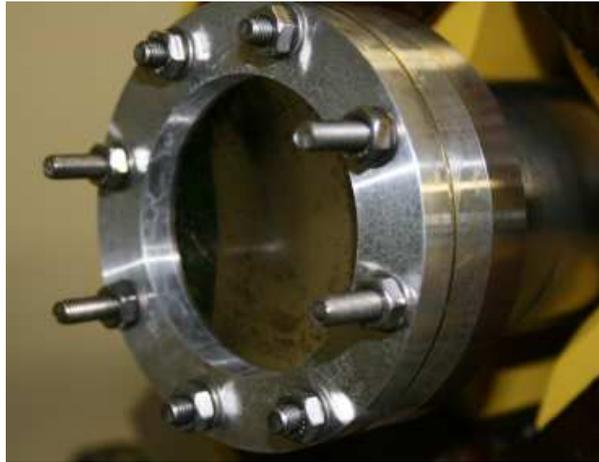


Abbildung 5.7.1: Foto des Strahlaustrittsfensters zum Strahlplatz am LINAC1

Auf den letzten Zentimetern des Strahlweges ist der Strahl nicht mehr von einem Vakuumrohr umschlossen. Dies ermöglicht eine hohe Flexibilität in den unterschiedlichsten Aufbauten zur Bestrahlung. Aus diesem Grund muss der Strahl am Ende des Transferweges ein Fenster zur Abtrennung des evakuierten Bereichs der Strahlführung passieren. Um den Einfluss der Vielfachstreuung der Elektronen des Strahls innerhalb des Materials des Fensters zu minimieren, gilt es die Materialdicke möglichst dünn zu halten. So wurde eine 125 μm dicke Kapton-Folie zur Fertigung des Austrittsfensters verwendet. Dies bietet einen guten Kompromiss zwischen hoher Reißfestigkeit und minimalem Einfluss auf die Strahlqualität. Da Kapton in dieser Materialstärke durchlässig ist für Wassermoleküle wurde die Folie mit 5 nm Titan beschichtet, die eine Gasdiffusion durch das Fenster unterbindet. In Abbildung 5.7.1 ist ein Foto des Austrittsfensters am LINAC1 abgebildet.

auf die Verwendung des Wanderwellenbunchers verzichtet werden. Die dadurch resultierende große Pulslänge am Eingang des Linearbeschleunigers führt dementsprechend zu einer großen Energiebreite im nachfolgenden Transferweg (vgl. Kap. 4.3). Zudem kann ohne den Einsatz des Energie-Kompressor-Systems diese Energiebreite nicht komprimiert werden.

Ebenso geht aufgrund der stark reduzierten Effizienz der Pulscompression ein hoher Anteil des von der Quelle erzeugten Strahlstroms im Beschleunigungsprozess verloren. Dennoch waren auch ohne diese Komponenten die Strahlqualität und die Höhe des gelieferte Strahlstroms ausreichend um die Ansprüche der Nutzer des Bestrahlungsplatzes zu erfüllen.

Darüber hinaus sind, bis zu dem Zeitpunkt des Verfassens dieser Arbeit, nur die Elemente zum Transfer des Elektronenstrahls hin zum Bestrahlungsplatz aufgebaut. Der Transferweg zur Umlenkung des Strahls vom Magneten M1 bis hin zum Magneten M3 (vgl. Abbildung 5.3.4 oder Abbildung 6.0.1) war zum Zeitpunkt der Inbetriebnahme nicht montiert. Dies ist nach erfolgreichem Abschluss der ersten Nutzerbetriebe der nächste Schritt zum Aufbau des LINAC1 als Injektor ins Synchrotron.

6.1 Inbetriebnahme

In Abbildung 6.0.1 ist das Kontrollmenü des LINAC1 im Kontrollsystem der Beschleunigeranlage ELSA abgebildet. Alle zur Steuerung notwendigen Kontrollparameter des LINAC1 bis hin zum Injektionspunkt des Synchrotrons sind hier zusammengefasst. Darüber hinaus sind weitere Parameter in einer detaillierteren Form in einer Visualisierung eines Speicherprogrammierbaren Steuerungssystems (SPS) einsehbar.

Während der Inbetriebnahme wurden mithilfe der eingebauten diagnostischen Mittel die jeweiligen Strahlparameter erfasst.

6.1.1 Messung des Emissionsstroms der Elektronenquelle

Zuerst wurden während der Inbetriebnahme der Quelle die Pulsströme der Elektronenquelle mittels des in Kapitel 3.5.2 vorgestellten Faraday-Cups gemessen. In Abbildung 6.1.1 werden die gemessenen Pulsformen, jeweils erzeugt durch die Kurzpuls- (a) und Langpulsplatine (b), dargestellt. Diese wurden jeweils mit einem Oszilloskop über einen 50Ω -Abschlusswiderstand aufgenommen. Im Fall des Kurzpulses scheint der Puls wie in Abbildung 6.1.1(a) zu sehen eine stark gedämpfte Schwingung im Messkreis anzuregen.

Aus den Messungen ergibt sich für den Kurzpuls eine Pulsspannung am Oszilloskop von $U_{\text{Kurzpuls}} = (70,3 \pm 2,1)$ V und für den Langpuls eine Pulsspannung von $U_{\text{Langpuls}} = (43 \pm 1,2)$ V und eine Pulslänge von $\tau_{\text{Langpuls}} = (3,4 \pm 0,02)$ μs . Daraus ergeben sich für die jeweiligen Betriebsmodi folgende Pulsströme:

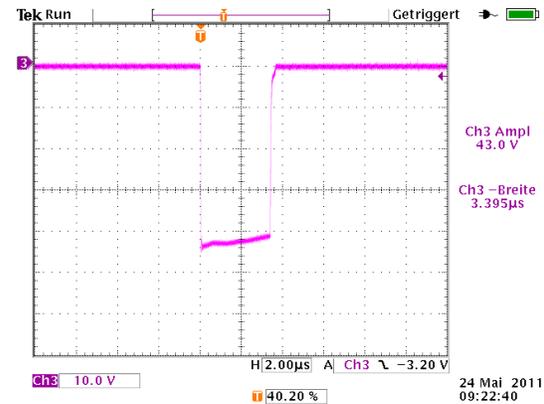
$$I_{\text{Langpuls}} = \frac{43\text{V}}{50\Omega} = (860 \pm 24) \text{ mA}, \quad I_{\text{Kurzpuls}} = (1406 \pm 42) \text{ mA}$$

Es wurde für den Langpuls, bei einer 90 kV-Kathoden-Anoden-Hochspannung, durch eine Gegenspannung eines Sperrgitters von $U_{\text{BIAS}} = 35$ V das ungewollte Emittieren der Elektronen verhindert. Über eine $t_{\text{Trigger}} = 3\mu\text{s}$ lange Pulsspannung von $U_{\text{Puls}} = 65\text{V}$ wurde die Elektronenquelle dann definiert zur Emission gebracht. Wie in Abbildung 6.1.1(a) ersichtlich erzeugt ein solcher Ansteuerungspuls einen geringfügig längeren Emissionspuls.

Für den Kurzpuls wurde die Gegenspannung von $U_{\text{BIAS}} = 50$ V mit einer Ansteuerung des Gitters von $U_{\text{Puls}} = 370$ V überwunden.



(a) Kurzpuls mit einer Pulshöhe von 70,3 V, als Spannungsabfall über einen 50Ω Widerstand

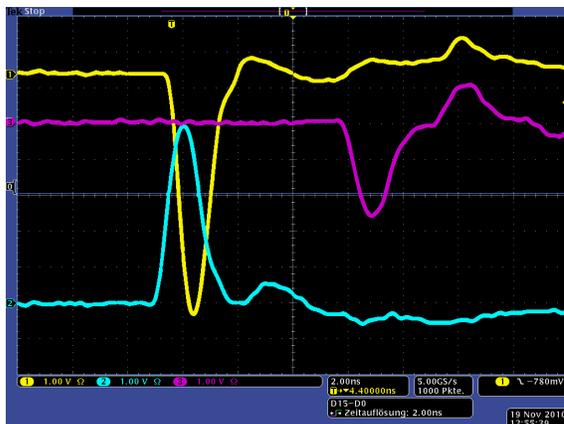


(b) Langpuls mit einer Pulshöhe von 43 V und einer Pulslänge von 3,4 μs über 50Ω

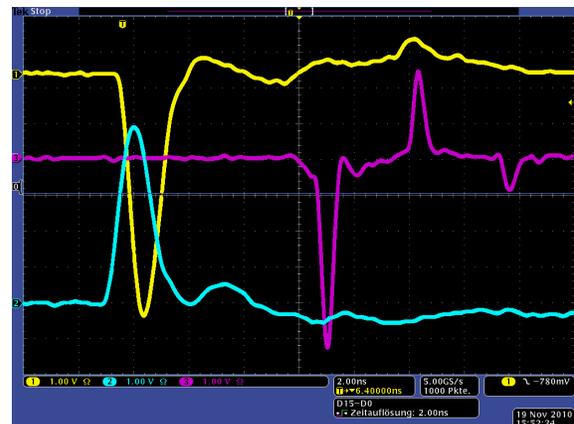
Abbildung 6.1.1: Gemessene Pulse des Elektronenstroms der Elektronenquelle für jeweils den Kurzpuls- und den Langpulsmodus.

6.1.2 Messung der Pulsängen innerhalb des Injektors mittels der Wandstrommonitore

Zur Messung der Pulslänge des Kurzpulses ist der Faraday-Cup ungeeignet, da die Entladezeit der absorbierten Ladung über die ohmsche Last die tatsächliche Pulslänge übersteigt. Zur Pulsängenmessung des Kurzpulses wurden deshalb die Wandstrommonitore (WCM) verwendet. In Abbildung 6.1.2 sind die Messungen der Pulsängen mithilfe der Wandstrommonitore abgebildet. Dabei gibt die gelbe Spur des ersten Oszilloskopkanals die longitudinale Pulsform, gemessen mit dem ersten Wandstrommonitor unmittelbar hinter dem Vakuumventil, wieder. Die blaue Spur des zweiten Kanals gibt die Pulsform am Wandstrommonitor unmittelbar hinter dem Faraday-Cup wieder und die dritte magentafarbene Spur die Pulsform kurz vor Eintritt in den Linearbeschleuniger.



(a) Pulsängen des Kurzpulsmodus ohne Verwendung des Prebunchers



(b) Pulsängen des Kurzpulsmodus mit Verwendung des Prebunchers

Abbildung 6.1.2: Gemessene Pulsängen des Kurzpulses mit den drei zur Verfügung stehenden Wandstrommonitoren. Die gelbe Spur des ersten Kanals entspricht dem ersten WCM, die blaue Spur dem zweiten Wandstrommonitor und die dritte magenta farbene Spur zeigt das Signal des letzten Wandstrommonitor am Eingang des Linearbeschleunigers (vergl. Abbildung 3.6.1 auf Seite 48)

Aus den Graphen ergeben sich die Pulslängen als Halbwertsbreiten der longitudinalen Pulsformen von

$$\begin{aligned} t_{\text{FWHM, WCM1}} &= (1,2 \pm 0,05) \text{ ns} \\ t_{\text{FWHM, WCM2}} &= (1,28 \pm 0,05) \text{ ns} \\ t_{\text{FWHM, WCM3}} &= (1,32 \pm 0,05) \text{ ns} . \end{aligned}$$

Es ist zu beachten, dass die gemessene Polarität des Spannungspulses am Wandstrommonitor davon abhängt, ob der Abgriff des Signals durch den Innenleiter des Signalkabels in Strahlrichtung vor oder hinter der Keramik erfolgt. Dadurch ist die unterschiedliche Polarität der Pulsformen zu erklären. Darüber hinaus ist die zeitliche Abfolge der Signale auf dem Oszilloskop durch die unterschiedliche Laufzeit der Signale innerhalb der Leitungen des Messsignals zum Oszilloskop bedingt. Daher ist das Signal des zweiten Wandstrommonitors vor dem Signal des Ersten auf dem Oszilloskop. Außerdem sind zeitlich versetzt zu dem Messpuls noch Reflexionen des Signals innerhalb des Kabels in Abbildung 6.1.2 ersichtlich, die auf eine schlechte Anpassung zurückzuführen sind. Gut sichtbar ist dies bei dem Messsignal des letzten Wandstrommonitors. Nach dem negativen eigentlichen Signalpuls, hervorgerufen durch den Elektronenstrahl, folgt ein weiterer kleiner Puls mit umgekehrter Polarität. Auf diesen folgt dann im gleichen Abstand nochmals eine Reflexion.

Die Elektronenquelle scheint somit die Anforderung nach einer Pulslänge von $t = 1 \text{ ns}$ nicht erfüllen zu können. Es bleibt nun zu überprüfen inwiefern oder ob dies überhaupt im späteren Betrieb negative Auswirkungen auf einen Single Bunch-Betrieb im Stretcherring von ELSA hat.

6.1.3 Pulskompression mittels des Prebunchers

Mit der Inbetriebnahme des Prebunchers wurde die Pulslänge des Kurzpulses verringert. In Abbildung 6.1.2(b) sind die Pulslängen bei eingeschaltetem Prebuncher abgebildet. Wie zu erwarten verkürzt sich die Pulsform auf den Kanälen eins und zwei nicht. Gut zu sehen ist die Verkürzung des Pulses des dritten Kanals auf dem Oszilloskopen durch die Pulskompression des Prebunchers. Bis zum Eingang des Linearbeschleunigers verringert sich die Pulslänge von $t = 1,3 \text{ ns}$ auf:

$$t_{\text{FWHM, WCM3, prebuncher}} = (0,48 \pm 0,05) \text{ ns} .$$

Dabei wurde die Leistung der in den Prebuncher eingekoppelten Hochfrequenz auf die kürzeste Pulslänge am Ort des dritten Wandstrommonitors hin optimiert. Die eingekoppelte Leistung betrug hierzu $P_{\text{Gen}} = 320 \text{ W}$. (vgl. [Hof10a]). Die gemessene Pulslänge ist in guter Übereinstimmung mit dem errechneten Wert aus Kapitel 3.3.4 in Höhe von

$$\tau(2\sigma) = 0,4 \text{ ns} .$$

Aufgrund der Periodendauer des beschleunigenden Hochfrequenzwechselfeldes im Wanderwellenbuncher von $T(3\text{GHz}) = 0,33 \text{ ns}$ ist ersichtlich, dass die Pulskompression des Prebunchers nicht hinreichend ist, um im Wanderwellenbuncher nur ein Bucket zu füllen. Auch dies stimmt mit den Voraussagen der Berechnungen mit Parmela überein. Mit einer höheren Leistung, der in den Prebuncher eingekoppelten Hochfrequenzleistung, kann die Länge der benötigten Driftlänge für die maximale Pulskompression verkürzt werden. Somit kann dieser Wert auch am Eingang des Wanderwellenbunchers erreicht werden.

6.1.4 Messung der Strahlbreiten mithilfe des Chromoxschirms

Mit Hilfe des Chromoxschirms wurde die Lage und der Strahlquerschnitt überprüft. Dabei wurde der in Abbildung 6.1.3 dargestellte Strahlquerschnitt für die in Kapitel 3.4.3 bestimmten Einstellungen der Solenoide für einen Strahlstrom von 900 mA gemessen.

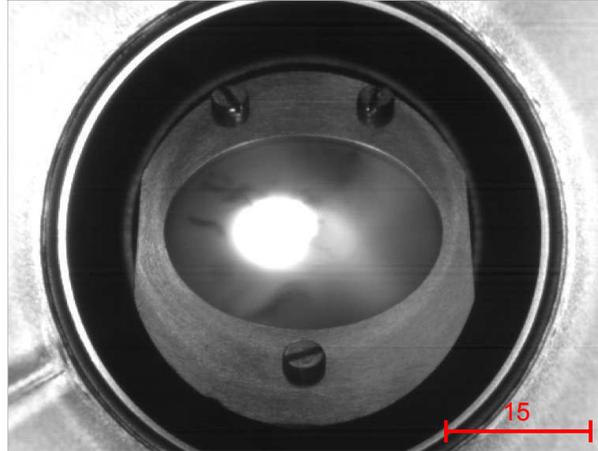


Abbildung 6.1.3: Abbild des Strahlquerschnitts auf dem Chromoxschirm innerhalb des Injektors. Die Länge der roten Skala beträgt 15 mm.

Hierbei ergaben sich die vertikalen und horizontalen Strahlbreiten d_z und d_x zu

$$d_x = (8,8 \pm 0,3) \text{ mm} \quad \text{bzw.} \quad d_z = (7,5 \pm 0,3) \text{ mm.} \quad (6.1.1)$$

Ein Vergleich mit den berechneten Strahlbreiten, wie in den Abbildungen 3.4.3 an der mit „Mon“ markierten Stelle im Injektionsweg zu sehen, ergibt, dass die gemessenen Strahlbreiten kleiner ausfallen als berechnet. Insbesondere sind sie kleiner als ein Strahlquerschnitt welcher durch eine, wie in Kapitel 3.2.3 beschrieben, vierfach größere Emittanz als mit EGUN berechnet zustande käme. Über die Emittanz selbst lässt sich jedoch mittels Betrachtung des Strahls mit einem Chromoxschirm keine Aussage machen. Somit kann, obwohl der Strahlquerschnitt kleiner ist als erwartet nicht geklärt werden, ob dies auch auf die Emittanz zu trifft.

6.1.5 Kalibration der Endenergie des Linearbeschleunigers

Nach der Inbetriebnahme musste die Linearbeschleunigerstruktur aufgrund der langen Standzeit, während der der Linearbeschleuniger nicht in Betrieb und zeitweise nicht evakuiert war, einem intensiven Konditionierungsverfahren unterzogen werden. Im Rahmen dessen konnte anfänglich die Struktur nicht mit maximaler Hochfrequenzleistung betrieben werden. Somit wurde über die Inbetriebnahme hinweg die eingekoppelte Leistung schrittweise erhöht. Für jeden Schritt musste dann für eine effiziente Beschleunigung das Bunching optimiert werden. Eine Variation des Bunchings führt zu einer Veränderung der Ladungsdichten hinter dem Buncher. So mussten mit der Veränderung der in den Prebuncher eingekoppelten Leistung ebenfalls Strahlage und Fokussierung angepasst werden. Darüber hinaus wurde wegen der höheren Endenergie die Fokussierung der Linsen auf dem Linearbeschleuniger optimiert.

Zur erstmaligen Kalibrierung der Energie der beschleunigten Elektronen wurde mit einem Dipolmagneten des Korrektorsystems, dessen Ablenkstärke in Abhängigkeit der Elektronenenergie

hinreichend bekannt ist (vgl. [Kei00]), die mittlere Energie des Elektronenstrahls ermittelt. Die sogenannte Kickstärke K dieses Magneten beträgt $k = 0,587 \text{ mrad} \cdot \frac{\text{GeV}}{\text{A}}$. Damit lässt sich über

$$\alpha = K \frac{I}{E}$$

der Ablenkwinkel α berechnen, wenn I der Strom durch die Spule des Dipols und E die Energie der abgelenkten Elektronen ist.

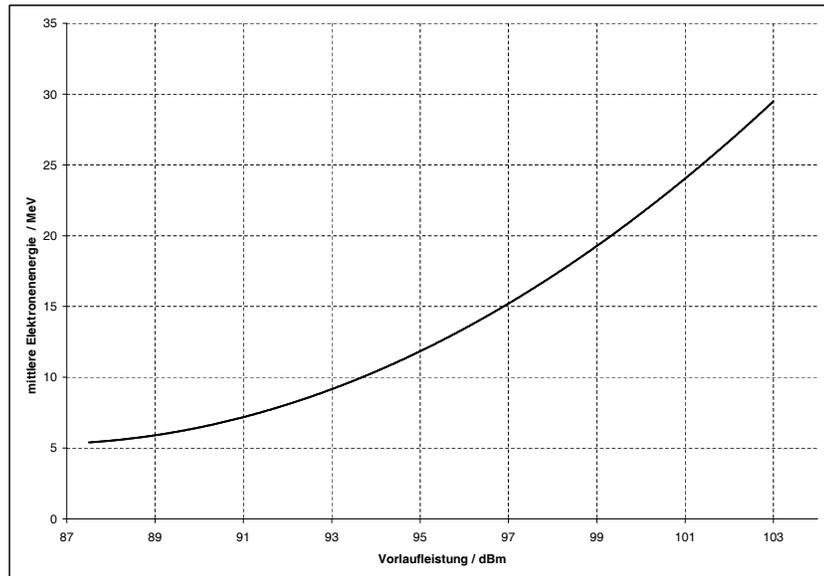


Abbildung 6.1.4: Mittlere Endenergie des Linearbeschleunigers in Megaelektronenvolt gegen die summierte Hochfrequenzleistung in beiden Armen in dBm.

Bei einer Positionierung des Ablenkmagneten von $\Delta s = 1,2 \text{ m}$ vor dem letzten Schirmmonitor im Transferweg zum Bestrahlungsplatz konnte eine vertikale Ablenkung von $\Delta z = (3,5 \pm 0,5) \text{ cm}$ bei einem Spulenstrom von $I = 1 \text{ A}$ erreicht werden. Somit betrug die Energie der abgelenkten Elektronen

$$E = (20 \pm 2) \text{ MeV} .$$

Durch die Ablenkung trat eine deutliche Deformation des Strahlquerschnittes auf, was auf eine große Energiebreite des Elektronenstrahls hinweist.

Gleichzeitig zu dieser Energiebestimmung des Elektronenstrahls wurde die zu dieser Beschleunigung notwendige Hochfrequenzleistung an einem der Arme des Klystrons mittels einer Detektordiode gemessen. Dabei wurde eine kalibrierte Detektordiode (DA2) verwendet. Die Diodenkalibration ist dem Graphen in Abbildung 6.1.5 zu entnehmen.

Die zu messende Vorlaufleistung des Klystrons wurde dabei einmal durch einen Koppelfaktor von -40 dB der Auskopplung aus dem Hohlleiter und weiteren Leistungsabschwächern um insgesamt 80 dB abgeschwächt. Bei einer Energie von 20 MeV und einem von der Quelle emittierten Strahlstrom von 800 mA wurde an dieser Diode eine Spannung von $(800 \pm 16) \text{ mV}$ gemessen. Dies entspricht einer aus beiden Klystronarmen kombinierten Hochfrequenzleistung von $(17,7 \pm 0,4) \text{ MW}$. Es ist anzumerken, dass dieser Zusammenhang zwischen Hochfrequenzleistung und resultierender Elektronenenergie nur für diesen spezifischen Strahlstrom der beschleunigten Elektronen gültig ist. Aufgrund der beam-loading-Effekte würde mit einem anderen Strahlstrom

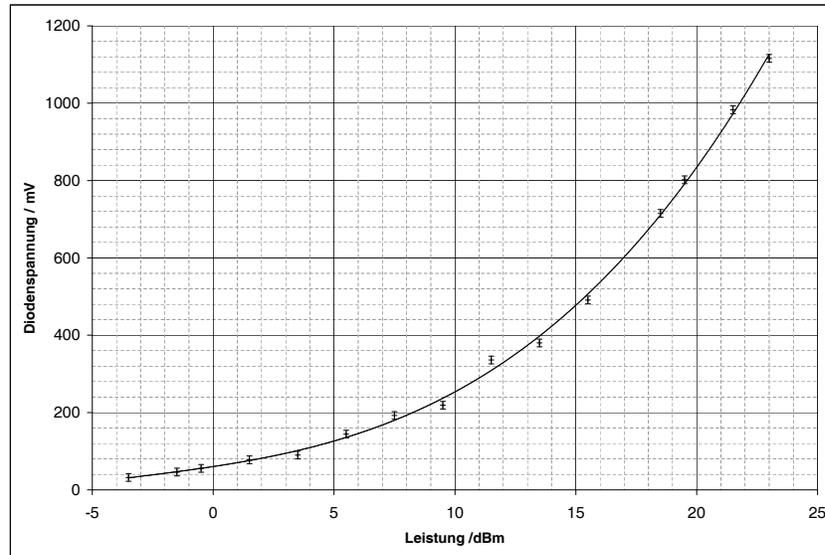


Abbildung 6.1.5: Resultierende Diodenspannung in mV der zur Messung der Vorlaufeistung verwendeten Detektordiode gegen detektierte Leistung des Hochfrequenzwechselfeldes mit einer Frequenz von 3 GHz in dBm.

und gleicher Hochfrequenzleistung eine andere mittlere Endenergie erreicht. In Abbildung 6.1.4 ist die resultierende Energie der beschleunigten Elektronen für einen Strahlstrom von 800 mA in Abhängigkeit der eingestellten Leistung des Hochfrequenzwechselfeldes aufgetragen.

Es muss erwähnt werden, dass es sich hierbei um eine grobe Orientierung handelt, eine verlässliche Aussage über die Elektronenenergie des Strahls lässt sich nur über eine Messung des Energiespektrums mittels der Kollimatoren und des derzeit noch nicht installierten Umlenkdiopols M1 ermitteln. Darüber hinaus ist der in Abbildung 6.1.4 dargestellte Zusammenhang nur gültig solange nicht Leistung aus dem Hohlleitersystem für das EKS und den TWB ausgekoppelt wird. Zu diesem Zeitpunkt müsste diese Messung wiederholt werden.

6.1.6 Messung des Strahlstromes im Transferweg

Beginnend mit den errechneten Einstellungen der Quadrupole für einen nicht verwendetes Energie-Kompressor-System in Kapitel 5.3.2 konnte die Strahlführung sukzessive optimiert werden. Hierzu wurde mithilfe der Chromox und OTR-Schirme die Strahllage und die Wirkung des Quadrupole auf den Strahl überprüft. Gleichzeitig musste mit den Strahllagekorrektoren der Strahl mittig durch die Quadrupole geführt werden. Ende November 2010 konnte durch eine schrittweise Optimierung der Einstellungen der Strahlführung ein Strahlstrom von $I_{\text{Strahl}} = (76 \pm 4)$ mA mittels Strahlstromtransformator hinter dem Linearbeschleuniger gemessen werden. Diese Messung konnte ebenfalls durch den Bergoz-Monitor im Transferweg bestätigt werden. In Abbildung 6.1.6 ist die zugehörige Messung dargestellt. Im Rahmen der Nutzerbetriebe konnte die Endenergie weiter erhöht und die Strahlführung weiter optimiert werden. Bis zum Abschluss der ersten hier vorgestellten Nutzerbetriebe konnte ein Strahlstrom von bis zu 100 mA zur Verfügung gestellt werden.

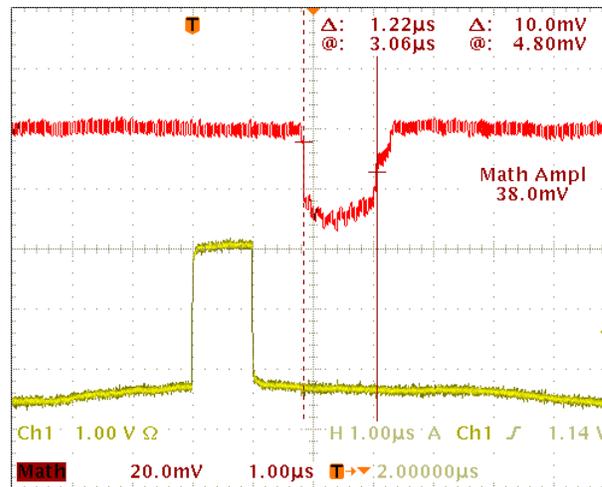


Abbildung 6.1.6: Messung des Strahlstroms mittels Strahlstromtransformator hinter dem Linearbeschleuniger. Der mit der roten Spur des Kanals zwei gemessene Spannungspuls entspricht einem Pulsstrom von $I_{\text{strahl}} = (76 \pm 4)$ mA. Der Spannungspuls auf der gelben Spur des ersten Kanals ist der Diagnose-Trigger für das Oszilloskop.

6.2 Bestrahlung von Targetmaterialien für die SMC-Kollaboration

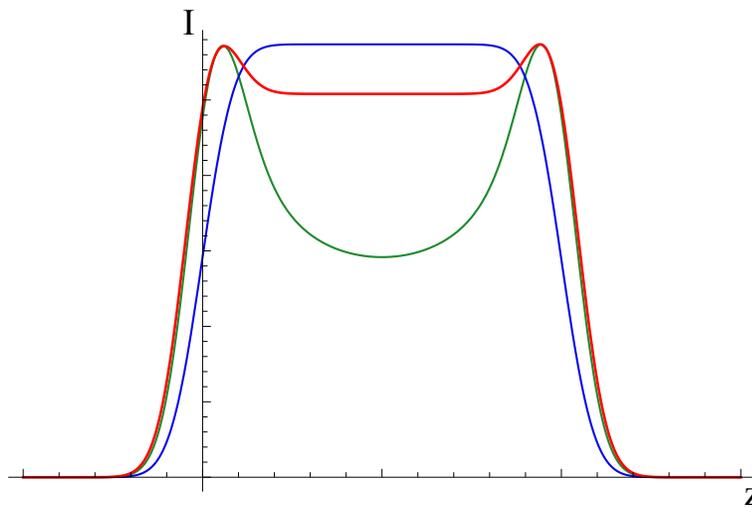
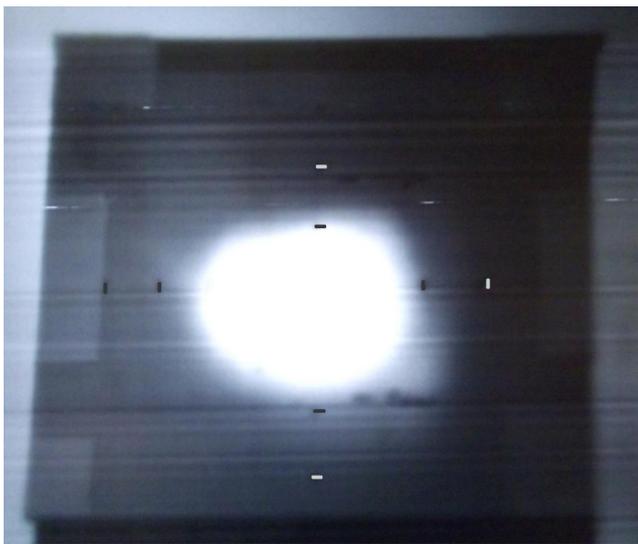


Abbildung 6.2.1: Vergleich der Intensitätsverteilung der Intensität I der Bestrahlung über die vertikale Höhe z mit unterschiedlichen Ansteuerungsrampen des strahlwedelnden Korrektors. Der blaue Verlauf entspricht einer linearen Rampe, während grün der Intensitätsverteilung aufgrund einer sinusförmigen Rampe entspricht. Eine nahezu optimale homogene Bestrahlung über eine größtmögliche Höhe z erhält man durch eine lineare Rampe und einem Verweilen des Strahlflecks von 7% der gesamten Rampezeit an den Extrempositionen, wie in rot dargestellt.

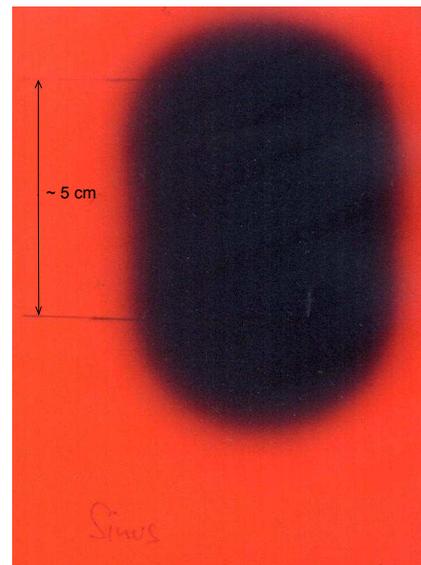
Wie in Kapitel 5.1.2 beschrieben, sollte das Targetmaterial mit einer Energie von circa

20 MeV und einer möglichst hohen Intensität bestrahlt werden. Darüber hinaus war zur Abdeckung der gesamten vertikalen Höhe des Ammoniakcontainers durch den Elektronenstrahl eine vertikale Breite von $\Delta z = 4$ cm erwünscht. Die horizontale Breite des Strahls, welche circa $\Delta x = 1$ cm entsprechen sollte, war aufgrund der Rotation des Containers nicht von primärer Bedeutung. Im Laufe der Optimierung des Transferweges für diesen Strahlbetrieb hat sich heraus gestellt, dass für eine gleichmäßige Bestrahlungsintensität der Containerhöhe anstelle eines elliptischen Strahls mit den genannten Ausmaßen ein runder Strahl am Ort des zu bestrahlenden Containers zu bevorzugen ist, da durch Variation der vertikalen Strahlposition das Target abgerastert werden kann. Dazu wurde ein Strahlkorrektor genutzt. Für eine möglichst gleichmäßige Intensitätsverteilung ist folgender Stromverlauf in der Korrektorspule erforderlich: Der Strahlfleck wird mittels linearer Stromerhöhung bis zu seinem Maximalwert entlang der z -Achse verfahren. Am Endpunkt wird die Strahlposition dann 7% der Zeit, um von der einen Maximalposition in die andere zu gelangen, beibehalten, bevor er wieder zurück bewegt wird. Dies bietet den Vorteil, dass eine nahezu konstant hohe Bestrahlungsintensität I , wie in Abbildung 6.2.1 zu sehen, über eine größere Höhe z des Containers möglich ist.

Deutlich zu erkennen ist, dass mit einer konstanten Variation der Strahlposition ohne ein Verweilen an den Endpositionen (wie in Abbildung 6.2.1 dargestellt) die Intensitätsverteilung nicht über gleiche Höhe Δz erreicht werden kann. Bestromt man die Korrektoren sinusförmig, so ist die Bestrahlungshöhe z gleich der Höhe, die durch eine lineare Rampe erreicht wird. Jedoch reduziert sich die Bestrahlungsintensität in der Mitte der beiden Maximalpositionen aufgrund der hohen Geschwindigkeit des Strahls merklich.



(a)



(b)

Abbildung 6.2.2: Aufnahmen des Strahlflecks unmittelbar vor dem Kryostaten zur Bestrahlung des Targetmaterials Ammoniak

In Abbildung 6.2.2 sind zwei Aufnahmen des Strahlprofils aufgenommen mit unterschiedlichen Methoden zur Visualisierung des Strahlprofils. Abbildung 6.2.2(a) ist eine Aufnahme mit einem Schirm aus dotiertem Aluminiumoxid bei festem Korrektorstrom. Deutlich zu erkennen ist, dass der Strahlfleck von der erwarteten runden Form abweicht. Schiebt man den Strahlfleck mit einem Strahlschieber, so deformiert sich dieser Strahlfleck. Dies ist ein Hinweis auf die hohe Energiebreite, welche sowohl in den Dipolen als auch in den Quadrupolen für dispersive Effekte

sorgt. Verursacht wird die hohe Energiebreite durch eine verhältnismäßig große Länge der Bunche, die in den Linearbeschleuniger eintreffen. Wie in Kapitel 4.3 beschrieben hängt die Breite der Endenergie des Linearbeschleunigers von der Bunchlänge ab.

In Abbildung 6.2.2(b) wurde eine ein Millimeter dicke Folie aus Troidur über eine Minute lang mit dem Elektronenstrahl vor Eintritt in den Kryostaten bestrahlt. Gleichzeitig wurde der Strahl mit einem Korrektur, welcher mit einem sinusförmigen Verlauf bestromt wurde, über die Folie hinweg bewegt. Die beiden eingezeichneten Linien in Abbildung 6.2.2(b) im Abstand von $\Delta z = 5$ cm markieren den Kernbereich des Strahls. Der Kernbereich definiert sich durch eine thermische Deformation der Folie, welche neben der Schwärzung auftritt. Aufgrund des unzureichenden Kontrastes der Abbildung ist diese jedoch in Abbildung 6.2.2(b) nicht zu erkennen. Bei den Strahlflecken in den Abbildungen 6.2.2(a) und (b) handelt es sich hierbei um Abbildungen des Strahls, die, abgesehen von der vertikalen Bewegung des Strahlflecks, mit den gleichen Einstellungen des Transferweges erzeugt wurden. An der horizontalen Ausbreitung des Strahlflecks im Vergleich wird deutlich, dass quantitative Aussagen über Strahlbreite und Intensitätsverteilung des Strahlquerschnittes durch eine rein optische Kontrolle mittels Schirmmonitoren nur mit genauester Kenntnis des Lumineszenzverhaltens des Schirmes, des Wiedergabeverhaltens der Kamera und der Bilderverarbeitung möglich ist. So erscheint der Strahlfleck in Abbildung 6.2.2(a) sehr viel breiter als in Abbildung 6.2.2(b).

Der Pulsstrom konnte über die Bestrahlungszeit bei einer Pulslänge von 3 μ s bis auf maximal $I_{\text{Strahl}} = 100$ mA erhöht werden. Dies entspricht einer Ladung von $Q_{\text{Puls}} = 300$ nC pro Puls. Bei einer Wiederholrate von 50 Hz ergibt dies eine Ladung von $Q_{\text{Strahl}} = 15 \cdot 10^3$ nC/s. Um eine Radikalendichte von $\rho = 10^{19} e^-/\text{cm}^3$ im Ammoniak zu erhalten ist eine Bestrahlung mit $N_e = 10^{17} e^-/\text{cm}$ notwendig. Dies entspricht bezüglich der bestrahlten Fläche des Containers einer akkumulierten Ladung von $Q_{\text{Sum}} = 5,13 \cdot 10^8$ nC. Daraus folgt eine Bestrahlungsdauer von 9,5 Stunden.

Während der Bestrahlungen konnte jedoch nicht durchweg mit der maximalen Stromstärke bestrahlt werden. Zum einen lag das an dem anfänglichen niedrigeren zur Verfügung gestellten Elektronenstrom, zum anderen an bis jetzt ungeklärten Verhaltensweisen des Kryostaten unter



Abbildung 6.2.3: Foto des bestrahlten Ammoniaks. Zu sehen ist der Bestrahlungskontainer in einem Bad aus flüssigem Stickstoff. Die violetten Granulate sind das bestrahlte Ammoniak.

einer hohen Strahlintensität. So konnten erfolgreich neun Bestrahlungen mit einer durchschnittlichen reinen Bestrahlungszeit von circa elf Stunden durchgeführt werden. Die Bestrahlungen wurden im Mittel mit einer Pulsladung von $Q_{\text{Puls}} = 250 - 280 \text{ nC}$ durchgeführt. Während dieser Bestrahlungen wurden insgesamt 1,45 l Ammoniak bestrahlt. Nach der Bestrahlung wurde mittels einer Kernspinresonanzspektroskopie die benötigte Dichte der quasifreien polarisierbaren Elektronen, die sogenannte Spindichte, und die Polarisierbarkeit bestätigt. Die durch die Bestrahlung erreichte Dichte der spinpolarisierbaren freien Radikale betrug $4,4 \cdot 10^{19}$ pro Gramm. Optisch wird die Bestrahlung des Ammoniaks mit einem intensiven Elektronenstrahl durch die violette Verfärbung des Ammoniaks, wie in Abbildung 6.2.3, sichtbar.

6.3 Bestrahlung von Detektorkomponenten für das DEPFET Projekt

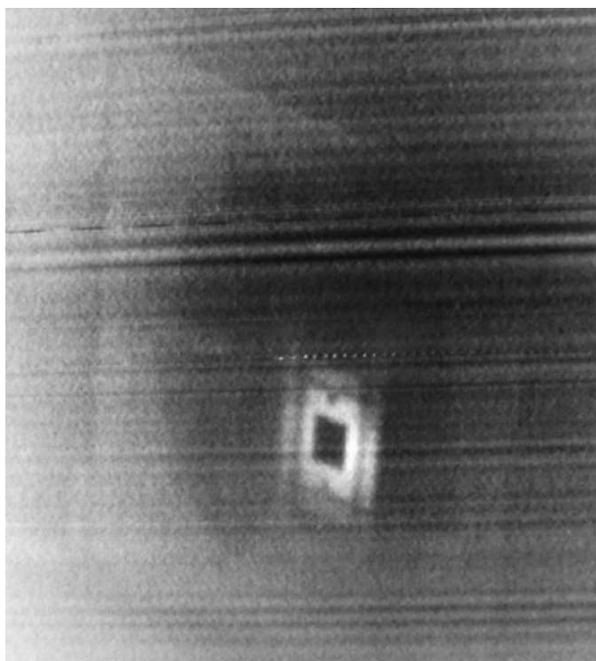


Abbildung 6.3.1: Kamerabild eines $5 \cdot 5 \text{ mm}^2$ großen DEPFET Detektors auf einer Platine zur Datenauslese während einer Bestrahlung. Das den Chip umgebene Platinenmaterial wird durch den Strahl zur Lumineszenz angeregt, während der Detektors selber nicht leuchtet. Gut zu sehen sind auch teilweise die den Chip umgebenden Leiterbahnen. Die Abmessungen der Platine selber sind nur zu erahnen.

Als zweiter Nutzerbetrieb soll in diesem Kapitel die Bestrahlung von Detektormaterialien des DEPFET-Projekts vorgestellt werden. Wie schon erwähnt soll bei diesen Bestrahlungen studiert werden, in welcher Weise sich Defekte der verwendeten Halbleitermaterialien ausbilden und mit welcher zeitlichen Entwicklung, beziehungsweise absorbierten Dosisleistung, sie dies tun. Dabei wurde eine Vielzahl von unterschiedlichen Einstellungen des Elektronenstrahls verwendet. Immer stand dabei jedoch eine möglichst niedrige Intensität und die Kenntnis über die absorbierte Dosisleistung des zu untersuchenden Materials im Vordergrund. So wurden zur Bestrahlung unterschiedlichster Aufbauten des DEPFET-Detektors unter anderem Strahlbreiten von 3 - 5 mm,

entsprechend Kapitel 5.1.2 eingestellt. In Abbildung 6.3.1 ist eine Aufnahme eines DEPFET Detektors während einer Bestrahlung mit diesen Einstellungen abgebildet.

Im Rahmen einer weiteren Bestrahlung mit einem Strahlquerschnitt von sechs Zentimetern wurde das Strahlprofil mittels einer Pindiode¹ bei einem Pulsstrom von 1 mA vermessen. In Tabelle 6.3.1 sind die Eigenschaften des Strahl, unter denen die Intensitätsverteilung des Strahls vermessen wurde, aufgeführt. Dabei entsprechen die Strahlbreiten $d_{x,y}$ den sichtbaren Ausmaßen des Strahlflecks auf einem Aluminiumoxid-Schirm. Die Pulsladung von $I = 1$ nC wurde mittels des Bergoz-Monitors bestimmt.

Parameter	Wert
d_x	6 cm
d_z	6 cm
Pulsdauer	1 μ s
Wiederholrate	25 Hz
Pulsladung	1 nC
Dosis	8,61 krad/min

Tabelle 6.3.1: Strahlparameter während der Strahlprofilmessung und weiterer Bestrahlungen für Detektormaterialien für das DEPFET-Projekt (vgl.[Mar11]).

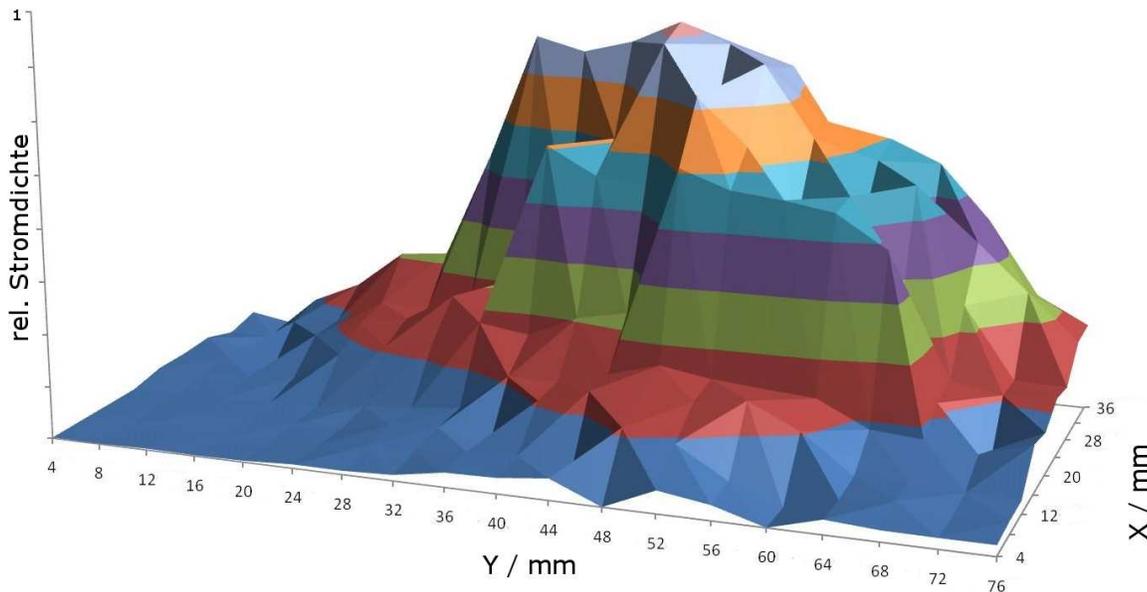


Abbildung 6.3.2: Strahlprofil aus einer Messung mit einer Pindiode durch Mitarbeiter des DEPFET Projekts [Mar11].

Aus diesen Messungen ergibt sich ein Strahlprofil, wie es in Abbildung 6.3.2 dargestellt ist. Zu erkennen ist, dass die Strahlintensität vom Rand zur Mitte hin an einem Punkt stark ansteigt.

¹Eine PIN Diode ist eine Diode, ähnlich einer normalen Diode, mit einer schwach oder undotierten Schicht zwischen der p- und n-dotierten Schicht. PIN-Dioden erfahren durch eine einfallende Strahlung eine messbare Spannungsänderung, welche zur Detektion der einfallenden Strahlung genutzt werden kann.

Somit hat der Strahl eine sehr stark definierte Strahlbreite, so dass das Stahlprofil transversal einem Rechteck-Profil ähnelt. Im Bereich der Linearbeschleunigung ist dies zu erwarten, da das Strahlprofil wie auch die Emittanz durch die emittierende Fläche der Kathode in der Elektronenquelle bestimmt wird. Transversale Strahlprofile, die einer Gaussverteilung ähneln, ergeben sich erst bei horizontaler Ablenkung und dem Auftreten von Synchrotronstrahlung. Durch die Bestrahlungen der DEPFET-Detektorkomponenten konnten erste Erfahrungen gesammelt werden, die in erster Linie dazu dienen den Messaufbau für die Studien zu optimieren. Weitere Messungen sollen in Zukunft folgen.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde an der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA ein neuer linearer Vorbeschleuniger, bezeichnet mit LINAC1, für einen sogenannten „single-bunch“- Betrieb sowie einen Hochstrombetrieb von ELSA entworfen und aufgebaut. Die einzelnen Entwicklungsschritte und die Inbetriebnahme werden in dieser Arbeit vorgestellt.

Für beschleunigerphysikalische Studien und die Erweiterung der Betriebsmöglichkeiten der Beschleunigeranlage ELSA wurde ein Konzept zur Erzeugung eines unpolarisierten Elektronenstrahls entworfen. Dieser bietet Betriebsmöglichkeiten, entweder mit einem Einzelpuls oder mit einem Langpulsmodus hoher Ströme, wie sie an der Beschleunigeranlage bisher nicht zur Verfügung gestanden haben.

Dabei wurde ein Konzept, bestehen aus einer Elektronenquelle mit einer Kathode, basierend auf einer kleinen Emissionsfläche, und longitudinale Bunching bestehend aus Prebuncher und Buncher im Injektor des Linearbeschleunigers entwickelt. Die kleine Emissionsfläche sorgt im Vergleich zur Elektronenquelle des alten Aufbaus am LINAC1 für eine verhältnismäßig kleine Emittanz. Gepaart mit dem effizienten Bunching durch Prebuncher und Buncher führt der neue Aufbau zu einem Injektor mit geringeren Strahlverlusten. Das schafft die Voraussetzungen dafür, dass ein möglichst großer Anteil des 1,5 A Pulsstroms im Einzelpuls-, beziehungsweise 900 mA im Langpulsbetrieb in das nachfolgende Synchrotron injiziert werden kann oder zu Untersuchungen am Bestrahlungsplatz zur Verfügung steht. Zur Kompensation der transversalen Strahlaufweitung im Injektor kommen Solenoide zum Einsatz. Diese gewährleisten, dass die Strahlbreite überall kleiner ist als die Apertur der Strahlführung. Strahlkorrektoren stellen sicher, dass der Strahl überall mittig innerhalb der Apertur liegt. Mit speziellen Monitorsystemen an mehreren Positionen kann die Pulslänge, der Strahlquerschnitt und die transversale Ablage kontrolliert werden.

In Simulationen wurde gezeigt, dass dieses System speziell für den Einzelpulsbetrieb, also zur Füllung nur eines Buckets, geeignet ist.

Während der Inbetriebnahme hat sich gezeigt, dass die Elektronenquelle die Anforderung nach einer Pulslänge von maximal 1 ns nicht gänzlich erfüllen kann. Dennoch kann durch den Prebuncher die Pulsdauer zum Eingang des Linearbeschleunigers auf 0,48 ns reduziert werden, was den Simulationsergebnissen sehr nahe kommt.

Nach Beschleunigung auf eine mittlere Elektronenenergie von 20 - 25 MeV soll die Energiebreite, welche durch die Verbreiterung des Energiespektrums durch den Beschleunigungsprozess zustande kommt, durch ein Energie-Kompressor-System reduziert werden. Dies gewährleistet, dass zur Injektion ins Synchrotron die maximal zulässige Energiebreite von 0,5 % bezüglich der Injektionsenergie eingehalten wird. Daraufhin wird der Elektronenstrahl zur Injektion ins

Synchrotron durch die Optik des Transferweges an die Akzeptanz des Synchrotrons angepasst, oder zum Bestrahlungsplatz geführt, an dem mit einer hohen Flexibilität der Eigenschaften des Elektronenstrahls Bestrahlungen durchgeführt werden können.

Während der Inbetriebnahme konnte die prinzipielle Funktionsfähigkeit des neuen Injektors bis hin zum Bestrahlungsplatz gezeigt werden. Trotz des nicht in Betrieb genommenen Wanderwellenbunchers konnte ein Elektronenstrom von bis zu 100 mA am Bestrahlungsplatz zur Verfügung gestellt werden. Der Strahlquerschnitt konnte von wenigen Millimetern bis hin zu einigen Zentimetern variiert werden. Eine Deformation des Strahlflecks durch die Auslenkung des Strahls mit einem Korrektordipol bestätigte hierbei die Bedeutung des derzeit fehlenden Wanderwellenbunchers.

Für die Bestrahlung des Targetmaterials Ammoniak konnte ebenso wie für die Bestrahlung der DEPFET-Detektormaterialien der benötigte Elektronenstrahl stabil, und mit den geforderten Parametern zur Verfügung gestellt werden.

Für die Nutzung des neuen Linearbeschleunigers als Vorbeschleuniger für ELSA muss der Einlenkweg ins Synchrotron aufgebaut und in Betrieb genommen werden. Dies soll bis Ende 2011 geschehen. Darüber hinaus muss im Sinne der Effizienz der Wanderwellenbuncher in Betrieb genommen und die Beschleunigungsstruktur des Energie-Kompressor-Systems ersetzt und anschließend die Funktionalität des Energie-Kompressor-Systems mittels Messung des Energiespektrums im Einlenkweg verifiziert werden. Es empfiehlt sich darüber hinaus die Strahleigenschaften hinter dem Linearbeschleuniger zu überprüfen. Dies könnte für die transversalen Eigenschaften mittels Quadrupolscan, der sogenannten „Drei-Schirm-Methode“ oder mittels eines Pepperpots geschehen. Für die longitudinalen Eigenschaften könnten ein schnelles Faraday-Cup-System am Bestrahlungsplatz oder ein weiterer breitbandiger Wandstrommonitor zum Einsatz kommen.

Für die Akkumulation eines Single-Bunches in ELSA muss zuerst der Strahl ins Synchrotron injiziert werden. Derzeit wird in das Synchrotron ohne eingeschaltete beschleunigende Hochfrequenz injiziert. Der Strahl zirkuliert während der Injektionsphase erst einige Male im Synchrotron bevor das phasenfokussierende Hochfrequenzfeld in der Beschleunigungsstrecke eingeschaltet wird. Dabei müsste ermittelt werden, ob dies zu einer zu großen longitudinalen Ausdehnung des Bunches führt. Würde dies passieren, würde der Bunch in zwei verschiedenen Buckets eingefangen. Ist dies der Fall muss in das Synchrotron bei eingeschalteter Hochfrequenzbeschleunigung in das Synchrotron injiziert werden. Dazu ist es unerlässlich, dass die Hochfrequenz des LINAC1 nicht mehr durch einen eigenen Generator generiert wird, sondern vom gleichen Generator eingespeist wird, welcher auch die Beschleunigungsstrecken im Synchrotron und Stretcherring versorgt. Somit ist gewährleistet, dass die Phasen der Hochfrequenz zwischen Bunchersystem, Linearbeschleuniger und der Beschleunigungsstrecken im Synchrotron starr aneinander gekoppelt sind. Darüber hinaus muss das Timing-System der Beschleunigeranlage so optimiert werden, dass im Stretcherring immer in das gleiche Bucket eingeschossen wird.

Abschließend bleibt festzuhalten, dass in dieser Arbeit ein funktionierendes Vorbeschleunigersystem auf Basis eines Linearbeschleunigers konzipiert, aufgebaut und erfolgreich in Betrieb genommen wurde, welches es in Zukunft in die gesamte Beschleunigeranlage zu integrieren gilt.

Literaturverzeichnis

- [A⁺68] ALTHOFF, K.-H. u. a.: The 2.5 GeV Electron Synchrotron of the University of Bonn. In: *Nucl. Inst. Meth.* 61-1 (1968)
- [Ada99] ADAMS, D.: The polarized double cell target of the SMC. In: *Nucl. Instr. and Meth. A*, 437. North-Holland Publishing Company - Amsterdam, 1999, S. 23–67
- [Ade08] ADERHOLD, Sebastian: *Ein System zur Puls- und Energiekompression am Elektronenbeschleuniger ELSA*, Universität Bonn, Diplomarbeit, 2008
- [AF66] A. FEBEL, P. L.: *Das Einlenksystem des Bonner 2,3 GeV-Elektronensynchrotrons*, Universität Bonn, Diplomarbeit, März 1966
- [Ash67] ASHLEY, J.C.: Transition Radiation from thin foils due to non-normally incident electrons. In: *Physical Review*, Vol 155, Issue 2. Health Physics Division, Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, Tennessee, USA, 1967, S. 208–210
- [BA97] B. ADEVA, et a.: *A Large Polarized Ammonia Target*. March 1997
- [BB70] BRUNET, P. ; BUFFET, X.: Electron Injectors. In: LAPOSTOLLE, Pierre M. (Hrsg.): *Electron Linear Accelerators*. North-Holland Publishing Company - Amsterdam, 1970, S. 237ff
- [Ber08] BERGOZ, J.: Beam Charge Monitor (Modular Electronics) Integrate-Hold-Reset User's Manual / Bergoz Instrumentation. 2008. – Forschungsbericht
- [Bol08] BOLDT, Oliver: *Ein breitbandiger Wandstrommonitor für ELSA*, Universität Bonn, Diplomarbeit, 2008
- [Bri48] BRINKMANN, R.: Conceptual Design of a 500 GeV $e^+ e^-$ Linear Collider with Integrated X-Ray Laser Facility / DESY. Design Report 1997-048. – Forschungsbericht
- [Chi11] CHILD, C.D.: Discharge from Hot CaO. In: *Physical Review (Series I)* 32, Nr. 5. The American Physical Society, 1911, S. 450–486
- [CT06] CHAO, A.W. ; TINGER, M.: *Handbook of accelerator physics and engineering*. World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 2006
- [D⁶⁰] DÔME, G.: Electron bunching by uniform sections of disk-loaded waveguide / Stanford University. 1960. – Forschungsbericht
- [Duf94] DUFF, J. L.: Longitudinal beam dynamics in circular accelerators. In: TURNER, S. (Hrsg.): *Cern Accelerator School: Fifth general accelerator physics course, Vol I*. CERN, 1994, S. 289ff

- [Ebe10] EBERHARDT, Maren: *Messung und Korrektur der Arbeitspunkte während der Energierampe am Stretcherring von ELSA*, Universität Bonn, Diss., 2010
- [Els09] ELSNER, D.: Lineary polarized photon beams at ELSA and measurement of the beam asymmetry in π^0 photoproduction off the proton. In: *Eur. Phys. J. A* 39 (2009), S. 373–381
- [Eng08] ENGELMANN, F.G.: *Schaltplan*. Intern, 2008
- [For08] FORCK, P.: Lecture Notes on Beam Instrumentation Diagnostics / Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI), Darmstadt. 2008. – Forschungsbericht
- [Fra65] FRANK, I.M.: Transition Radiation and optical properties of Matter. In: *Sov. Phys Uspekhi*, 8, Number 5. Usp. Fiz. Nauk 87, 189, 1965, S. 729–742
- [Gen01] GENTNER, M.: *Präparation von Teilchenstrahlen für Experimente der Hadronenphysik: langsame Extraktion an ELFA@DESY und ELSA, sowie Strahlkühlung an HERA*, Universität Bonn, Diss., 2001
- [Her70] HERMINGHAUS, H.: MUELL: Niederschrift von Überlegungen zur Theorie der Nebeneffekte von Elektronen-Linacs / MAMI. 1970. – Forschungsbericht
- [Her79] HERRMANSELDT, William B.: Electron trajectory Programm / Stanford Linear Accelerator Center. 1979. – Forschungsbericht. – SLAC-Report 226
- [Her88] HERMANSELDT, W.B.: EGUN - An electron optics and gun design program / Stanford Linear Accelerator Center. 1988. – Forschungsbericht. – SLAC Report 331
- [Hil00] HILLERT, W.: *Erzeugung eines Nutzstrahls spinpolarisierter Elektronen mit der Beschleunigeranlage ELSA*, Universität Bonn, Diss., 2000
- [Hil04] HILLERT, Wolfgang: *Particle Accelerator Physics I*. Vorlesungsskript Sommersemester 2004, Physikalisches Institut der Universität Bonn, 2004
- [Hil06] HILLERT, W.: The Bonn Electron Stretcher Accelerator ELSA: Past and future. In: *Eur. Phys. J. A* 28 (2006), S. 139 – 148
- [Hin97] HINTERBERGER, Frank: *Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik*. Springer Verlag, Berlin Heidelberg, 1997
- [Hof10a] HOFMANN, A.: *Bestimmung der Emittanz der neuen Elektronenquelle für ANKA*. Vortrag DPG Tagung 2010, 2010
- [Hof10b] HOFMANN, Nadine: *Aufbau eines Strahldiagnosesystems am LINAC I an ELSA*, Universität Bonn, Diplomarbeit, 2010
- [IA06] I.PODADERA ALISEDA, R. Fandos E. Jensen L. Sorby I. S. F. Caspers C. F. Caspers: Status of the design of a Wide Band beam Current Monitor (WBCM) for EUROTeV / CERN A&B Department. 2006. – Forschungsbericht
- [JD95] J. DURAND, M. W. T. Tardy T. T. Tardy: A 10 GHz Wall Current Monitor. In: *CERN PS/LP/Note*. 1995, S. 95ff
- [JK87] J. KEMMER, G. L.: New detector concepts. In: *Nucl. Instr. and Meth. A* 253 (1987), S. 365–377

- [Joh90] JOHNSON, C.D.: The Development and Use of Alumina Ceramic Fluorescent Screens / CERN. 1990. – Forschungsbericht
- [Kai73] KAISER, Karl-Heinz: *Berechnung und Aufbau eines Systems zur Verbesserung der Energieschärfe des Mainzer 300 MeV-Elektronenlinearbeschleunigers*, Johannes Gutenberg Universität Mainz, Diss., Oktober 1973
- [Kam09] KAMMER, Susanne: *Strahlpolarimetrie am CBELSA/TAPS Experiment*, Universität Bonn, Diss., Oktober 2009
- [Kei00] KEIL, Joachim: *Messung, Korrektur und Analyse der Gleichgewichtsbahn an der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA*, Universität Bonn, Diss., Juli 2000
- [Kla06] KLARNER, Fabian: *Ein neues Injektorsystem zur Erzeugung von Einzelpulsen für den Elektronenbeschleuniger ELSA*, Universität Bonn, Diplomarbeit, 2006
- [Knö95] KNÖCHLEIN, G.: Photo- and electroproduction of eta mesons. In: *Z. Phys. A 352* (1995), S. 327–343
- [Krö09] KRÖNUNG, Dominik: *Ein Energie-Kompressor-System für die Beschleunigeranlage ELSA*, Universität Bonn, Diplomarbeit, 2009
- [Kro06] KROYER, T.: A Structure for a Wide Band Wall Current Monitor / CERN A&B Department. 2006. – Forschungsbericht
- [Lan13] LANGMUIR, I.: The Effect of Space Charge and Residual Gases on Thermionic Currents in High Vacuum. In: *Physical Review (Series II) 2, Nr. 6, 1913*. The American Physical Society, 1913, S. 450–486
- [Lüc93] LÜCK, Rainer: *Entwurf eines Energie-Kompressor-Systems unter Verwendung eines Alphemagneten als Debuncher für die Bonner Beschleunigeranlage ELSA*, Universität Bonn, Diplomarbeit, März 1993
- [Lei70] LEISS, J.E.: Beam loading and transient behavior in traveling wave electron linear accelerators. In: P.M. LAPOSTOLLE, A.L. S. (Hrsg.): *Linear Accelerator*. North Holland Publ. Co., 1970, S. 147ff
- [LW75] L. WARTSKI, et a.: Interference phenomenon in optical transition radiation and its application to particle beam diagnostics and multiple-scattering measurements. In: *Journal of applied physics, Vol. 46, Number 8*. American Institute of physics, 1975, S. 3644–3653
- [Mar11] MARIÑAS, Carlos: *Status of the irradiation facility at ELSA (Bonn)*. 7th International Workshop on DEPFET Detectors and Applications , Ringsberg, 2011
- [MC93] M. CASTELLANO, et a.: Commissioning and performance of a low emittance, long pulse electron gun for the superconducting linac LISA. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, Vol 332, Issue 3*. North-Holland Publishing Company - Amsterdam, 1993, S. 354–362
- [Mey04] MEYER, W.: Ammonia as a polarized solid target material - a review. In: *Nucl. Instr. and Meth. A, 526*. North-Holland Publishing Company - Amsterdam, 2004, S. 12–21

- [Nec93] NECKENIG, M.: *Theoretische und experimentelle Untersuchungen zur Verbesserung der Zeitsstruktur des extrahierten Strahles aus dem Stretcherring ELSA*, Universität Bonn, Diss., 1993
- [Nef08] NEFF, B.: *Konstruktionszeichnung*. Intern, 2008
- [Nol80] NOLDEN, Fritz: *Optimierung des Einlenkweges für ein Energie-Kompressor-System am Bonner 2,5-GeV Synchrotron*, Universität Bonn, Diplomarbeit, August 1980
- [Pat09] PATZELT, Stefan: *Eine neue externe Strahlführung für Detektortests an ELSA*, Universität Bonn, Diplomarbeit, November 2009
- [Pie54] PIERCE, J. R.: *Theory and Design of Electron Beams*. 2. New York : D. Van Nostrand Company, 1954
- [Pie03] PIEL, Christian: *Konzeption, Aufbau und Test eines Elektronenlinearbeschleunigers für eine Synchrotronstrahlungsquelle der 3. Generation*, Universität Dortmund, Diss., Juli 2003
- [Rae01] RAECKE, Karsten: *Studien zum Aufbau eines neuen 80 MeV-Injektors und eines neuen Injektionsschemas für das Synchrotron der Bonner Beschleunigeranlage ELSA*, Universität Bonn, Diss., 2001
- [Rei81] REICHMANN, Karl: *Entwurf und Aufbau eines Energiekompressors für den Vorbeschleuniger am Bonner 2,5 GeV-Synchrotron.*, Universität Bonn, Diss., 1981
- [Rei10] REINSCH, Christine: *Pulsformung am Linearbeschleuniger I der Beschleunigeranlage ELSA*, Universität Bonn, Bachelor-Arbeit, 2010
- [RH70] R.H. HELM, R. M.: Particle Dynamics. In: P.M. LAPOSTOLLE, A.L. S. (Hrsg.): *Linear Accelerator*. North Holland Publ. Co., 1970, S. 115ff
- [Ric06] RICE, D.: Orbit and Lattice Function Measurement. In: A.W. CHAO, M. T. (Hrsg.): *Handbook of Accelerator Physics and Engineering*. World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd, 2006, S. 295
- [RJ03] R. JUNG, S. H. G. Ferioli F. G. Ferioli: Single pass optical profile monitoring / CERN. 2003. – Forschungsbericht
- [Rot11] ROTH, A.: *Multibunch-Feedbacksysteme für ELSA*. Diss., in Vorbereitung, 2011
- [San70] SANDS, M.: The physics of electron storage rings, An introduction / SLAC. 1970. – Forschungsbericht
- [Sch92] SCHNEIDER, Wilfried: *Entwurf einer Strahloptik für den Transferkanal zwischen dem LINAC 2 und dem 2,5 GeV-Synchrotron*, Universität Bonn, Diplomarbeit, Oktober 1992
- [Sch03] SCHMIDT, F.: *MAD-X User's guide, Version 2.12*. 2003
- [Sla50] SLATER, J.C.: *Microwave Electronics*. D. Van Nostrand Company, Inc., 1950
- [SY94] SCHMITZ, M. ; YEREMIAN, D.: The injector for the S-Band test linac at DESY / Deutsches Elektronen Synchrotron (DESY), Stanford Linear Accelerator Center (SLAC). 1994. – Forschungsbericht

-
- [Uns90] UNSER, K.B.: Measuring bunch intensity, beam loss and bunch lifetime in LEP. In: *EPAC1990 Proc.* (1990), S. 786–788
- [Wan98] WANGLER, T.P.: *RF Linear Accelerators*. New York, USA : John Wiley & Sons Inc, 1998
- [WC97] W. CHIANG, F. T.: Completeness Rules for Spin Observables in Pseudoscalar Meson Photoproduction. In: *Phys. Rev C 55* (1997), S. 2054 – 2066
- [Wie93] WIEDEMANN, H.: *Particle Accelerator Physics: Basic Principles and Linear Beam Dynamics*. Berlin, Heidelberg, New York : Springer, 1993
- [Wil92] WILLE, Klaus: *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*. Stuttgart : B.G.Teubner, 1992
- [Zan08] ZANDER, Sven: *Strahlendiagnose mit Synchrotronlichtmonitoren an der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA*, Universität Bonn, Diplomarbeit, Februar 2008

Danksagung

Abschließend möchte ich allen danken, die zum erfolgreichen Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Herrn Priv.-Doz. Dr. W. Hillert möchte ich für die Vergabe des interessanten Themas, die Betreuung der Arbeit sowie die umfangreiche Unterstützung in der Entwicklung und im Aufbau des neuen LINAC1 danken. Insbesondere bedanke ich mich für die vielseitige Entwicklungsmöglichkeiten, die es mir unter anderem ermöglichten an Konferenzen teilzunehmen und auch außerhalb der Universität Bonn Kontakte zu knüpfen.

Bei Herrn Prof. Dr. R. Beck möchte ich mich für die Übernahme des Koreferates bedanken. Des weiteren möchte ich Herrn Prof. Dr. U. Meißner und Herrn Prof. Dr. M. Solga dafür danken, dass sie sich bereit erklärt haben Mitglieder der Promotionskommission zu werden.

Herrn Dr. Frommberger und Herrn Dr. Dieckmann danke ich für viele interessante Diskussionen auf wissenschaftlicher Ebene und Hilfestellungen in programmier- und elektrotechnischen Fragestellungen.

Herr Dipl.-Ing. B. Neff möchte ich für die große Unterstützung beim Aufbau des gesamten Vorbeschleunigersystems danken. Ohne seine Kenntnisse im mechanischen Ingenieurwesen wäre ein Aufbau in dieser Präzision nicht möglich gewesen. Ebenso danke ich Herrn Dipl.-Ing. F.G. Engelman für die Unterstützung bei anlagentechnischen Problemstellungen.

Nicht weniger danke ich der gesamten technischen Mannschaft der Beschleunigeranlage, die oft die Suppe löffeln mussten, die ich eingeschickt hatte.

Auch den Wissenschaftlern der ELSA-Gruppe gilt mein Dank für die tolle Atmosphäre innerhalb der Gruppe und die vielen spannenden Diskussionen. Sebastian Aderholdt, Dominik Krönung, Nadine Hofmann und Christine Reinsch danke ich für ihre Beiträge zur Entstehung des neuen Vorbeschleunigersystems. Oliver Boldt, Dominik Heiliger, Sven Zander, André Roth, Rebekka Zimmermann, Maren Eberhardt, Holger Eberhardt, Thorsten Pusch und Stefan Runkel danke ich für das Korrekturlesen dieser Arbeit.

Oliver Boldt, Sven Zander, Dominik Krönung, Nadine Hofmann, Sebastian Aderholdt, Rebekka Zimmermann und Aziz Lazaar danke ich für die schöne Zeit im Büro.

Ein unschätzbare Dank gilt meiner Frau und meinen Kindern, die so manche grauen Tage bunter machten. Außerdem danke ich meinen Eltern, die es mir erst ermöglicht haben, dort zu sein, wo ich jetzt bin.

Abschließend wünsche ich Sebastian Mey und Manuel Schedler, die mit dem weiteren Ausbau des Linac1 und der Injektion in das Synchrotron betreut wurden viel Erfolg für die Fortsetzung der Arbeiten am LINAC1.