

Studien zur Single-Bunch-Akkumulation an der Beschleunigeranlage ELSA

Sebastian Mey

Diplomarbeit in Physik
angefertigt im Physikalischen Institut

vorgelegt der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität
Bonn

August 2012

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie die Zitate kenntlich gemacht habe.

Referent: Priv. Doz. Dr. Wolfgang Hillert

Koreferent: Prof. Dr. Rudolf Maier

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Anforderungen an den Injektor	5
2.1	Longitudinaler Phasenraum in Kreisbeschleunigern	5
2.2	Longitudinaler Phasenraum in Linearbeschleunigern	8
2.3	Anforderungen an den Injektor bei der Single-Bunch-Akkumulation	9
3	LINAC1 als Single-Bunch Injektor	13
3.1	Der Injektor	13
3.1.1	Die Elektronenquelle	15
3.1.2	Das Bunchingsystem	15
3.1.3	Strahldiagnose im Injektor	19
3.2	Der Linearbeschleuniger	21
3.3	Der Transferkanal	22
3.3.1	Das Energie-Kompressor-System	22
3.3.2	Strahldiagnose im Transferkanal	24
3.3.3	Messung des Energiespektrums des Linearbeschleunigers	25
4	Das Trigger-System zur Single-Bunch-Akkumulation	27
4.1	Der Beschleunigungszyklus im Synchrotron	27
4.2	Generierung eines Trigger-Pulses zur Single-Bunch-Akkumulation	30
4.3	Generierung eines Triggerpulses zur Synchrotron-Extraktion	32
5	Aktueller Status des LINAC1	35
5.1	Die Entwicklung der Bunchlänge im Kurzpuls-Modus	35
5.2	Das Energiespektrum eines Linearbeschleunigers	37
6	Zusammenfassung und Ausblick	41
A	Schaltpläne	43
B	Quellcode zur automatischen Aufnahme eines Energiespektrums am LINAC2 [12]	47
	Literatur	51
	Danksagung	53

Kapitel 1

Einleitung

Die Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA des Physikalischen Instituts der Universität Bonn besteht aus drei aufeinanderfolgenden Beschleunigungsstufen, wie in Abbildung 1.1 gezeigt wird. Strahlpulse von 1 ns bis 3 μ s Dauer aus einer der drei Elektronenquellen werden im jeweiligen Linearbeschleuniger auf eine Energie von 20 MeV bzw. 26 MeV beschleunigt und über mehrere Umläufe hinweg in das *Booster-Synchrotron* injiziert. Dort erfolgt dann stromnetzsynchron alle 20 ms ein Beschleunigungszyklus auf Energien von typischerweise 1,2 GeV. Dies definiert einen *Injektionsschuss* in die nachfolgende Beschleunigerstufe.

Die einzelnen Injektionsschüsse werden im *Stretcherring* akkumuliert und die gespeicherten Elektronen können auf die maximale Energie der Anlage von 3,5 GeV nachbeschleunigt werden. Anschließend kann der Elektronenstrahl zu den Experimenten der Hadronenphysik oder zukünftig auch zum Messplatz für Detektortests extrahiert werden.

Je nach Anforderung der Experimente sind verschiedene Betriebsmodi der Anlage möglich:

- Für den *Syli-Modus* (vgl. Abbildung 1.2a) werden so lange Injektionsschüsse aus dem Synchrotron akkumuliert, bis der Strahlstrom eine vorher eingestellte Schwelle von typischerweise 50 mA erreicht hat. Danach erfolgt die Nachbeschleunigung auf die gewünschte Energie, auf der der Strahl anschließend mehrere Stunden gespeichert wird. Dieser Betriebsmodus wurde früher für Synchrotronlichtexperimente benutzt, heute wird er aufgrund der möglichen langen Messzeiten am internen Strahl für beschleunigerphysikalische Studien genutzt.
- Im *Booster-Modus* (vgl. Abbildung 1.2b) wird der Stretcherring durch Akkumulation von sieben bis acht Injektionsschüssen homogen gefüllt. Nach anschließender Nachbeschleunigung wird der Strahl auf einer drittelzahligen, optischen Resonanz angeregt und langsam – über einen Zeitraum von mehreren Sekunden – zu den Experimenten extrahiert. Dadurch ergibt sich ein *Tastverhältnis*, das Verhältnis vom Zeitraum, in dem tatsächlich ein Elektronenstrahl am Experiment zur Verfügung steht, zur gesamten Experimentierzeit, von etwa 75 %.
- Im *Stretcher-Modus* (vgl. Abbildung 1.2c) werden die Injektionsschüsse ohne Nachbeschleunigung im Stretcherring akkumuliert und mittels der oben beschriebenen *Resonanzextraktion* zu den Experimenten extrahiert. Ohne Nachbeschleunigung ergibt sich ein Tastverhältnis von nahezu 100 %.

Momentan wird an ELSA an einer Erhöhung des internen Strahlstroms von aktuell typischerweise 20 mA auf bis zu 200 mA gearbeitet. Dabei treten vermehrt Strahlinstabilitäten auf, die eine Speicherung und Nachbeschleunigung im Stretcherring verhindern. Diese müssen zunächst untersucht und im nächsten Schritt dann vermieden bzw. unterdrückt werden, bevor ein stabiler Hochstrombetrieb möglich wird.

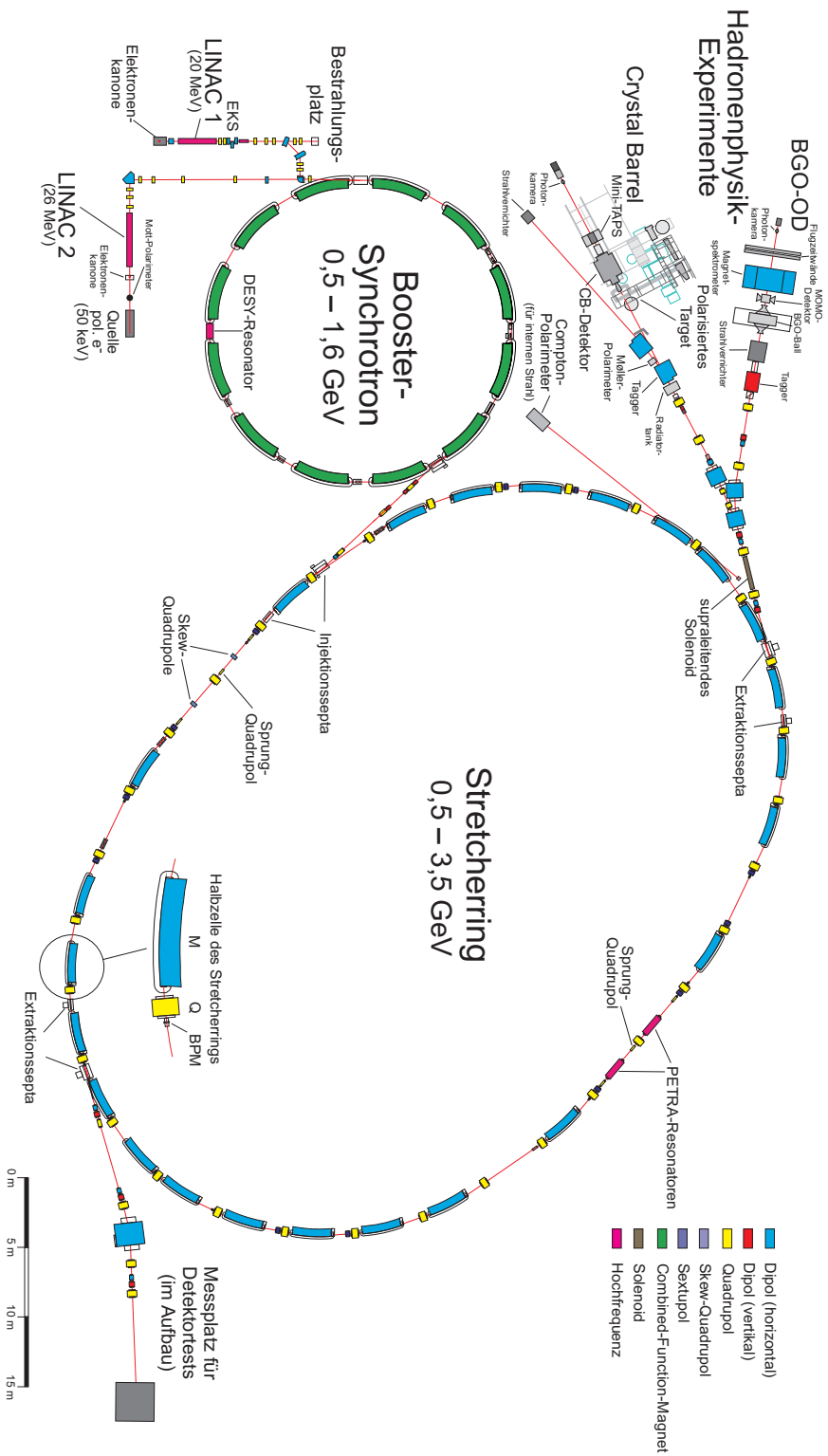
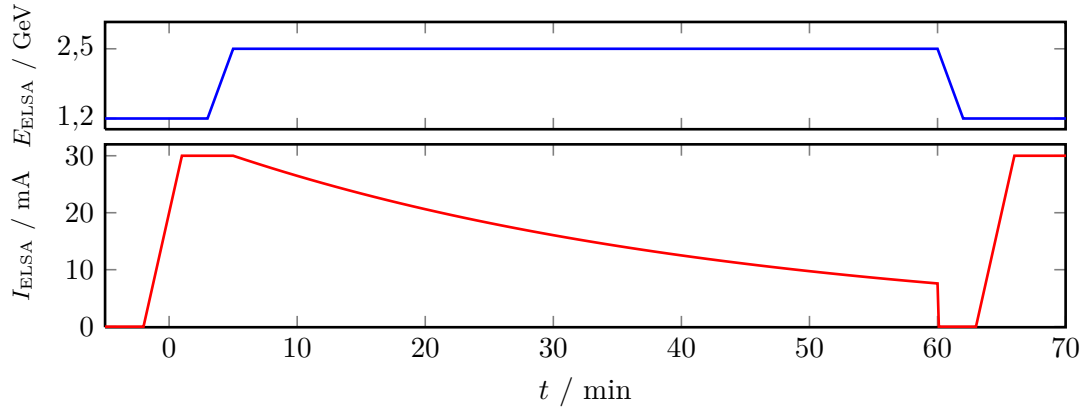
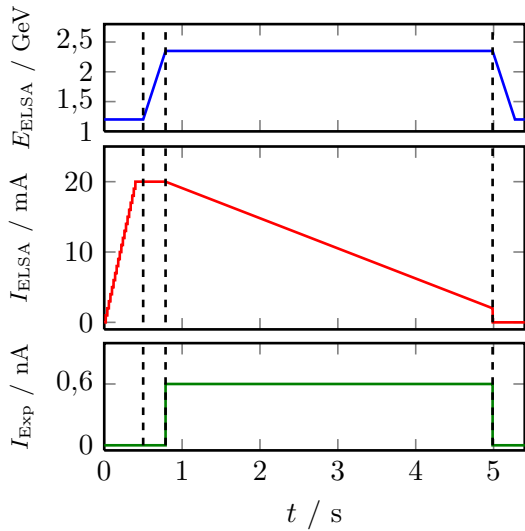


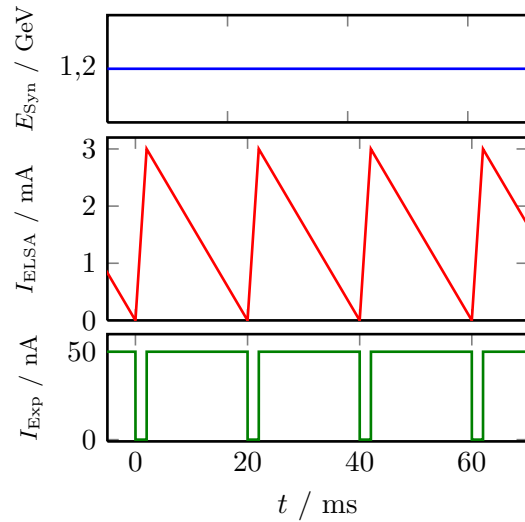
Abbildung 1.1: Übersicht der Elektronen-Strecher-Anlage ELSA des Physikalischen Instituts der Universität Bonn.



(a) Speicherring-Modus (*Syli-Modus*)



(b) Nachbeschleunigungsmodus (*Booster-Modus*)



(c) Stretcher-Modus

Abbildung 1.2: Die Betriebsmodi der Beschleunigeranlage ELSA. I_{ELSA} bezeichnet den internen Strahlstrom im Stretcherring (—), I_{Exp} den zu den Experimentierplätzen extrahierten Strom (—) und E_{ELSA} die Energie der im Stretcherring gespeicherten Elektronen (—). Bei den skizzierten Kurven handelt es sich um typische Verläufe für I_{ELSA} , I_{Exp} und E_{ELSA} [13].

Durch Beschleunigung der Elektronen mittels longitudinaler Wechselfelder in Hochfrequenzresonatoren wird der Elektronenstrahl mit der Frequenz des elektrischen Feldes moduliert und in *Bunche*¹ unterteilt. Strahlinstabilitäten entstehen einerseits durch Wechselwirkung der Bunche untereinander, dies führt zu sogenannten *Multi-Bunch-Instabilitäten*. Andererseits wechselwirken die einzelnen Bunche mit Elementen der Beschleunigeranlage, was zu Schwingungen der Elektronen innerhalb der Bunche und zu sogenannten *Single-Bunch-Instabilitäten* führt. Um die Single-Bunch-Instabilitäten dezidiert zu untersuchen, müssen Multi-Bunch-Effekte verhindert werden. Dies erfordert einen einzelnen umlaufenden Bunch im Stretcherring mit ausreichend hohem Strahlstrom, um überhaupt Instabilitäten zu beobachten.

Dazu wird ein neuer Betriebsmodus der Beschleunigeranlage aufgebaut, die sogenannte *Single-Bunch-Akkumulation*, in der viele Injektionsschüsse in einem einzelnen Bunch im Stretcherring konzentriert werden. Hierfür wird ein neuer Injektor am Linearbeschleuniger benötigt, der kurze *Makropulse* mit Pulslängen von etwa 1 ns erzeugt. Außerdem muss ein neues *Timing-System* zu Akkumulation der komprimierten Injektionsschüsse in einem Teichenpaket im Stretcherring entwickelt werden.

Der neue Injektor soll im geplanten Hochstrombetrieb auch die Injektion im Booster-Modus gewährleisten. Um das Tastverhältnis nicht zu verschlechtern, kann nicht einfach die Anzahl der injizierten Schüsse erhöht werden bis der geforderte hohe Strom erreicht ist, sondern es muss die Ladung in den einzelnen Schüssen erhöht werden. Daher muss der neue Injektor neben einem *Kurzpuls-Modus* zur Single-Bunch-Akkumulation auch über einen *Langpuls-Modus* mit Makropulsen mit einer Dauer von einigen μs bei maximalem Strahlstrom verfügen.

Aufgebaut wurde der neue Injektor in den letzten Jahren am *LINAC1*². Nur der eigentliche Linearbeschleuniger mit seiner Hochfrequenzversorgung wird weiterhin benutzt. Neben dem Injektor wurde auch der Transfer ins Booster-Synchrotron im Hinblick auf eine maximierte Injektionseffizienz komplett neu konzipiert.

In der vorliegenden Arbeit wird insbesondere auf den Kurzpulsmodus eingegangen. Der aktuelle Stand des Aufbaus am LINAC1 wird beschrieben und Messungen dazu werden präsentiert. Weiterhin wird ein Modell für ein Timing-System zur Single-Bunch-Akkumulation entwickelt.

¹ aus dem Englischen für Elektronenpakete

² aus dem Englischen für **L**inear **A**ccelerator 1

Kapitel 2

Anforderungen an den Injektor

Um Elektronen in einem einzelnen Paket im Stretcherring zu akkumulieren, muss die longitudinale Verteilung der Elektronen im Beschleunigerring bekannt sein. Daher wird hier zunächst auf die Longitudinale Strahldynamik in Kreisbeschleunigern eingegangen. Daraus werden dann die Anforderungen für die Single-Bunch-Akkumulation abgeleitet.

2.1 Longitudinaler Phasenraum in Kreisbeschleunigern

Die Beschleunigung in einem Kreisbeschleuniger erfolgt in Hochfrequenzresonatoren durch eine sinusförmige Beschleunigungsspannung:

$$U(t) = U_0 \sin(\omega_{\text{HF}}t). \quad (2.1)$$

Eine stabile Beschleunigung der Elektronen kann nur erfolgen, wenn die mittlere Phase der Elektronen bezüglich der Beschleunigungsspannung konstant bleibt. Daher müssen die beschleunigende Hochfrequenz ω_{HF} und die Umlauffrequenz ω_{u} ein ganzzahliges Verhältnis zueinander haben. Man bezeichnet es als *harmonischen Zahl* des Beschleunigerrings:

$$h = \frac{\omega_{\text{HF}}}{\omega_{\text{u}}}. \quad (2.2)$$

Die nicht verschwindende Impulsverteilung der Elektronen in einem Bunch führt zu abweichenden Phasen im Vergleich zu einem idealen *Sollteilchen* auf der *synchronen Sollphase* Ψ_{s} . Die Ablenkung der Elektronen auf eine geschlossene Bahn erfolgt durch magnetische Dipolfelder, ist deshalb impulsabhängig und führt wegen der konstanten Geschwindigkeit hochrelativistischer Teilchen zu Abweichungen in deren Umlaufzeit. Der Zusammenhang zwischen relativer Impulsabweichung der Elektronen vom Sollteilchen und relativer Abweichung der Umlaufzeit wird nach [19] mit Hilfe des *Momentum Compaction Factors* α_{c} und dem LORENTZ-Faktor γ durch die *Frequenzdispersion* η_{c} gegeben und hängt nur von der Magnetoptik im Beschleuniger ab:

$$\frac{\Delta T}{T_0} = \left(\alpha_{\text{c}} - \frac{1}{\gamma^2} \right) \frac{\Delta p}{p_0} = -\eta_{\text{c}} \frac{\Delta p}{p_0}. \quad (2.3)$$

Elektronen mit $\Delta p/p_0 > 0$, also mit einem größeren Impuls als der des Sollteilchens, laufen auf einer Dispersionsbahn mit einem größeren Umfang als der des Sollteilchens um und haben dementsprechend eine längere Umlaufzeit. Sie kommen zu einem späteren Zeitpunkt am Resonator an als das Sollteilchen und haben somit eine größere Phase $\Psi_1 = \Psi_{\text{s}} + \Delta\Psi$. Wie in Abbildung 2.1a gezeigt, entspricht dies einer kleineren Beschleunigungsspannung und die

Elektronen erfahren dadurch einen geringeren Energiegewinn als das Sollteilchen:

$$\Delta E = eU_0 \sin(\Psi_s + \Delta\Psi). \quad (2.4)$$

Nach einigen weiteren Umläufen befinden sich diese Elektronen auf einer Dispersionsbahn kleineren Umfangs, erreichen den Resonator vor dem Sollteilchen mit einer Phase Ψ_2 (siehe Abbildung 2.1a) und erfahren einen größeren Energiegewinn. Insgesamt führen die Elektronen inkohärente, longitudinale *Synchrotronschwingungen* um die Sollphase aus. Die Phasen der einzelnen Elektronen werden also um die Sollphase fokussiert.

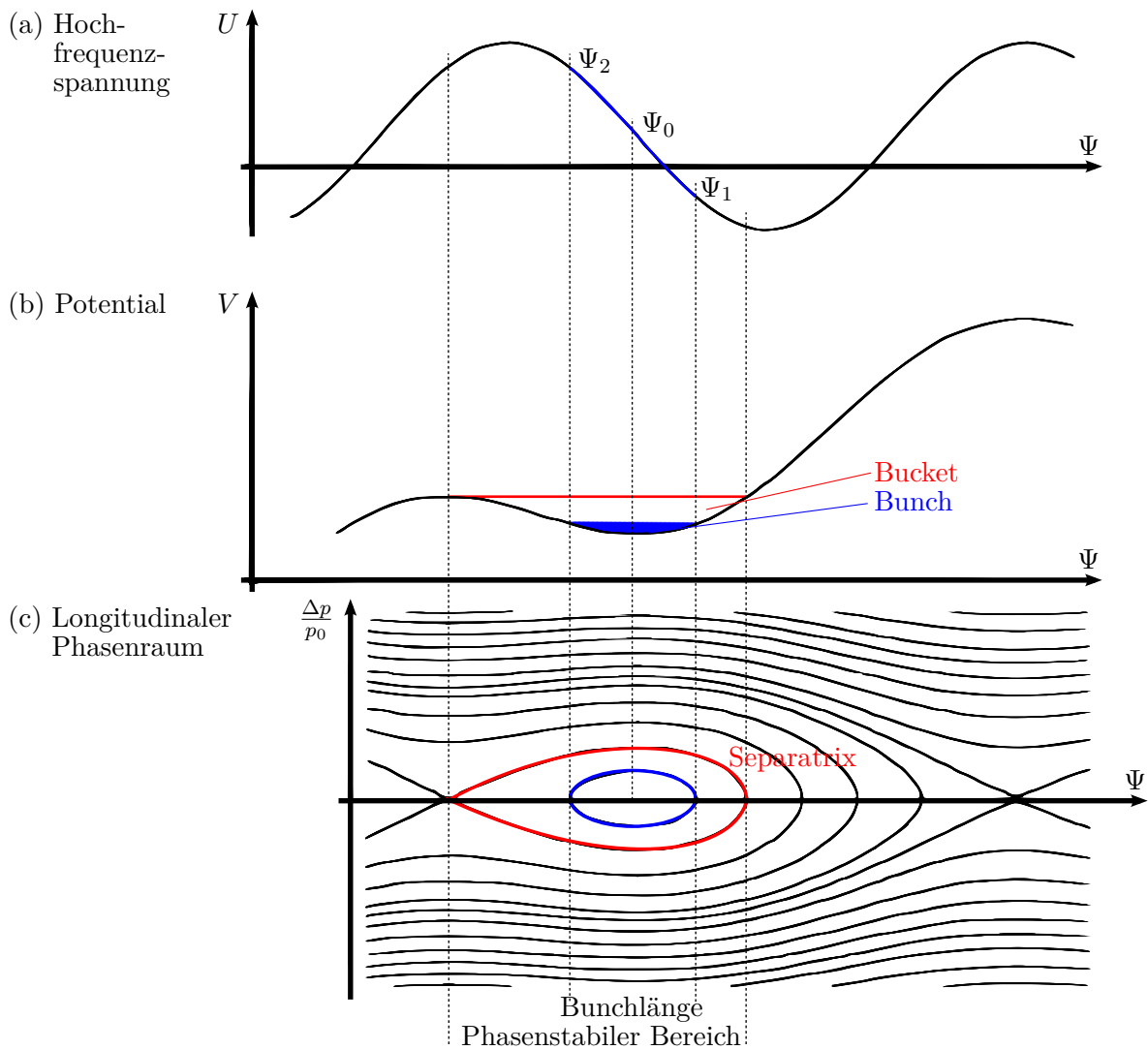


Abbildung 2.1: Der Zusammenhang zwischen Beschleunigungsspannung, Potential und longitudinalem Phasenraum in Kreisbeschleunigern [18].

Für kleine Amplituden $\Delta\Psi$ der Synchrotronschwingung werden die Elektronen stabil im Beschleuniger gehalten. Die Bewegungsgleichung wird nach [19] annähernd mittels einer ge-

dämpften harmonischen Schwingung beschrieben:

$$\Delta\ddot{\Psi} + \frac{1}{T_0} \left. \frac{dW}{dE} \right|_{E_0} \Delta\dot{\Psi} + \frac{\omega_u^2 h \eta_c e}{2\pi\beta^2 E_0} U_0 \cos \Psi_s \Delta\Psi = 0. \quad (2.5)$$

Damit ergibt sich die Kreisfrequenz der Synchrotronschwingung

$$\Omega_s = \sqrt{\frac{\omega_u^2 h \eta_c e}{2\pi\beta^2 E_0} U_0 \cos \Psi_s}. \quad (2.6)$$

Der Koeffizient der ersten zeitlichen Ableitung der Amplitude beschreibt den Energieverlust durch *Synchrotronlichtabstrahlung* und wird als *Dämpfungskonstante* bezeichnet:

$$\alpha_s = - \frac{1}{2T_0} \left. \frac{dW}{dE} \right|_{E_0}. \quad (2.7)$$

Elektronen mit zu großer longitudinaler Schwingungsamplitude verlassen den phasenstabilen Bereich und können nicht mehr stabil im Beschleuniger gehalten werden. Die Näherung der harmonischen Schwingung ist nicht mehr gültig. Die vergleichsweise geringe Dämpfung kann jetzt vernachlässigt werden, dadurch lässt sich die Bewegungsgleichung nach [19] als

$$\Delta\ddot{\Psi} + \frac{\Omega_s^2}{\cos \Psi_s} (\sin \Psi + \sin \Psi_s) = 0. \quad (2.8)$$

schreiben. Durch direkte Integration ergibt sich die potentielle Energie der Beschleunigungsspannung zu

$$\underbrace{\frac{1}{2} \Delta\dot{\Psi}^2}_{\text{kinetische Energie}} - \underbrace{\frac{\Omega_s^2}{\cos \Psi_s} (\cos \Psi + \Psi \sin \Psi_s)}_{\text{potentielle Energie}} = 0. \quad (2.9)$$

Der Potentialtopf (siehe Abbildung 2.1b) wird aus dem Englischen kommend als *Bucket* bezeichnet, das stabile Teilchenensemble innerhalb des Buckets als *Bunch*. Im longitudinalen Phasenraum ergeben sich für stabil im Beschleuniger umlaufende Teilchen geschlossene Trajektorien. Die *Separatrix* trennt die stabilen von den instabilen, offenen Trajektorien, wie in Abbildung 2.1c gezeigt wird.

Die Länge eines Buckets, also die Phasenbreite der Separatrix, wird neben der Magneto-optik im Beschleuniger nur von der beschleunigenden Hochfrequenz bestimmt. Dazu wird der *Überspannungsfaktor* als Verhältnis zwischen Amplitude der Hochfrequenz und der gewünschten Beschleunigungsspannung definiert:

$$q = \frac{eU_0}{eU_0 \sin \Psi_s} = \frac{1}{\sin \Psi_s}. \quad (2.10)$$

Der Überspannungsfaktor legt die Sollphase und damit die Phasenbreite des Buckets fest. Diese ergibt sich nach [11] für ultrarelativistische Teilchen aus der *Energieakzeptanz* $(\Delta E/E_0)_{\max}$:

$$\Delta\Psi_{\max} = \frac{\eta_c h \omega_u}{\Omega_s} \left(\frac{\Delta E}{E_0} \right)_{\max} = \frac{\eta_c h \omega_u}{\Omega_s} \sqrt{\frac{eU_0 \sin \Psi_s}{\pi h \eta_c E_0} F(q)}. \quad (2.11)$$

Dabei stellt $F(q)$ die Überspannungsfunktion dar:

$$F(q) = 2 \left(\sqrt{q^2 - 1} - \arccos \frac{1}{q} \right). \quad (2.12)$$

2.2 Longitudinaler Phasenraum in Linearbeschleunigern

Bei dem an ELSA eingesetzten Linearbeschleuniger handelt es sich um eine *Wanderwellenstruktur*, bei der am Anfang der Struktur eine elektromagnetische Welle eingekoppelt wird, die am Ende wieder ausgekoppelt bzw. absorbiert wird. Die Überlegungen im folgenden Abschnitt sind auf diesen Beschleunigertypen beschränkt, lassen sich aber teilweise auch auf Beschleuniger mit stehenden Hochfrequenzwellen verallgemeinern.

In Linearbeschleunigern entsteht die *Phasenfokussierung* durch Variation der Elektronengeschwindigkeit relativ zur Phasengeschwindigkeit der beschleunigenden Hochfrequenzwelle. Im nichtrelativistischen Fall werden Elektronen mit höherer Energie als die des Sollteilchens auch eine höhere Geschwindigkeit als dieses haben und diesem vorauslaufen. Die Beschleunigung auf der Flanke der Hochfrequenzwelle ist damit so lange geringer als die des Sollteilchens, bis sie von der Hochfrequenzwelle überholt werden. Dadurch kommt es wiederum zu einer stärkeren Beschleunigung. Insgesamt ergeben sich auch hier Oszillationen um die Sollphase. Für kleine Amplituden sind die Trajektorien im Phasenraum geschlossen und die Elektronen werden stabil von der Hochfrequenzwelle beschleunigt, wie in Abbildung 2.2a zu sehen ist. Weicht die Geschwindigkeit der Elektronen zu sehr von der Phasengeschwindigkeit der Hochfrequenzwelle ab, können sie nicht stabil beschleunigt werden, laufen auf nicht geschlossenen Trajektorien und gehen aus dem Bunch verloren.

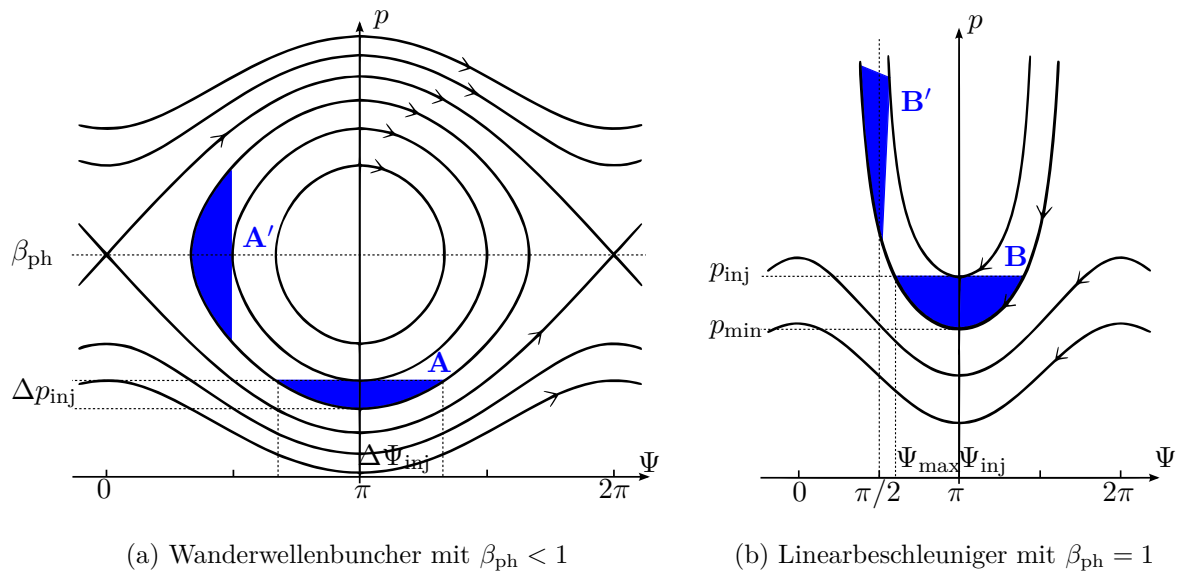


Abbildung 2.2: Longitudinaler Phasenraum in Linearbeschleunigern [14].

Beispielhaft ist in Abbildung 2.2a eine Impuls- und Phasenverteilung **A** eingezeichnet. Eine Beschleunigung bewirkt eine Auslenkung der einzelnen Elektronen in der Verteilung von der mittleren Injektionsphase $\Psi_{\text{inj}} = \pi$ aus entlang der Phasenraumtrajektorien der einzelnen Teilchen. Nach einem viertel der Periodenlänge der Phasenoszillation ergibt sich eine erhöh-

te Energie und Energiebreite mit einer gleichzeitig minimalen Phasenbreite der Verteilung. Die mittlere Geschwindigkeit der Teilchen entspricht jetzt der Phasengeschwindigkeit der Hochfrequenzwelle. Das Ergebnis ist die gezeigte Verteilung \mathbf{A}' .

Ist die Beschleunigungsstruktur so bemessen, dass ein Bunch beim Nulldurchgang der Hochfrequenzwelle, also bei $\Psi_{\text{inj}} = \pi$, injiziert wird und innerhalb einer viertel Periodenlänge die Struktur durchläuft, wird sie als *Wanderwellenbuncher*¹ bezeichnet und kann zur räumlichen Kompression der Bunche und zur Anpassung der Teilchengeschwindigkeit an die Phasengeschwindigkeit des eigentlichen Linearbeschleunigers mit $\beta_{\text{ph}} = 1$ benutzt werden².

Hier kann es keine geschlossenen Trajektorien im Phasenraum mehr geben, da die Hochfrequenzwelle mit Lichtgeschwindigkeit propagiert und ihr somit kein Elektron vorauseilen kann. Die Oszillation geht in den Kriechfall über, sodass die Beschleunigung über die komplette Länge der Struktur hinweg innerhalb einer Periode der Hochfrequenz erfolgt. Die vorher geschlossenen Trajektorien verformen sich im relativistischen Grenzfall, wie in Abbildung 2.2b gezeigt wird. Für $p \rightarrow \infty$ laufen sie asymptotisch auf eine durch den Impuls p_{inj} bei der Injektion in die Beschleunigerstruktur gegebene feste Phase zu. Den Elektronen in Verteilung \mathbf{B} in Abbildung 2.2b kann daher im Prinzip unbegrenzt Energie aus der Hochfrequenzwelle zugeführt werden und sie werden über \mathbf{B}' hinweg beschleunigt.

Die Phasenbreite des Buckets wird jetzt nicht mehr, wie in Kreisbeschleunigern, allein durch die Optik und die Hochfrequenz festgelegt, sondern hängt vom mittleren Impuls des Teilchenensembles bei der Injektion ab. Die Gleichung für die longitudinalen Teilchentrajektorien im Phasenraum ist nach [17] mit dem reduzierten Impuls $p = \beta\gamma$ gegeben durch:

$$\cos \Psi_{\text{inj}} - \cos \Psi_{\infty} = \frac{2\pi m_e c^2}{\lambda_{\text{HF}} e E_0} \left(\sqrt{p^2 + 1} - p \right) = \frac{2\pi m_e c^2}{\lambda_{\text{HF}} e E_0} \sqrt{\frac{1 - \beta}{1 + \beta}}. \quad (2.13)$$

Maximalen Energiegewinn erfahren die Elektronen bei Beschleunigung auf dem Maximum der Hochfrequenzwelle. Der Bunch wird dann für $p \rightarrow \infty$ auf dem Maximum der Hochfrequenzwelle bei $\Psi_{\infty} = -\pi/2$ zentriert sein, wie Abbildung 2.2b zeigt. Bei der Injektion der Elektronen im Nulldurchgang der beschleunigenden Hochfrequenzwelle $\Psi_{\text{inj}} = \pi$ wird die linke Seite der Gleichung 2.13 dann gerade gleich 1 und es lässt sich eine Einfangbedingung an das elektrische Feld der Beschleunigungsstruktur ableiten [17]. Diese bestimmt die minimale Elektronengeschwindigkeit, ab der ein Bunch eingefangen und stabil beschleunigt werden kann:

$$E_0 = \frac{2\pi m_e c^2}{e \lambda_{\text{HF}}} \sqrt{\frac{1 - \beta_{\text{min}}}{1 + \beta_{\text{min}}}}. \quad (2.14)$$

2.3 Anforderungen an den Injektor bei der Single-Bunch-Akkumulation

Zur Beschleunigung eines einzelnen Bunches durch alle drei Beschleunigungsstufen hindurch muss dieser beim Übergang in die nächste Stufe immer eine geringere Phasenbreite haben als die jeweiligen Buckets. Außerdem wird eine phasenfeste Kopplung der beschleunigenden Hochfrequenzfelder in allen Strukturen benötigt. Ansonsten kann nicht gewährleistet werden, dass der Bunch bei der Injektion in die nächste Beschleunigungsstufe selbst bei ausreichend kurzer

¹ Aus dem Englischen kommend auch als *Traveling Wave Buncher* oder kurz TWB bezeichnet.

² Die Anpassung der Geschwindigkeit wird aus dem englischen kommend als *Beta-Matching* bezeichnet.

Bunchlänge zur richtigen Phase in der Struktur ankommt und in einem Bucket eingefangen wird.

Die Beschleunigung im Stretcherring erfolgt in zwei fünfzelligen Resonatoren vom Typ *PETRA*³, im Booster-Synchrotron ist ein Resonator vom Typ *DORIS*⁴ installiert. Diese werden aus einem zentralen Hochfrequenzgenerator mit 499,669 MHz versorgt und sind damit phasenfest gekoppelt. Bei der Extraktionsenergie aus dem Synchrotron liegen die Überspannungsfaktoren in den beiden Kreisbeschleunigern in derselben Größenordnung, daher ist die Injektion in den Stretcherring nicht durch die unterschiedliche Länge der phasenstabilen Bereiche begrenzt, sondern hängt wesentlich von der richtigen Phasenlage der Bunche zur Hochfrequenz im Stretcherring ab.

Der Linearbeschleuniger am LINAC1 wurde als *S-Band* Struktur entwickelt und erfordert eine Hochfrequenzversorgung mit 2,998 GHz. Diese wird mittlerweile durch Versechsfachung der zentralen Hochfrequenz erzeugt und zeigt daher ebenfalls eine phasenfeste Beziehung zu den restlichen Beschleunigungsstrukturen. Die Injektion vom LINAC1 ins Synchrotron erfolgt bei einer mittleren Elektronenenergie von 20 MeV. Der Energieverlust durch Synchrotronlichtabstrahlung ist bei solch geringen Energien vernachlässigbar klein, daher ist der Überspannungsfaktor nach Gleichung 2.10 sehr groß. Nach [18] gilt für die Überspannungsfunktion:

$$\lim_{q \rightarrow \infty} F(q) = 2q. \quad (2.15)$$

In diesem Fall handelt es sich um ein nahezu *stationäres Bucket*. Die Phasenbreite des stationären Buckets beträgt $\Delta\Psi_{\max} = 2\pi$, dies entspricht einer Periodenlänge der Hochfrequenz, also ist $\tau_{\text{bucket}} \approx 2 \text{ ns}$ bei der Injektion ins Synchrotron.

Der Injektor des Linearbeschleunigers muss daher einen makroskopischen Elektronenpuls mit einer Dauer von unter 2 ns erzeugen. Da die Periodenlänge der Hochfrequenz im Linearbeschleuniger aber $\tau_{\text{HF}} = 0,33 \text{ ns}$ beträgt, würde ein solcher Makropuls über mehrere Buckets hinweg in den Linearbeschleuniger injiziert. Dabei ginge ein hoher Anteil der Elektronen außerhalb der phasenstabilen Bereiche verloren. Eine höhere Effizienz wird erreicht, wenn der Injektor einen ausreichend kurzen Makropuls erzeugt, um ein einzelnes Bucket im Linearbeschleuniger zu füllen.

Die Länge eines phasenstabilen Bereichs wird für die Injektion bei $\Psi_{\text{inj}} = \pi$ durch die Phasenlage des tatsächlichen Injektionsimpulses p_{inj} auf der Trajektorie des minimalen Injektionsimpulses p_{min} abgeschätzt (siehe Abbildung 2.2b). Der Linearbeschleuniger hat in seinen ersten Zellen eine im Vergleich zu den restlichen Zellen erhöhte Feldstärke von 17 MV/m, um eine ausreichende Einfangeffizienz für niederenergetische Elektronen zu gewährleisten. Die Einfangbedingung 2.14 bestimmt dann die minimale Elektronengeschwindigkeit:

$$\beta_e \geq \frac{1 - \left(\frac{\lambda e E_0}{2\pi m c^2}\right)^2}{1 + \left(\frac{\lambda e E_0}{2\pi m c^2}\right)^2} = 0,562. \quad (2.16)$$

Diese entspricht einer kinetischen Energie von 107 keV. Die Injektion am LINAC1 erfolgt nach dem Beta-Matching in einem Wanderwellenbuncher bei einer mittleren Geschwindigkeit von $\beta_{\text{inj}} = 0,780$, dies entspricht einer kinetischen Energie von 300 keV. Die Phasenlage von Elektronen mit der tatsächlichen Injektionsgeschwindigkeit auf der Trajektorie von Elektronen mit

³ Aus der **Positron-Elektron-Tandem-Ring-Anlage** am Deutschen Elektron-Synchrotron DESY in Hamburg.

⁴ Aus dem **Doppel-Ring-Speicher**, ebenfalls am DESY.

minimaler Geschwindigkeit ergibt sich durch Umstellen von Gleichung 2.13:

$$\Psi_{\max} = \arccos \left(\frac{2\pi m_e c^2}{\lambda_{\text{HF}} e E_0} \sqrt{\frac{1 - \beta_{\text{inj}}}{1 + \beta_{\text{inj}}}} + \cos \Psi_{\infty} \right) = 48^\circ. \quad (2.17)$$

Die maximale Phasenbreite bei der Injektion ist durch das zweifache dieser maximalen Phase gegeben (siehe Abbildung 2.2b), also gilt

$$\Delta\Psi_{\text{inj}} = 96^\circ. \quad (2.18)$$

Diese Phasenbreite bezieht sich auf die beschleunigende Hochfrequenz mit einer Periodenlänge von 0,33 ns, daher ist die Länge des Buckets für eine maximale Injektionsenergie von 300 keV im Injektor gegeben durch

$$\tau_{\text{bucket}} = \frac{\Delta\Psi_{\text{inj}}}{360^\circ} T_{\text{HF}} = 0,9 \text{ ns}. \quad (2.19)$$

Um eine maximale Injektionseffizienz im Kurzpulsmodus zu gewährleisten, muss der Injektor am LINAC1 also einen Elektronenpuls von unter 0,09 ns Dauer und einer kinetischen Energie von 300 keV bereitstellen.

Kapitel 3

LINAC1 als Single-Bunch Injektor

Im Jahr 2006 wurde mit dem Aufbau eines neuen Injektionssystems am LINAC1 begonnen, das einerseits im Kurzpulsbetrieb nur ein Bucket im Linearbeschleuniger füllt, andererseits einen Langpulsbetrieb mit dem maximal möglichen Strahlstrom im Linearbeschleuniger bereitstellt. Außerdem ist die Strahlführung hinter dem Linearbeschleuniger neu aufgebaut worden, um die Injektionseffizienz ins Synchrotron zu maximieren. Hinter dem Linearbeschleuniger wurde ein Bestrahlungsmessplatz für Detektortests installiert. Der Aufbau ist mittlerweile fast abgeschlossen, das Ergebnis ist in Abbildung 3.1 schematisch dargestellt.

3.1 Der Injektor

Das Injektionssystem (siehe Abbildung 3.2) besteht aus einer thermischen Elektronenquelle und dem Bunchingsystem. Dieses beinhaltet einen einzelligen Resonator mit nachfolgender Driftstrecke als *Prebuncher* und den vierzelligen Wanderwellenbuncher.

Um an jeder Stelle entlang des Injektors einen hinreichend kleinen Strahlquerschnitt zu erhalten und damit Strahlverluste zu vermeiden, ist es erforderlich, den raumladungsbedingt divergierend propagierenden Elektronenstrahl zu fokussieren. Dies geschieht mit Hilfe von vier Solenoidspulen entlang des Strahlrohres. Darüberhinaus ist es notwendig, dass die Elektronen das Strahlrohr zentriert passieren, um den Einfluss von inhomogenen magnetischen Feldern, die durch Fehlaufstellungen der fokussierenden Solenoide hervorgerufen werden, zu kompensieren. Dies wird durch drei Korrektordipole in beiden transversalen Strahlebenen entlang des Strahlwegs erreicht.

Zur Strahldiagnose sind drei *Wandstrommonitore*¹ entlang des Strahlwegs installiert worden. Außerdem kann wahlweise ein *Faraday-Cup* oder ein Schirmmonitor in den Strahlengang bewegt werden, um die Pulsladung oder die transversale Strahlposition zu bestimmen.

Das eigentliche Bunching erfolgt im Prebuncher durch Aufprägung einer Energiemodulation auf den monoenergetischen Elektronenstrahl aus der Quelle. Die nichtrelativistischen Elektronen erfahren dadurch eine Geschwindigkeitsmodulation, die sich nach einer Driftstrecke in eine longitudinale Dichtemodulation der Elektronen umwandelt. Der kontinuierliche Elektronenstrahl wird dadurch letztendlich in *Mikropulse* im Abstand einer Periodenlänge der Hochfrequenz im Resonator unterteilt. Um eine homogene Füllung der Kreisbeschleuniger zu gewährleisten, muss das Bunching mit einem ganzzahligen Vielfachen der dort benutzten Hochfrequenz erfolgen, damit in jedes Bucket ein Bunch injiziert werden kann. Der Prebuncher am LINAC1 wird daher mit einer Hochfrequenz von 500 MHz betrieben.

Um einen einzelnen Bunch zu erzeugen, darf der Elektronenpuls vor dem Prebuncher nicht länger sein als die halbe Periodenlänge der eingekoppelten Hochfrequenz. Dies bedeutet, dass

¹ aus dem Englischen kommend abgekürzt auch WCM für **W**all **C**urrent **M**onitor genannt

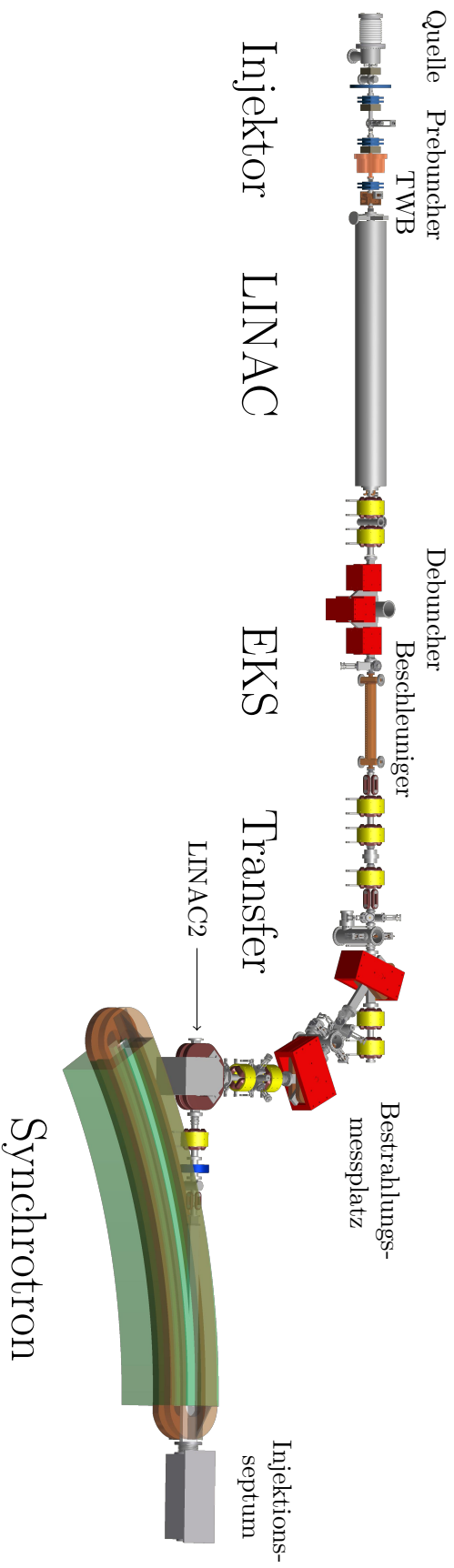


Abbildung 3.1: Übersicht über den LINAC1 Komplex mit Injektor, Linearbeschleuniger und Strahlführung zum Synchrotron.

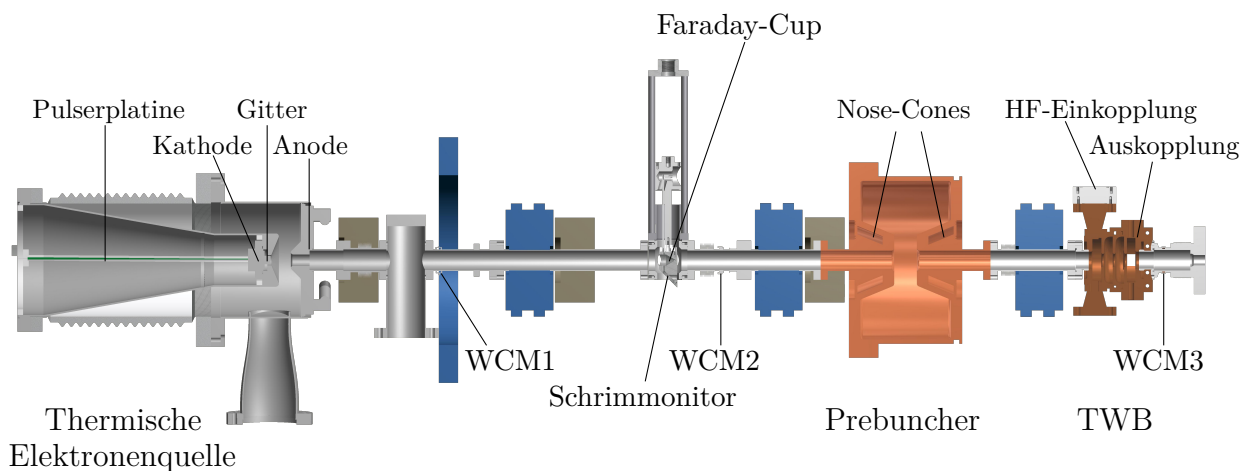


Abbildung 3.2: Schnittzeichnung des neuen Injektors am LINAC1. Solenoide sind in blau, Korrektordipole in grau eingezeichnet.

die Elektronenquelle im Kurzpulsmodus einen Elektronenpuls mit einer Dauer von unter 1 ns erzeugen muss.

3.1.1 Die Elektronenquelle

Eine thermischen Elektronenquelle besteht im Prinzip aus einer Glühkathode, aus deren Oberfläche Elektronen emittiert und zu einer Lochanode hin beschleunigt werden. Die Beschleunigungsspannung beträgt dabei am LINAC1 90 kV bis 100 kV. Da solch hohe Spannungen nicht innerhalb 1 ns zu schalten sind, wird unmittelbar hinter die Kathode ein Gitter mit einer negativen Sperrspannung angebracht (siehe Abbildung 3.2). Mit einer im Vergleich zur Hochspannung kleinen Pulsspannung, die die Sperrspannung überlagert, kann man so den Emissionsstrom der Quelle steuern.

Die Pulserlektronik zur Steuerung des Emissionsstroms soll nun nicht nur die ns-Pulse im Kurzpulsmodus erzeugen, sondern im Langpuls-Modus auch die homogene Füllung aller Buckets im Synchrotron gewährleisten. Dies erfordert eine Makropulslänge von 3 μ s. Beide Anforderungen sind nicht auf einer Platine umsetzbar, daher ist die Pulserplatte auswechselbar.

Der Emissionsstrom soll so gesteuert werden, dass der maximal mögliche zu beschleunigende Strahlstrom im Linearbeschleuniger ausgereizt wird. Im Kurzpuls-Modus wird daher ein Emissionsstrom von 1,5 A angestrebt, im Langpuls-Modus sind es 0,9 A. In Tabelle 3.1 sind die Betriebsparameter der beiden Pulserplatten zusammengefasst.

3.1.2 Das Bunchingsystem

In den Hohlraumresonator des Prebunchers wird eine Hochfrequenzspannung der Form $U(\Psi) = U_0 \sin \Psi$ eingekoppelt. Die Geometrie des Resonators gibt die Randbedingungen an das elektromagnetische Feld im Resonator vor, sodass sich nur bestimmte Feldkonfigurationen, die sogenannten *Moden*, ausbreiten können. Die Moden werden nach Feldausrichtung und Anzahl der Schwingungsknoten klassifiziert. Man unterscheidet zwischen transversal-elektrischen³ und

³ sogenannte TE-Moden

Parameter		Kurzplattine	Langplattine
Emissionsstrom	I	0,1 A - 1,5 A	0,01 A - 0,9 A
FWHM ² Pulslänge	τ	1 ns	0,3 μ s - 3,0 μ s
Pulsspannung	U_{puls}	50 V - 400 V	0 V - 65 V
Gittersperrspannung	U_{sperr}		-30 V - -150 V
Kathodenheizspannung	U_{heiz}		6,3 V \sim - 7,2 V \sim
Beschleunigungsspannung	U_{acc}		90 kV - 100 kV

Tabelle 3.1: Betriebsparameter der thermischen Elektronenquelle mit den verschiedenen Pulsplatten [9].

transversal-magnetischen⁴ Feldausrichtungen und indiziert die Knoten mit m in azimuthaler Richtung, n in radialer Richtung und p in longitudinaler Richtung entlang der Strahlachse. Die Grundmode des Resonators ist die TM_{010} Mode und zeigt die zur Beschleunigung elektrisch geladener Teilchen notwendige longitudinale Orientierung des elektrischen Feldes entlang der Strahlachse.

Die Beschleunigungsspannung des Resonators hängt über die *Shuntimpedanz* R_S von der Ausgangsleistung des Hochfrequenzgenerators ab. Im Fall der idealen Einkopplung der Hochfrequenz in den Resonator gilt

$$U_0 = \sqrt{2P_{\text{HF}}R_S}. \quad (3.1)$$

Die Shuntimpedanz beschreibt die Verluste im Resonator im Resonanzfall und hängt damit direkt von der Leitfähigkeit des Resonatormaterials ab.

Mit dieser Größe kann nun eine erste Abschätzung der benötigten Driftstrecke erstellt werden, nach der ein maximales Bunching erfolgt. Die Energieabweichung, die die Elektronen im Resonator erfahren, wird durch die Beschleunigungsspannung in diesem hervorgerufen und bewirkt eine entsprechende Geschwindigkeitsmodulation [18]

$$\Delta E_{\text{kin}} = eU_0 \sin \Psi = m_e c^2 \beta \gamma^3 \Delta \beta. \quad (3.2)$$

Die minimale Bunchlänge wird nach einer Zeitspanne Δt erreicht, wenn gilt

$$\Delta t \Delta \beta c = \frac{\Psi}{2\pi} \lambda_{\text{HF}} \approx \frac{\Delta E_{\text{kin}}}{eU_0} \frac{\lambda_{\text{HF}}}{2\pi}. \quad (3.3)$$

Dabei wurde der zeitliche, sinusförmige Feldverlauf durch Annahme einer linearen Feldvariation approximiert. Die Länge der Driftstrecke ergibt sich dann mit der Shuntimpedanz aus Gleichung 3.1 nach [18] zu

$$L = \Delta t \beta c = \frac{m_e c^2 \beta^3 \gamma^3}{e\sqrt{2P_{\text{HF}}R_S}}, \frac{\lambda_{\text{HF}}}{2\pi}. \quad (3.4)$$

Der installierte Prebuncher verfügt über eine von einem einfachen Zylinder abweichende Geometrie in Form von zwei Kegelstümpfen⁵, die in den Resonator hineinragen, wie in Abbildung 3.2 zu sehen ist. Dadurch befinden sich die Flächen, zwischen denen sich das elektrische Feld der

⁴ sogenannte TM-Moden

⁴ **F**ull **W**idth **H**alf **M**aximum, aus dem Englischen für Halbwertsbreite

⁵ Aus dem englischen kommend *Nose-Cones* genannt.

TM₀₁₀ Mode ausbildet, näher beieinander und es ergibt sich eine erhöhte Feldstärke. Außerdem reduzieren sich die *Laufzeiteffekte*, die entstehen, wenn Elektronen über einen längeren Zeitraum hinweg dem nichtlinearen, sinusförmigen Verlauf der Hochfrequenz ausgesetzt sind. Eine genaue Bestimmung der Länge der Driftstrecke erfordert trotzdem eine Berücksichtigung der nichtlinearen Effekte und der Pulsverbreiterung durch Raumladung. Auf der Basis der Abschätzung durch Gleichung 3.4 mit den gemessenen Werten aus Tabelle 3.2 wurden diesbezüglich numerische Simulationen durchgeführt, die eine optimale Länge der Driftstrecke von $L = 0,32$ m ergeben haben [9].

Parameter	Wert
Resonanzfrequenz ω_0	(499,819 ± 0,001) MHz
Güte Q	15 220 ± 196
Shuntimpedanz R_S	(1,63 ± 0,05) MΩ
HF-Leistung P_{HF}	400 W

Tabelle 3.2: Gemessene Betriebsparameter des Prebunchers [9].

An diese Position hinter dem Prebuncher wird die Mitte der ersten von vier Zellen des Wanderwellenbunchers platziert. Abbildung 3.2 zeigt einen Schnitt durch den Wanderwellenbuncher mit der Ein- und Auskopplung der Hochfrequenzwelle. Durch die geometrische Form der Beschleunigungszellen und der sogenannten *Irisblenden* zwischen den Zellen werden zusätzliche Randbedingungen an das elektromagnetische Feld gestellt. Eine Propagation einer eingekoppelten Hochfrequenzwelle ist nur möglich, wenn der Abstand d zwischen den Irisblenden ein ganzzahliges Vielfaches der Wellenzahl ist. Aus dieser Bedingung kann man den Phasenvorschub der Hochfrequenzwelle pro Zelle der Beschleunigerstruktur herleiten [19]

$$\psi = k_z d = \frac{2\pi}{p}; p \in \mathbb{N}. \quad (3.5)$$

Die Phasengeschwindigkeit, die in einem Hohlleiter ohne Irisblenden immer größer ist als die Lichtgeschwindigkeit, wird dadurch auf Werte unterhalb der Lichtgeschwindigkeit reduziert

$$v_{\text{ph}} = \frac{\omega}{k_z}. \quad (3.6)$$

Eine Beschleunigerstruktur mit Irisblenden stellt ein System gekoppelter Hohlraumresonatoren dar. Dadurch bildet sich nicht nur eine einzelne Frequenzmode aus, sondern sogenannte *Passbänder*, innerhalb deren Frequenzbereichen Wellenausbreitung möglich ist. Die Passbänder werden durch ihren Phasenvorschub nach Gleichung 3.5 charakterisiert. Der Wanderwellenbuncher wird in der $\psi = 2\pi/3$ Mode betrieben. Das *Brillouindiagramm* 3.3 zeigt die *Dispersionskurven* elektromagnetische Wellen für verschiedene Randbedingungen mit den Passbändern im Fall des Hohlleiters mit Irisblenden.

Die Moden bestimmen auch den Energietransport durch die Struktur, der mit der Gruppengeschwindigkeit

$$v_g = \frac{d\omega}{dk_z} \quad (3.7)$$

erfolgt. Die Gruppengeschwindigkeit bestimmt außerdem die Dauer des Einschwingvorgangs, in dem die Feldverteilung einen stationären Zustand einnimmt. Diese entspricht gerade der Zeit,

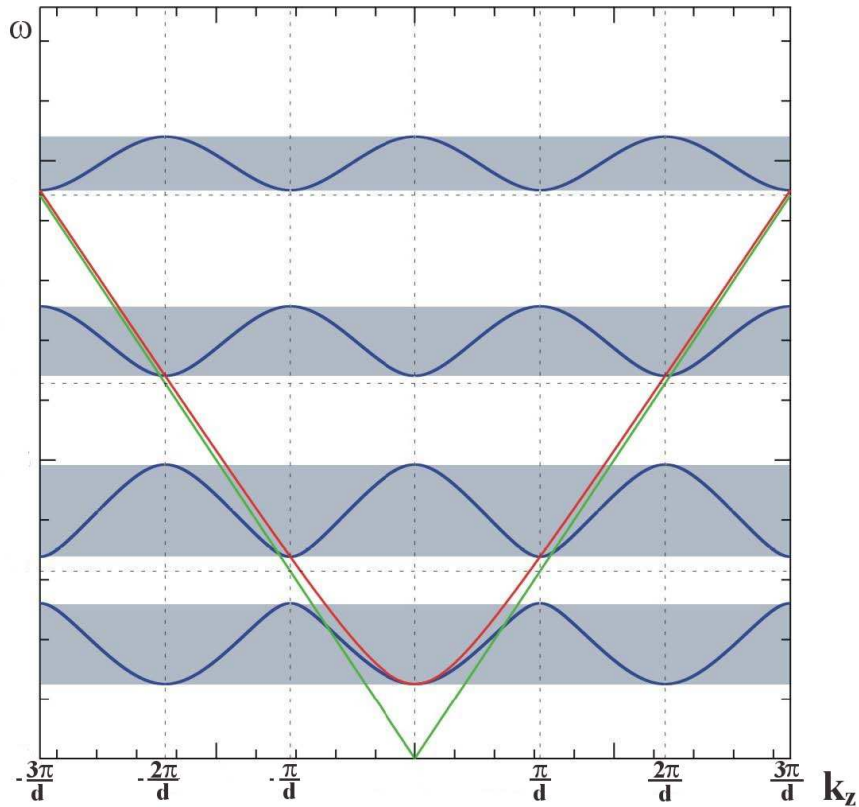


Abbildung 3.3: Brillouindiagramm einer Struktur mit Irisblenden. Gezeigt ist die Dispersionsrelation zwischen der Wellenzahl $k_z = \Psi/d$ und der Kreisfrequenz ω der propagierenden elektromagnetischen Welle für eine freie Welle mit $v_{\text{ph}} = c$ (—), für eine Hochfrequenzwelle in einem glatten Hohlleiter mit $v_{\text{ph}} > c$ (—) und für einen Hohlleiter mit Irisblenden mit $v_{\text{ph}} < c$ (—).

in der die Hochfrequenzwelle einmal die gesamte Länge der Struktur zurücklegt. Sie wird als Füllzeit der Struktur bezeichnet:

$$t_f = \frac{L}{v_g}. \quad (3.8)$$

Mit einer eingekoppelten Hochfrequenzleistung von 2 MW erreicht der Wanderwellenbuncher einen Beschleunigungsgradienten von 4,9 MV/m. Dies führt zu einer Beschleunigung der Elektronen auf eine kinetische Energie von 0,46 MeV. Dabei können Elektronen aufgrund ihrer geringen Ruhemasse als nahezu relativistisch betrachtet werden. Es gibt dann kaum noch Geschwindigkeitsunterschiede zwischen den Elektronen und die durch den Prebuncher vorgegebene longitudinale Bunchform wird fixiert. Die Bunchlänge wird zusätzlich noch auf Kosten der Energiebreite komprimiert, wie in Kapitel 2 erläutert wurde. Tabelle 3.3 fasst die Betriebsparameter des Wanderwellenbunchers zusammen.

Für den Kurzpulsmodus wurde die Bunchlänge am Eingang des Linearbeschleunigers durch Simulation der Teilchendynamik in den Hochfrequenzfeldern unter Berücksichtigung der Raumladungseffekte bestimmt. Diese Simulation wurde im Rahmen einer Dissertation zum Aufbau des LINAC1 durchgeführt [9]. Für einen simulierten Elektronenpuls mit 2 A Strahlstrom, einer kinetischen Energie von 90 keV und einer Pulslänge von 1,5 ns ergab sich eine Pulskompression

⁶ aus dem englischen für **S**tanding **W**ave **R**atio

Parameter		Wert
Hochfrequenz	ω	2998,02 MHz
Beschleunigungsgradient	E_0	4,9 MV/m
HF-Leistung	P_{HF}	2 MW
Stehwelleverhältnis	SWR^6	1,311
Phasengeschwindigkeit	β_{ph}	0,6
Gruppengeschwindigkeit	β_{g}	0,012
Füllzeit	t_f	0,02 μs

Tabelle 3.3: Betriebsparameter des Wanderwellenbunchers [9].

auf $\tau_{2\sigma} = 0,4 \text{ ns}$ nach der Driftstrecke des Prebunchers. Damit wird mehr als ein Bucket im Wanderwellenbuncher gefüllt, nur noch 77,5 % der Elektronen werden innerhalb eines Buckets eingefangen. Für die Pulslänge am Eingang des Linearbeschleunigers ergab die Simulation eine Kompression auf

$$\tau_{2\sigma} = 0,1 \text{ ns.} \quad (3.9)$$

Die Energieverteilung der Elektronen verbreitert sich im Prebuncher um das Doppelte der Amplitude der Hochfrequenzwelle, dies ist gerade

$$\Delta E_{\text{prebuncher}} = 2e\sqrt{2P_{\text{HF}}R_s} = 85,8 \text{ keV.} \quad (3.10)$$

Im Wanderwellenbuncher erhöht sich die Energiebreite dann auf

$$\frac{\Delta E}{E} = 0,3 \quad (3.11)$$

bei einer mittleren kinetischen Energie von etwa 300 keV. Dies entspricht einer mittleren Teilchengeschwindigkeit bei Injektion in den Linearbeschleuniger von $\beta = 0,78$.

3.1.3 Strahldiagnose im Injektor

Ein Faraday-Cup ermöglicht eine zeitlich aufgelöste Messung des Strahlstroms, vorausgesetzt, die Messapparatur verfügt über eine ausreichende Bandbreite, um die Pulslängen im Kurzpulsbetrieb aufzulösen. Der Faraday-Cup kann vor den Prebuncher in den Strahlengang bewegt werden (siehe Abbildung 3.2). Über einen Widerstand wird ein Spannungssignal abgegriffen, das proportional zum absorbierten Strom im Faraday-Cup ist. Dabei muss die Impedanz des Faraday-Cups an die der folgenden, koaxialen Signalübertragungsleitung angepasst werden. Diese entspricht 50Ω . Der Strahlstrom ergibt sich daher aus dem Spannungssignal zu

$$I_{\text{max}} = \frac{U_{\text{max}}}{50 \Omega}. \quad (3.12)$$

Die Bestimmung der transversalen Strahllage erfolgt im Injektor durch Abbildung des Strahlquerschnitts auf einem Lumineszenzschirm. Dieser ist unter dem Faraday-Cup mit einem Winkel von 45° zur Strahlachse montiert (siehe Abbildung 3.2) und kann alternativ in den Strahlweg gefahren werden. Der Schirm wird unter einem Winkel von 90° zur Strahlachse mit einer Kamera betrachtet. Dadurch erreicht man eine abbildungstreue Projektion des Strahls. Unter *Lumineszenz* versteht man die Kombination von *Fluoreszenz*, der direkten Abregung eines an-

geregten Molekülzustands innerhalb weniger ns, mit der *Phosphoreszenz*, bei der die Abregung über mehrere Zwischenniveaus auf einer Zeitskala im Sekundenbereich geschieht. Die Wellenlänge und Intensität des dabei ausgesandten Lichts wird durch Dotierung des Schirmmaterials mit *Aktivatoren* beeinflusst. Bei dem an Injektor verwendeten Schirm wird *Chromolux* verwendet. Dabei handelt es sich um Aluminiumoxid mit einer Dotierung von Chromoxid als Aktivator. Chromolux eignet sich aufgrund seiner hohen Temperaturbeständigkeit und Strahlenshärte besonders für die hohen Strahlintensitäten am LINAC1. Allerdings verfügt das Material über ein langes thermisches Nachleuchten im infraroten Spektralbereich, welches allein durch das Aufheizen des Monitors durch den Strahl verursacht wird. CCD-Kameras sind in diesem Spektralbereich sensitiv, daher ist es ohne Einsatz optischer Filter nicht möglich, schnelle Änderungen der Strahlgröße oder Breite nachzuweisen.

Eine nicht-destruktive Methode zur Bestimmung des Strahlstroms und der Pulsform ist durch die drei Wandstrommonitore gegeben (siehe Abbildung 3.2). Sie erlauben es, in Echtzeit die Entwicklung der Pulslänge im Injektor zu verfolgen. Innerhalb der Strahlkammerwand erzeugt der Strahlstrom ein Magnetfeld, welches wiederum einen dem Strahlstrom entgegengesetzten Wandstrom induziert:

$$I_{\text{strahl}} = \frac{1}{\mu_0} \oint \vec{B}_{\text{strahl}} d\vec{r} = -I_{\text{wand}}. \quad (3.13)$$

Um den Wandstrom zu messen, wird die Strahlkammerwand durch einen Keramikring unterbrochen. Dieser wird dann mit Widerständen überbrückt, über die das zum Wandstrom proportional abfallende Spannungssignal gemessen wird (siehe Abbildung 5.1b).

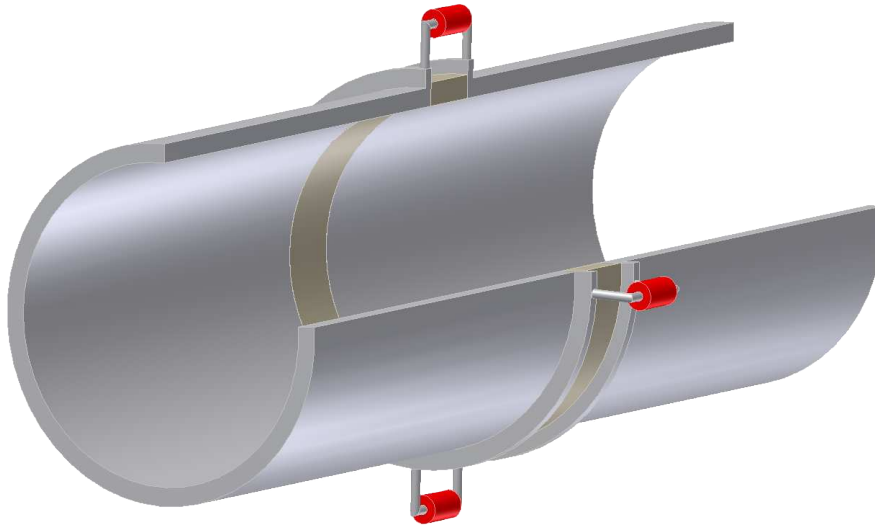


Abbildung 3.4: Prinzipieller Aufbau eines Wandstrommonitors [8].

Zur Bestimmung der longitudinalen Pulsform im Kurzpulsmodus muss der Monitor eine Bandbreite mehrerer GHz aufweisen. Die obere Grenzfrequenz wird dabei durch die Kapazität der Keramikunterbrechung und die Anzahl der Widerstandsbrücken bestimmt. Für n Widerstandsbrücken gilt nach [5]

$$\nu_{\text{grenz}} = \frac{R}{n} C_{\text{gap}}. \quad (3.14)$$

Die Bandbreite der am LINAC1 verbauten Wandstrommonitore beträgt über 4 GHz und ist

daher ausreichend zur Bestimmung der Pulslänge im Kurzpulsmodus [8].

3.2 Der Linearbeschleuniger

Als Linearbeschleuniger dient eine 2,55 m lange Wanderwellenstruktur mit Irisblenden, ein sogenannter *Disk-Loaded-Waveguide*⁷. Die ersten fünf Zellen haben einen Beschleunigungsgradienten von 17 MV/m und dienen als zusätzliche Bunchersektion. Danach sind die Irisblenden so platziert, dass sich ein konstanter Feldgradient von 10 MV/m ergibt. Bei einer eingekoppelten Hochfrequenzleistung von bis zu 23 MW kann damit ein kontinuierlicher, gebunchter Elektronenstrahl mit einem Strahlstrom von maximal 700 mA auf eine Energie von 20 MeV beschleunigt werden. Wie der Wanderwellenbuncher wird der Linearbeschleuniger auch in der $2\pi/3$ -Mode betrieben. Er verfügt allerdings nicht über eine separate Auskopplung der Hochfrequenzwelle, die letzten acht Zellen sind stattdessen mit einem Material mit hoher Permeabilität beschichtet. Dadurch wird der nach dem Beschleunigungsvorgang verbleibende Teil der Hochfrequenzwelle in diesen Zellen absorbiert. Tabelle 3.4 zeigt die Betriebsparameter des Linearbeschleunigers.

Parameter		Wert
Hochfrequenz	ω	2998,02 MHz
Beschleunigungsgradient	E_0	10 MV/m
HF-Leistung	P_{HF}	(18 – 23)MW
Stehwelleverhältnis	SWR	1,19
Phasengeschwindigkeit	β_{ph}	1
Gruppengeschwindigkeit	β_{g}	0,17
Füllzeit	t_{f}	0,5 μs

Tabelle 3.4: Betriebsparameter des Linearbeschleunigers [9].

Wie im Kapitel 2.2 geschildert, wird der Bunch bei der Beschleunigung zunächst von der mit Lichtgeschwindigkeit propagierenden Hochfrequenzwelle überholt. Bei optimaler Einstellung der Phase ist die Geschwindigkeit der Elektronen zu dem Zeitpunkt, an dem sie das maximale elektrische Feld passieren, so nahe an der Lichtgeschwindigkeit, dass sie synchron mit dem Feldmaximum den verbleibenden Teil des Linearbeschleunigers passieren.

Im Transferkanal zum Synchrotron wird der Elektronenstrahl durch Dipolmagnete abgelenkt. Der Bahnradius der Elektronen ist dabei impulsabhängig, daher würde eine große Energiebreite des Elektronenstrahls zu einer starken Auffächerung führen. Außerdem können bei der Injektion in das Synchrotron nur Elektronen mit einer Energieabweichung von maximal 0,5 % von der Injektionsenergie eingefangen werden [4]. Die Injektionseffizienz hängt also wesentlich von der Breite der Energieverteilung des Elektronenstrahls ab.

Der Elektronenstrahl absorbiert die im Hochfrequenzfeld gespeicherte Energie und wirkt daher als Last. Diesen Effekt bezeichnet man als *Beam-Loading*. Bei der Beschleunigung eines kurzen Pulses wird den Elektronen am Ende des Pulses weniger Energie zur Verfügung stehen als den Elektronen am Anfang, da für den Ausgleich der absorbierten Energie aus der eingekoppelten Hochfrequenz eine Füllzeit benötigt wird. Diese ist mit $t_{\text{f}} = 0,5 \mu\text{s}$ wesentlich länger als die Dauer des Einzelpulses. Die Energiebreite am Ausgang der Struktur wird daher im Kurzpulsmodus durch die Abnahme der Hochfrequenzleistung innerhalb einer Bunchlänge

⁷ aus dem Englischen für eine Runzelröhre

bestimmt. Unter Vernachlässigung der schon vorhandenen Energiebreite am Eingang des Linearbeschleunigers ergibt sich nach [17] eine Abschätzung für die minimale Energiebreite durch die Phasenbreite des Elektronenpulses:

$$\left(\frac{\Delta E}{E}\right)_{\min} = \frac{(\Delta\Psi)^2}{8}. \quad (3.15)$$

Eine genaue Aussage über das Energiespektrum und die Bunchlänge erfordert wie beim Bunching-System Simulationen der Teilchendynamik unter dem Einfluss der Hochfrequenzfelder im Linearbeschleuniger. Diese konnten jedoch nicht durchgeführt werden, da keine Daten über die elektrische Feldverteilung entlang der Strahlachse im Linearbeschleuniger existieren und nicht genug über die Geometrie der einzelnen Zellen bekannt ist, um den Feldverlauf zu berechnen.

Die letzten Messungen zur Phasenbreite der Bunche und zur Breite der Energieverteilung stammen aus dem Jahr 1981 [15]. Demnach hat ein Bunch im Langpuls-Modus hinter dem Linearbeschleuniger eine Phasenbreite zwischen 4° und 8° bezüglich der beschleunigenden Hochfrequenzwelle und weist eine Energiebreite von $\pm 5\%$ auf.

Dabei ist jedoch zu berücksichtigen, dass das Energiespektrum im Langpuls-Modus zusätzlich zu hohen Energien hin verbreitert ist. Die Pulslänge ist nun länger als die Füllzeit, daher bildet sich nach dieser ein Gleichgewicht zwischen der Energieabgabe an die beschleunigten Elektronen und der Energiezufuhr durch die eingekoppelte Hochfrequenzwelle aus. Je höher der Strahlstrom, desto geringer ist dann die mittlere Energie der Elektronen am Ausgang der Struktur. In den ersten $t_f = 0,5\ \mu\text{s}$ nach der Injektion werden die Elektronen jedoch mit einer höheren Leistung beschleunigt, die Energiebreite ist in diesem Zeitraum wesentlich höher und nur ein geringer Anteil des Strahlstroms kann im Synchrotron eingefangen werden. Die innerhalb dieser Zeit beschleunigten Teilchen werden als *Füllzeitelektronen* bezeichnet.

3.3 Der Transferkanal

Die beschleunigten Elektronen müssen nun vom Linearbeschleuniger bis zum Synchrotron transportiert werden und möglichst verlustfrei in dieses injiziert werden. Dazu muss der Elektronenstrahl parallel versetzt und durch das Randfeld eines Synchrotronmagneten gelenkt werden (siehe Abbildung 3.5). Die nicht verschwindende horizontale Dispersion durch die drei Umlenk-dipole führt zur Strahlaufweitung und muss zur Verhinderung von Strahlverlust durch Quadrupolmagnete kompensiert werden. Die dazu notwendige Magnet-Optik ist im Rahmen einer Diplomarbeit am LINAC1 entwickelt worden [10]. Außerdem muss die Energiebreite verringert werden, um eine Anpassung an die Energieakzeptanz des Synchrotrons zu erreichen.

Zur Korrektur der Strahlage sind auch im Transferkanal Strahlschieber in Form von Dipolmagneten entlang des Strahlwegs installiert. Mit ihnen lässt sich darüber hinaus die Strahlposition am Bestrahlungsmessplatz beeinflussen (siehe Abbildung 3.1).

3.3.1 Das Energie-Kompressor-System

Zur Verringerung der Energiebreite des Elektronenstrahls auf die Energieakzeptanz des Synchrotrons ist hinter dem Linearbeschleuniger ein Energie-Kompressor-System⁸ installiert (siehe Abbildung 3.5). Der Debuncher besteht aus einer dispersiven Strecke aus drei symmetrisch

⁸ Abgekürzt auch EKS genannt.

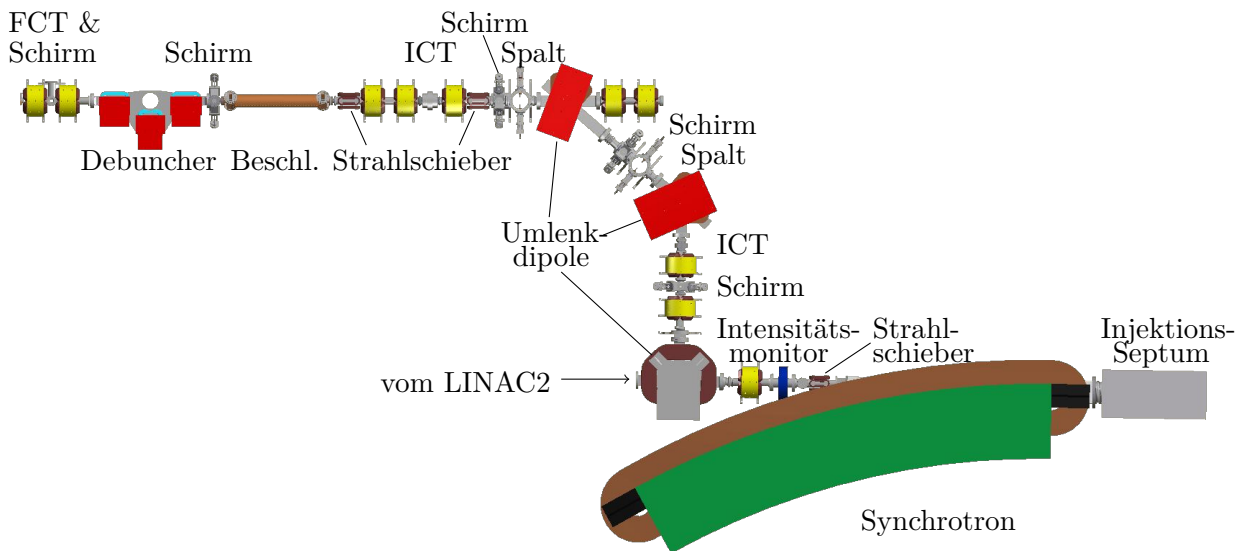


Abbildung 3.5: Der Transferkanal am LINAC1. Die fokussierende Quadrupole sind in Gelb eingezeichnet.

angeordneten Dipolmagneten. Die Elektronen werden impulsabhängig auf verschieden lange Bahnen abgelenkt (siehe Abbildung 3.6). Teilchen mit hoher Energie werden weniger stark ausgelenkt als Teilchen mit geringer Energie. Wegen der konstanten Geschwindigkeit der jetzt relativistischen Elektronen werden diese dann im Bunch der Länge nach nach ihrer Energie sortiert sein. Dadurch erhöht sich gleichzeitig die Bunchlänge. Diese ist aber immer noch sehr viel kürzer als die Bucketlänge im Synchrotron, da sie bei der Injektion nahezu die gesamte Hochfrequenzperiode umfasst (siehe Kapitel 2).

Der so sortierte Bunch wird dann in eine weitere Beschleunigerstruktur injiziert und auf der ansteigenden Flanke der eingekoppelten Hochfrequenzwelle beschleunigt (siehe Abbildung 3.6). Elektronen mit hoher Energie am Anfang des Bunches erfahren einen geringeren Energiegewinn als die niederenergetischen Elektron am Bunchende. Insgesamt wird die Energiebreite des Bunches reduziert.

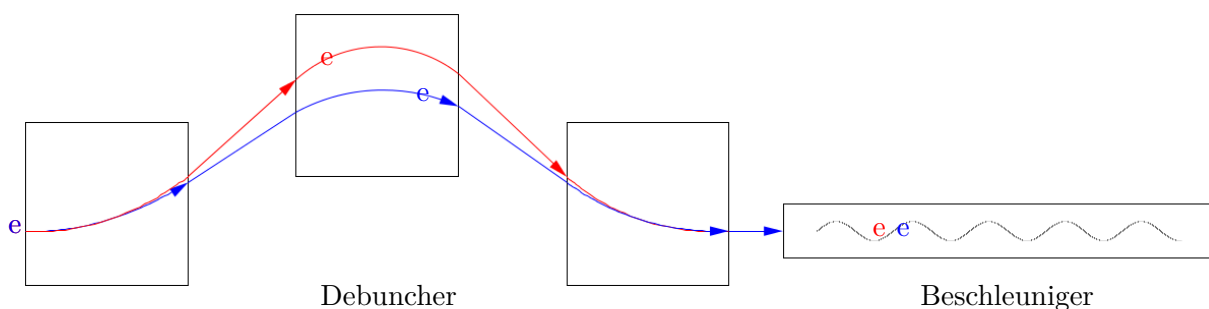


Abbildung 3.6: Prinzip der Verringerung der Energiebreite mit einem Energie-Kompressor-System.

3.3.2 Strahldiagnose im Transferkanal

Zur Überprüfung der Strahleigenschaften im Transferkanal sind auch hier verschiedene Monitorsysteme verbaut. Zur Bestimmung der transversalen Strahlposition dienen fünf Schrimmonitore entlang des Strahlwegs (siehe Abbildung 3.5). Dabei können in jedem Monitor wahlweise ein Chromolux-Schirm oder Schirm aus Aluminium in den Strahlweg gefahren werden. Bei diesen nutzt man die *Übergangsstrahlung*⁹, um ein Bild des Elektronenstrahls zu erzeugen. Übergangsstrahlung entsteht, wenn ein geladenes, hochrelativistisches Teilchen beim Durchgang durch Materie die Grenzfläche zweier Medien mit unterschiedlichen Permittivitäten ε passiert. Abbildung 3.7 zeigt schematisch den Aufbau und den Abstrahlungskegel eines OTR Monitors. Der Öffnungswinkel des Abstrahlungskegels ist für relativistische Teilchen durch den LORENTZ-Faktor gegeben [14]:

$$\theta = \frac{1}{\gamma}. \quad (3.16)$$

Die Übergangsstrahlung wird im Gegensatz zur Lumineszenz direkt produziert, daher leuch-

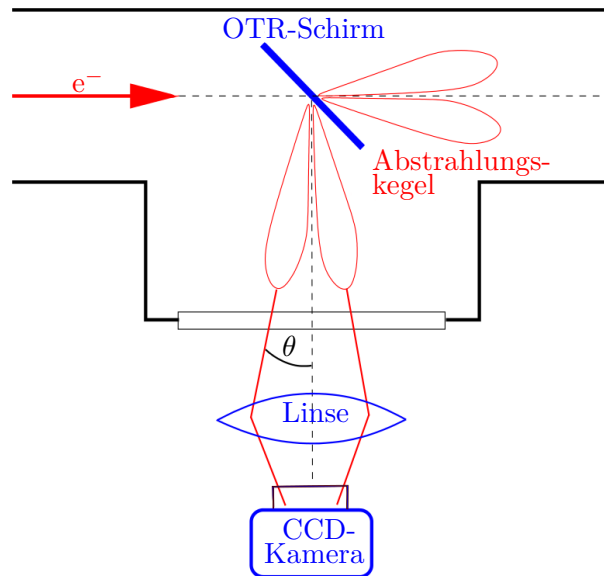


Abbildung 3.7: Abstrahlungskegel der Übergangsstrahlung an einer unter 45° zum Strahl gedrehten Metallplatte [9].

tet der OTR-Schirm nicht nach. Bei niedrigen Strahlintensitäten ist die Lichtausbeute aber zu gering, um ein Bild des Strahls auf der Kamera zu erzeugen. In den Monitoreinheiten können wahlweise beide Schrimarten in den Strahlweg gefahren werden. Dadurch können die transversalen Strahleigenschaften sowohl bei niedriger als auch bei hoher Intensität untersucht werden.

Die Bestimmung des Strahlstroms erfolgt mit Strahlstromtransformatoren. Dabei wird eine keramische Strahlrohrunterbrechung von einem mit einer Spule umwickelten Toroiden umgeben. Das System stellt einen Transformator dar, bei dem der Elektronenstrahl als Primärwindung und die Spule mit der Windungszahl N als Sekundärwindung fungiert. Über einen Widerstand

⁹ Aus dem Englischen kommend abgekürzt auch OTR für **O**ptical **T**ransition **R**adiation genannt.

fällt dann ein zum Strahlstrom proportionales Spannungssignal ab (siehe Abbildung 3.8):

$$U = \frac{R}{N} I_{\text{Strahl}} \quad (3.17)$$

Ein auf diesem Prinzip beruhender schneller Strahlstromtransformator¹⁰ ist direkt hinter dem Linearbeschleuniger installiert (siehe Abbildung 3.5).

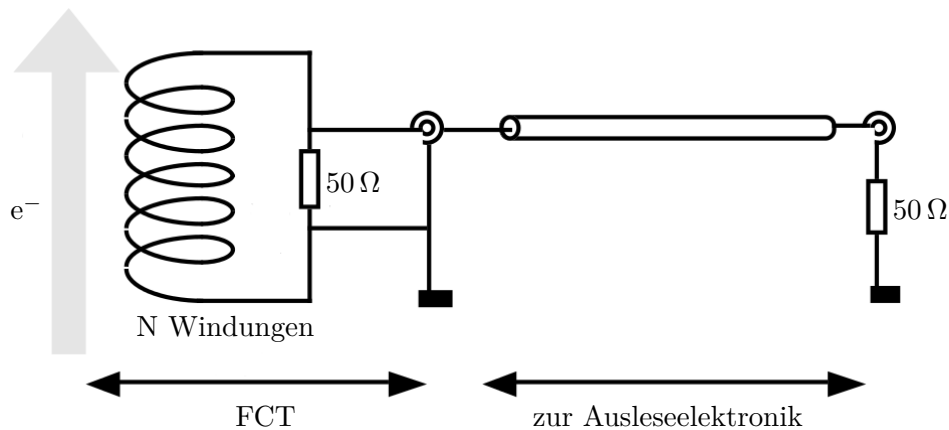


Abbildung 3.8: Schaltbild eines schnellen Strahlstromtransformators [2].

Für eine präzise Messung des Strahlstroms im Kurzpuls-Modus reicht die Bandbreite des FCTs nicht aus. Daher schließt man die Spule über die Keramikunterbrechung kapazitiv kurz und integriert so den Strompuls des Elektronenstrahls. Eine zweite Wicklung außen um den Torioden dient als Auslesetransformator. In diesem bildet sich ein der Ladung des Strahlpulses entsprechender Ladungspuls aus, welcher in einem parallel geschalteten Kondensator gespeichert wird. Dieser Kondensator entlädt sich langsam über einen der Meßapparatur angepassten Widerstand von 50 Ω. Die Fläche unter dem abfallenden Spannungssignal ist dann proportional zum Strahlstrom, eine Integrierer-Schaltung erzeugt damit ein dem Strahlstrom entsprechendes Gleichspannungssignal. Ein vereinfachtes Schaltbild eines solchen integrierenden Strahlstromtransformators¹¹ ist in Abbildung 3.9 gezeigt. Im Transferkanal sind zwei ICTs installiert (siehe Abbildung 3.5). Dadurch kann zum einen der im Linearbeschleuniger beschleunigte Strahlstrom bestimmt werden, zum anderen kann mit dem zweiten ICT zusammen mit den Umlenkdiolen das Energiespektrum des Strahls bestimmt werden.

3.3.3 Messung des Energiespektrums des Linearbeschleunigers

Dazu wird mittels zweier Spalte als Kollimatoren vor und nach dem ersten Ablenkdiol (siehe Abbildung 3.5) die horizontale Apertur der Strahlkammer begrenzt. Dies definiert einen bestimmter Winkel α : Der erste Ablenkmagnet muss die Elektronen so ablenken, dass sie beide Spalte ungehindert passieren. Nach [19] bestimmt die Magnetfeldstärke B_z des Dipols dann die Energie der Strahlteilchen:

$$E = \frac{ec}{\alpha} \int B_z(s) ds. \quad (3.18)$$

¹⁰ Aus dem Englischen kommend abgekürzt auch FCT für **F**ast **C**urrent **T**ransformer genannt.

¹¹ Aus dem Englischen kommend abgekürzt auch ICT für **I**ntegrating **C**urrent **T**ransformer genannt.

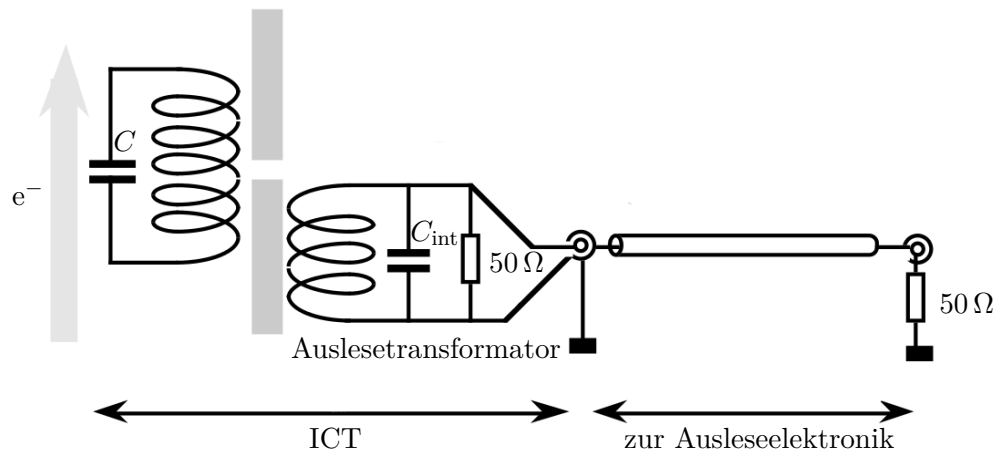


Abbildung 3.9: Schaltbild eines integrierenden Strahlstromtransformators [2].

Trägt man jetzt die im zweiten ICT bestimmte Pulsladung gegen die Energie auf, ergibt sich das Energiespektrum des Elektronenstrahls.

Kapitel 4

Das Trigger-System zur Single-Bunch-Akkumulation

4.1 Der Beschleunigungszyklus im Synchrotron

Jedes Triggersystem an ELSA muss als zentrales Element das Booster-Synchrotron betrachten. Um Elektronen während ihrer Beschleunigung auf einer Bahn mit konstantem Radius zu halten, muss das Magnetfeld der Ablenkmagnete simultan mit dem Energiegewinn der Elektronen erhöht werden. Die Stärke des ablenkenden Dipolfelds ist dabei durch den Impuls der Elektronen und dem Bahnradius gegeben, der von der Magnetposition vorgegeben wird:

$$B = \frac{p}{eR}. \quad (4.1)$$

Die Magnetfelderhöhung erfolgt im Synchrotron durch Variation des Spulenstroms der Synchrotronmagnete mit dem sinusförmigen, zeitlichen Verlauf des Netzstromes. Dieser gibt daher die *Energierampe* der Sollenergie der Elektronen während des Beschleunigungszyklus im Synchrotron vor. Abbildung 4.1 zeigt den zeitlichen Verlauf der Sollenergie. Diese hat ihr Maximum bei

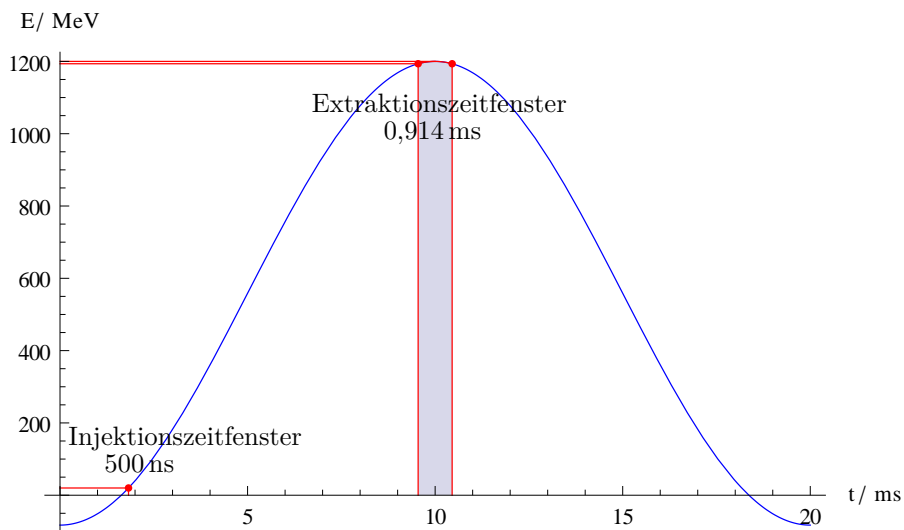


Abbildung 4.1: Die Energierampe des Synchrotrons mit Injektionszeitpunkt und Extraktions-Flat-Top.

der Extraktionsenergie von typischerweise 1,2 GeV. Das Minimum bei einer negativen Energie ist natürlich keine physikalische Realität, sondern entsteht durch Umpolen der Synchrotronmagnete und entspricht einer Beschleunigung der Elektronen in entgegengesetzter Richtung.

Das Verhältnis der Extraktionsenergie zur Schwingungsamplitude A_0 ist dabei fest vorgegeben. Damit lässt sich der Synchrotronzyklus wie folgt parametrisieren:

$$A_0 = \frac{1,0689}{2} E_{\text{ext}} \Rightarrow E(t) = E_{\text{ext}} \left(\frac{1,0689}{2} \cos \left(2\pi \frac{t}{T_{\text{zyklus}}} \right) + \left(1 - \frac{1,0689}{2} \right) \right). \quad (4.2)$$

Für die gesamte Beschleunigung der Elektronen steht die Hälfte des Synchrotronzyklus zur Verfügung, danach wird das Magnetfeld für den nächsten Injektionsschuss wieder herunterge-
rampt. Bei einer Stromnetzfrequenz von 50 Hz entspricht das einem Zeitraum von 10 ms, die durchschnittliche *Rampengeschwindigkeit* im Synchrotron ist damit etwa 120 GeV/s.

Die Injektion erfolgt bei der Maximalenergie des LINAC1 von 20 MeV. Der genaue Injektionszeitpunkt wird durch direkte Messung des entsprechenden Magnetfeldes der Synchrotronmagnete bestimmt. Die Energieakzeptanz des Synchrotrons legt dabei die benötigte Genauigkeit fest. Diese wird im Synchrotron nicht durch den phasenstabilen Bereich auf der Flanke der beschleunigenden Hochfrequenz begrenzt, da dieser nahezu die gesamte Hochfrequenzperiode umfasst (vgl. Kapitel 2). Die Energieakzeptanz wird stattdessen von der Magnetfeldrampe vorgegeben, da Elektronen mit einer zu großen Energieabweichung auf Kreisbahnen gelenkt werden, die sie an die Strahlkammerwand führt. Sie beträgt $\Delta E/E_{\text{inj}} = 0,5\%$ [4]. Das Zeitfenster des Injektionszeitpunkts relativ zum Minimum des Zyklus errechnet man durch Auflösen von Gleichung 4.2 nach der Zeit zu

$$t_{\text{inj}} = (1,826 \pm 0,001) \text{ ms}. \quad (4.3)$$

In der Praxis hat sich jedoch gezeigt, dass auch für stärker abweichende Injektionszeitpunkte immer noch Bunche im Synchrotron akzeptiert werden [6]. Allerdings müssen dafür die Injektionselemente, insbesondere das Injektionsseptum (siehe Abbildung 3.1), nachgestellt werden. Dieses beeinflusst, unter welchem Winkel der Elektronenstrahl ins Synchrotron injiziert wird und kann daher einem zu großen oder zu kleinem Magnetfeld im Synchrotron entgegenwirken, bis die Elektronen von der beschleunigende Hochfrequenz auf die Sollenergie gesteuert worden sind. Für eine feste Stellung des Injektionsseptums lässt sich das Zeitfenster aus Gleichung 4.3 in etwa bestätigen, allerdings sind die berechneten Abweichungen als Maximalwerte zu betrachten. Ab einer Verschiebung des Injektionszeitpunktes um etwa 1 μs ist keinerlei messbarer Strahlstrom am Bergoz Monitor im Synchrotron mehr nachzuweisen. Für eine hohe Injektionseffizienz ist daher ein wesentlich kleineres Zeitfenster erforderlich. Im Langpuls-Modus am LINAC2 zeigt sich, dass eine Abweichung von 250 ns vom optimalen Injektionszeitpunkt immer noch eine tolerierbare Injektionseffizienz ergibt, um das Synchrotron mit einem makroskopischen Elektronenpuls von 3 μs Dauer zu füllen [6]. Dies entspricht nach Tabelle 4.1 in etwa einem Umlauf im Synchrotron.

Die Extraktion aus dem Synchrotron erfolgt auf dem sogenannten *Flat-Top* des Zyklus. Das Zeitfenster wird durch die Energieakzeptanz des Stretcher-Ringes gegeben und ist wegen des flachen Verlaufs der Kurve (siehe Abbildung 4.1) erheblich länger als das der Injektion.

Bei der Injektion in den Stretcher gleichen die beschleunigenden Strukturen nur den Energieverlust durch Synchrotronstrahlung aus. Dieser wird mit der bekannten Faustformel für den Energieverlust pro Umlauf durch Synchrotronstrahlung in einem Kreisbeschleuniger beschrieben [19]. Im Gleichgewicht gilt dann

$$eU_0 \sin \Psi = \Delta E \stackrel{!}{=} W[\text{keV}] = 88,5 \frac{(E_{\text{ext}}[\text{GeV}])^4}{R[\text{m}]} = 16,867 \text{ keV}. \quad (4.4)$$

Parameter		Wert
Hochfrequenz	ν_{HF}	499,669 MHz
Umfang	U	69,6 m
Harmonischen Zahl	$h = U \cdot \nu_{\text{HF}}/c$	116
Umlauffrequenz	$\nu_{\text{u}} = h/\nu_{\text{HF}}$	4,3074 MHz
Umlaufzeit	T_{u}	232 ns
Energieakzeptanz	$\Delta E/E$	5 %
Zyklusdauer	T_{zyklus}	20 ms

Tabelle 4.1: Betriebsparameter des Synchrotrons [1].

Im Stretcherring wird die Synchrotronfrequenz durch eine Regelung der Amplitude der Beschleunigungsspannung in den Resonatoren auf 89 kHz stabilisiert. Gleichung 2.6 für die Synchrotronfrequenz wird für ultrarelativistische Teilchen bei den Injektion in den Stretcherring zu

$$\Omega_{\text{S}} = \sqrt{\frac{\omega_{\text{u}}^2 h \eta_{\text{c}} W}{2\pi E_{\text{ext}} \tan \psi}} = 89 \text{ kHz} \quad (4.5)$$

und bestimmt mit den Parametern aus Tabelle 4.2 eindeutig die Sollphase bezüglich der beschleunigenden Hochfrequenz. Auch der Überspannungsfaktor ist damit festgelegt, nach Gleichung 2.10 ist dieser

$$q = \frac{1}{\sin \Psi_{\text{s}}} = 59,791. \quad (4.6)$$

Die Energieakzeptanz des Stretcherrings bei der Injektion errechnet sich dann zu

$$\left(\frac{\Delta E}{E_{\text{ext}}}\right)_{\text{max}} = \sqrt{\frac{W}{\pi h \eta_{\text{c}} E_{\text{ext}}}} F(q) = 0,5 \%. \quad (4.7)$$

Der ideale Extraktionszeitpunkt liegt beim Maximum des Beschleunigungszyklus. Das Umstellen von Gleichung 4.2 ergibt mit der Energieakzeptanz wieder die Länge des Zeitfensters, dieses mal für die Extraktion aus dem Synchrotron

$$\Delta t_{\text{ext}} = 0,914 \text{ ms}. \quad (4.8)$$

Parameter		Wert
Hochfrequenz	ν	499,669 MHz
Umfang	U	164,4 m
Harmonischen Zahl	$h = U \cdot \frac{\nu_{\text{HF}}}{c}$	274
Umlauffrequenz	$\nu_{\text{u}} = \frac{h}{\nu_{\text{HF}}}$	1,824 MHz
Umlaufzeit	T_{u}	548 ns
Synchrotronfrequenz	Ω_{S}	89 kHz
Frequenzdispersion	η_{c}	0.063

Tabelle 4.2: Betriebsparameter des Stretcherrings [7].

4.2 Generierung eines Trigger-Pulses zur Single-Bunch-Akkumulation

Die vom LINAC1 generierten Injektionsschüsse mit einem einzelnen Bunch müssen zwei Bedingungen erfüllen:

- Sie müssen zum richtigen Zeitpunkt des Beschleunigungszyklus ins Synchrotron injiziert werden. Ein weiterer Injektionsschuss kann daher frühestens nach einer Zyklusdauer im Synchrotron erfolgen.
- Nach der Beschleunigung im Synchrotron muss jeder Injektionsschuss in demselben Bucket im Stretcher-Ring eingefangen werden. Daher müssen die dem ersten Injektionsschuss nachfolgenden Schüsse immer nach einem ganzzahligen Vielfachen der Umlaufzeit im Stretcher-Ring erfolgen.

Diese beiden Bedingungen lassen sich nicht ohne Weiteres miteinander vereinbaren, da die Zyklusdauer kein ganzzahliges Vielfaches der Umlaufzeit im Stretcher-Ring ist. Mit der Zyklusdauer aus Tabelle 4.1 und der Umlaufzeit im Stretcher nach Tabelle 4.2 ergibt sich ein Rest von

$$(20 \cdot 10^6 \bmod 548) \text{ ns} = 192 \text{ ns.} \quad (4.9)$$

Der zweite Injektionsschuss muss also im Vergleich zur Zyklusdauer gerade um

$$(548 - 192) \text{ ns} = 356 \text{ ns} \quad (4.10)$$

verzögert werden, um dasselbe Bucket zu treffen, in dem der erste Schuss eingefangen wurde. Der dritte Injektionsschuss muss um das Zweifache verzögert werden, der vierte Injektionsschuss um das Dreifache u.s.w.. Ein allein auf Verzögerungen beruhendes Injektionsschema würde die Injektionsschüsse allerdings schnell aus dem Injektionszeitfenster des Synchrotrons herauslaufen lassen. Umgangen wird dieses Problem durch eine Koinzidenz-Schaltung. Abbildung 4.2 zeigt schematisch die Generierung eines Injektionstriggers aus dem Synchrotronzyklus und der *Umlauf-Clock*¹ des Stretcher-Rings. Diese liegt in Form eines Signals, das die Hälfte der Umlaufzeit im Stretcher auf einem logischen *High*-Pegel und die andere Hälfte auf einem *Low*-Pegel liegt, vor. Der Laufzeitunterschied zwischen dem Synchrotronzyklus und der Umlauf-Clock des Stretchers nach Gleichung 4.10 bestimmt den Abstand zwischen dem Beginn des Injektionszeitfensters und dem nächsten Umlauf im Stretcher. Die Koinzidenzschaltung triggert nun, wenn innerhalb eines *Gate-Signals* eine ansteigende Flanke der Umlauf-Clock registriert wird. Dies geschieht durch ein logisches *UND-Gatter*.

Das Gate-Signal wird aus dem gemessenen Injektionszeitpunkt generiert. Um diesen herum wird mit einer geeigneten pulsformenden Elektronik ein Rechteckpuls der maximalen Länge des Injektionszeitfensters 4.3 erzeugt. Außerdem muss das Gate-Signal kürzer sein als ein Umlauf im Stretcher, damit maximal eine Koinzidenz pro Zeitfenster erfolgt. Dadurch kann es allerdings zu Synchrotron-Zyklen ohne Koinzidenz kommen, wie in Abbildung 4.2 am Beispiel des vierten Injektionsschusses gezeigt wird.

Die Bucketlänge im Stretcher-Ring bestimmt dabei die Genauigkeit, mit der die Injektionsschüsse am LINAC1 getriggert werden müssen. Außerdem müssen die Schwankungen der

¹ aus dem englischen für das digitale Taktsignal eines Systems

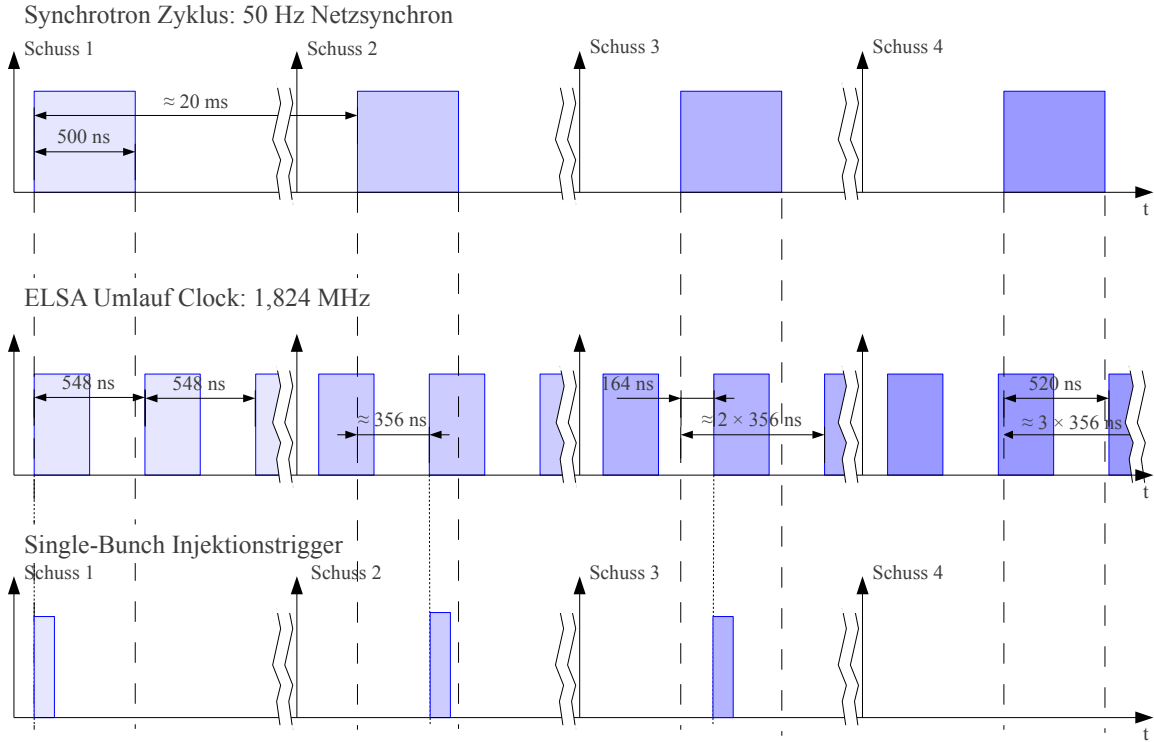


Abbildung 4.2: Pulsformdiagramm des Injektionstriggers.

Laufzeit der Injektionsschüsse im Synchrotron innerhalb einer Bucketlänge bleiben. Bei der Injektion in den Stretcher-Ring errechnet sich die Bucketlänge mit der Energieakzeptanz 4.7 nach Gleichung 2.11:

$$\Delta\Psi_{\max} = 1,769 \Rightarrow \tau_{\text{bucket}} = \frac{\Delta\Psi_{\max}}{2\pi} T_{\text{HF}} = 0,56 \text{ ns.} \quad (4.11)$$

Die Laufzeit im Synchrotron wird vom genauen Extraktionszeitpunkt bestimmt. Sie liegt in einer Größenordnung von 10 ns, daher muss das Trigger-System zur Single-Bunch-Akkumulation eine Genauigkeit von über $1 \cdot 10^6$ erreichen.

Das vorhandene Triggersystem des Booster- und Stretcher-Modus bestimmt die Zyklusdauer im Synchrotron mit einem einstellbaren Delay^2 , nach der die Extraktionselemente im Synchrotron und die Injektionselemente im Stretcher-Ring ausgelöst werden. Aufgrund der Länge des Zeitfensters der Extraktion aus dem Synchrotron wurden dabei bis jetzt keine großen Anforderungen an die Genauigkeit gestellt. Daher jitters³ das Triggersignal der Extraktionselemente um mehr als 10 μs . Es muss also auch ein neuer Trigger für die Injektion in den Stretcherring generiert werden.

² aus dem Englischen für eine zeitliche Verzögerung

³ aus dem Englischen für das zeitliche Zittern von Digitalsignalen

4.3 Generierung eines Triggerpulses zur Synchrotron-Extraktion

Das grundsätzliche Problem ist, dass einzelne Bunche im Stretcher und im Synchrotron nicht simultan zueinander umlaufen. Aufgrund des unterschiedlichen Umfangs laufen im Synchrotron 116 Buckets um (siehe Tabelle 4.1), im Stretcher handelt es sich um 274 (siehe Tabelle 4.2). Nachdem mit dem ersten Injektionsschuss ein einzelnes Bucket im Stretcher gefüllt wurde, findet ein Aufeinandertreffen eines neu gefüllte Buckets im Synchrotron mit dem gefüllten Bucket im Stretcher nur statt, wenn von vornherein ein geradzahliges Bucket im Synchrotron gefüllt wurde, da die Anzahl der Buckets in beiden Beschleunigerringen eine gerade Zahl ist. Dies wird durch das Triggerverfahren aus Abschnitt 4.2 sichergestellt.

Die einzelnen gefüllten Buckets in den beiden Kreisbeschleunigern laufen nun immer dann aneinander vorbei, wenn der Vorschub an Buckets gerade einem ganzzahligen Vielfachen der Anzahl der Buckets in beiden Ringen entspricht. Das kleinste, gemeinsame Vielfache der beiden harmonischen Zahlen ist

$$\text{kgv}(274, 116) = 15\,892. \quad (4.12)$$

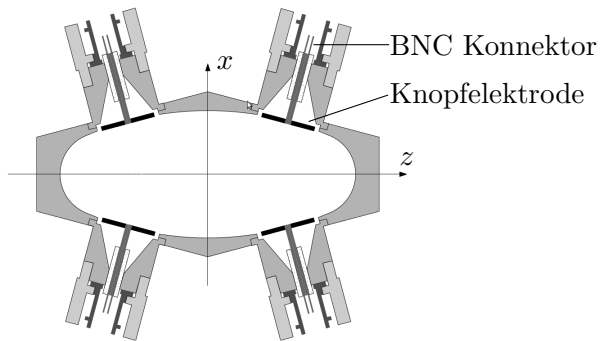
Diese Anzahl von Buckets entspricht 58 Umläufen im Stretcher, 137 Umläufen im Synchrotron oder einem Zeitraum von 31,784 μs . Das ist erheblich kürzer als die Flat-Top Länge des Synchrotronzyklus nach Gleichung 4.8.

Eine Messung der longitudinalen Position des gefüllten Buckets in jedem Umlauf liefert bei einer Koinzidenz in beiden Beschleunigern die Zeitpunkte, an denen die beiden gefüllten Buckets aneinander vorbei laufen. Die Messung erfolgt dabei über den Zeitpunkt des Summensignals eines Strahlpositionsmonitors⁴. Dabei werden die vom Strahlstrom induzierten Ladungen auf der Strahlkammerwand durch isolierte und bündig eingelassen Knopfelektroden gemessen (siehe Abbildung 4.3a). Über einen angepassten Messwiderstand fällt dann ein proportionales Spannungssignal ab. Die isolierten Knopfelektroden stellen dem Wandstrom gegenüber eine Kapazität dar, der BPM wirkt daher als Hochpassfilter [5]. Das gaussförmige, longitudinale Profil der einzelnen Bunche wird daher als Ableitung des Eingangssignals der BPMs wiedergegeben. Abbildung 4.3b) zeigt ein durch *Bunchcleaning* erzeugtes Single-Bunch-Signal an einem BPM im Stretcher-Ring. Dabei werden alle Bunche außer einem mit einem *Multi-Bunch-Feedback-System* [16] resonant angeregt, bis sie aus dem Strahl verloren gehen. Das Resultat ist ein einzelner, umlaufender Bunch im Stretcherring. Der Strahlstrom geht dabei so weit zurück, dass er vom Bergoz Monitor nicht mehr aufgelöst werden kann. Daher ist dieses Verfahren zur Erzeugung eines einzeln umlaufenden Bunches ungeeignet, um Single-Bunch Instabilitäten im Stretcher zu untersuchen, da diese erst bei sehr hohen Strahlströmen auftreten.

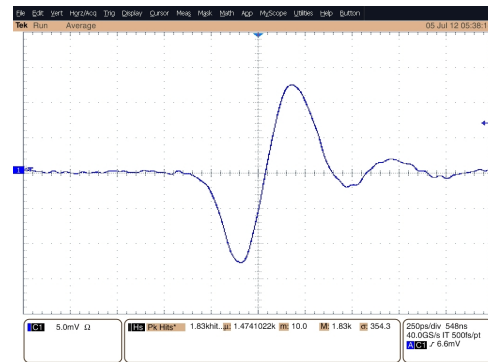
Das Summensignal aller vier Knopfelektroden ragt selbst bei schon nicht mehr messbarem Strahlstrom deutlich aus dem Untergrund heraus. Daher reicht es aus, um mit einem *Diskriminator* einen logischen Normpuls zu formen. Dazu wird dieser von der ansteigenden Flanke des BPM-Signals getriggert. Die Flankenlänge liegt deutlich unter 250 ps (siehe Abbildung 4.3b), damit wird die geforderte Genauigkeit des Triggersystems nach Gleichung 2.11 erreicht.

Im Synchrotron ist ein baugleicher BPM verbaut. Auch dessen Signal muss mit einem Diskriminator in einen Rechteckpuls überführt werden. Um die beiden Signale dann auf Koinzidenz zu überprüfen, bedarf es eines Zeitnormals. Dies wird durch die gemeinsame Hochfrequenzversorgung der beiden Beschleunigerringe mit 500 MHz gegeben. Die Koinzidenz soll das Triggersignal der Extraktionselemente im Synchrotron und der Injektionselemente im Stretcher liefern. Daher ist ein zusätzliches Gatesignal auf dem Flat-Top des Synchrotronzyklus erforderlich. Nachdem

⁴ aus dem Englischen kommend abgekürzt BPM für **B**eam **P**osition **M**onitor genannt



(a) Schnitt durch einen BPM an der ELSA Strahlrohrkammer.



(b) Single-Bunch-Signal an einem BPM im Stretcher-Ring. Die horizontale Auflösung beträgt 250 ps pro Einheit, die vertikale 5 mV.

Abbildung 4.3: Signalaufnahme mit einem BPM.

der Triggerpuls so generiert worden ist, muss bis zum nächsten Injektionsschuss ein sogenanntes *Inhibit-Signal* generiert werden, das weitere Koinzidenzen an der Erzeugung von unerwünschten Triggersignalen hindert.

Abbildung 4.4 zeigt ein Blockdiagramm des gesamten erarbeiteten Triggersystems zur Single-Bunch Injektion.

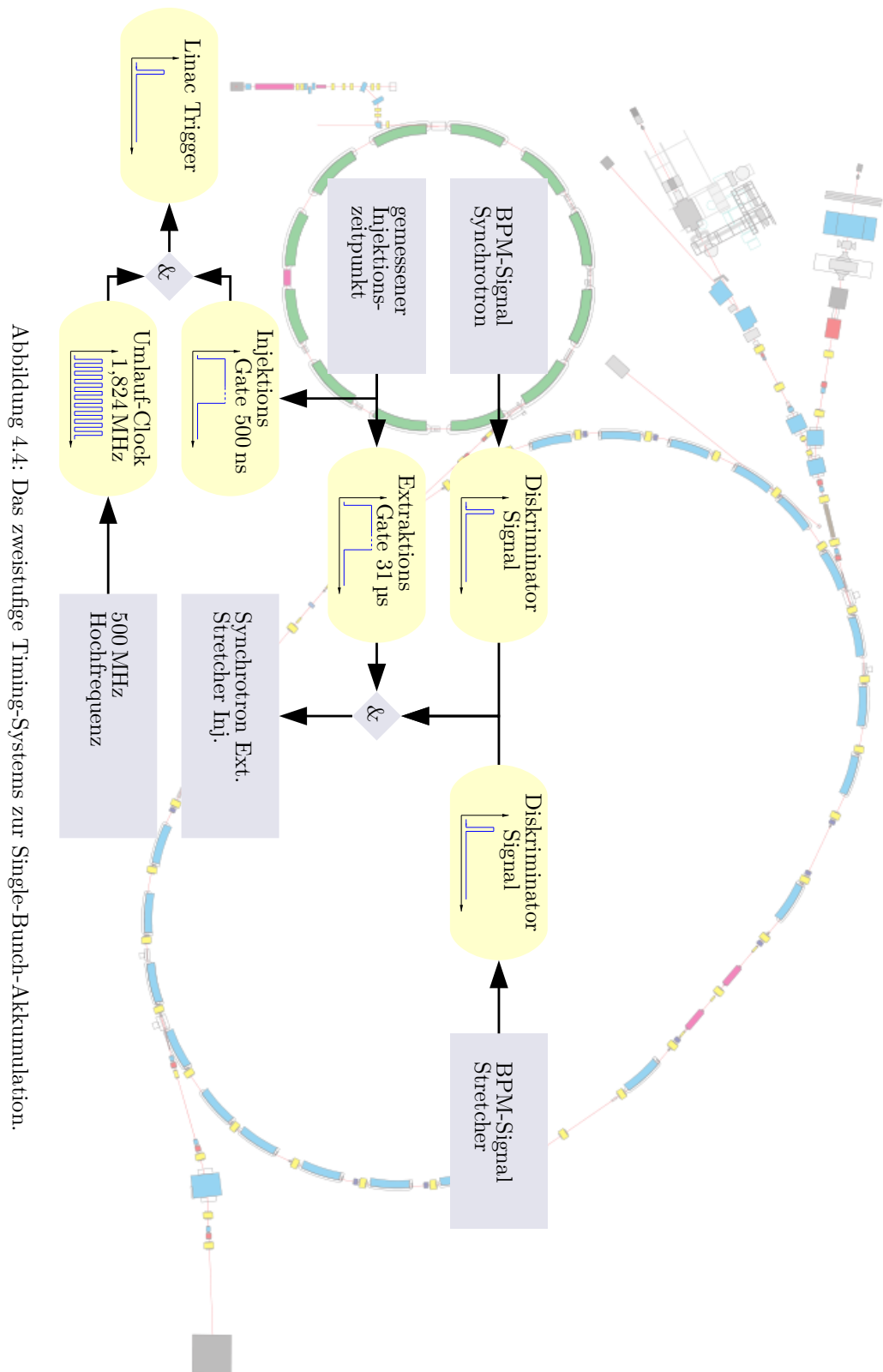


Abbildung 4.4: Das zweistufige Timing-Systems zur Single-Bunch-Akkumulation.

Kapitel 5

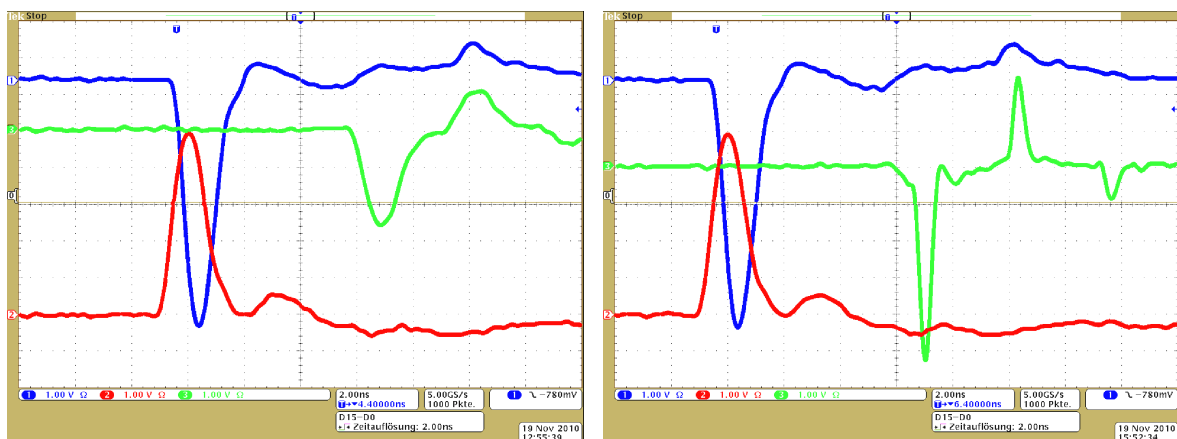
Aktueller Status des LINAC1

Zur Zeit wird der LINAC1 nur im Langpuls-Modus ohne Injektion ins Synchrotron betrieben. Dies liegt zum einen daran, dass bei der Installation des Hohlleitersystems des Traveling-Wave-Bunchers ein Vakuumleck aufgetreten ist. Daher kann dieser bis jetzt nicht in Betrieb genommen werden. Da das Hohlleitersystem noch vom alten Aufbau am LINAC1 stammt, soll es komplett erneuert werden.

Zum anderen fehlt im Transferkanal noch ein Fundament für eine Bleiabschirmung im Bereich der umlenkenden Dipole (siehe Abbildung 3.5). Diese ist notwendig, da sich der Elektronenstrahl bei der impulsabhängigen Ablenkung in den Dipolmagneten auffächert und so radioaktive Strahlung aus dem Sperrbereich des Strahlenschutzes austreten kann.

5.1 Die Entwicklung der Bunchlänge im Kurzpuls-Modus

Im Rahmen der Inbetriebnahme des LINAC1 hat sich gezeigt, dass der Injektor die Anforderungen zur Füllung eines einzelnen Buckets nicht ganz erreicht. Abbildung 5.1 zeigt die Signale der Wandstrommonitore im Injektor. Die absolute Position der Signale wird dabei durch die Laufzeit der Signale in den Koaxialkabeln zwischen dem jeweiligen Wandstrommonitor und dem Oszilloskop bestimmt. Die Polarität der Signale hängt davon ab, auf welcher Seite der Keramikunterbrechung der Signalabgriff durch den Innenleiter des Koaxialkabels erfolgt. Anhand



(a) Pulslängen im Kurzpuls-Modus ohne Bunching (b) Pulslängen im Kurzpuls-Modus mit Prebuncher

Abbildung 5.1: Entwicklung der Pulslänge im Kurzpuls-Modus. Gezeigt ist das Signal des WCM1 hinter der Elektronenquelle (—), das Signal des WCM2 vor dem Prebuncher (—), und das Signal des WCM3 am Eingang des Linearbeschleunigers (—) (siehe Abbildung 3.2) [8].

der Signale kann man direkt die FWHM-Pulslängen bestimmen. Diese sind in Tabelle 5.1 festgehalten.

FWHM-Pulslänge ohne TWB	
WCM1	$(1,20 \pm 0,05)$ ns
WCM2	$(1,28 \pm 0,05)$ ns
WCM3 ohne Prebuncher	$(1,32 \pm 0,05)$ ns
WCM3 mit Prebuncher	$(0,48 \pm 0,05)$ ns

Tabelle 5.1: Pulslängen im Injektor des LINAC1 im Kurzpulsmodus [8].

Die Elektronenquelle erreicht die geforderte maximale Pulslänge von einer halben Periodenlänge der Hochfrequenz im Prebuncher nicht ganz (vgl. Tabelle 3.1). Mit eingeschaltetem Prebuncher wird trotzdem nahezu die simulierte Bunchkompression erreicht (vgl. Kapitel 3.1.2). Die Bunchlänge ist dabei jedoch länger als die Periodenlänge der Hochfrequenzwelle im Wanderwellenbuncher. Nachdem dieser in Betrieb genommen wird, muss also untersucht werden, wie groß der tatsächliche Anteil der Elektronen ist, die nicht in einem Bucket eingefangen werden, sondern in benachbarte Buckets „überlaufen“. Dazu muss das longitudinale Strahlprofil hinter dem Linearbeschleuniger bestimmt werden. Betrachtet man die letzte Messung der Pulslänge des Linearbeschleunigers nach [15], ist zur Bestimmung des Strahlprofils die Trennung von Pulsen einer Phasenbreite von 4° bis 8° bezüglich der Hochfrequenzwelle im Linearbeschleuniger nötig. Die Pulslänge liegt damit unter 10 ps und der Abstand der Pulse beträgt 0,33 ns.

Eine Möglichkeit zur Bestimmung eines solchen longitudinalen Strahlprofils ist die Messung mit einem breitbandigen Wandstrommonitor. Dazu wurde die Frequenzauflösung eines Wandstrommonitors mit der sogenannten *Zeitbereichs-Transmissiometrie*¹ untersucht. Der Vorteil der Messung im Zeitbereich ist, dass man das System im Gegensatz zur Messung im Frequenzraum nicht im eingeschwungenen Zustand betrachtet und die Messung daher ein besseres Modell für den Einzelpuls am LINAC1 liefert.

Dazu wird ein von einem Netzwerkanalysator generierter, synthetischer, gaussförmiger Puls mit verschiedenen Bandbreiten von 3 kHz bis zu 8 GHz auf den Innenleiter des koaxial aufgebauten Testaufbaus geleitet (siehe Abbildung 5.2). Der Innenleiter simuliert in diesem Aufbau den Elektronenstrahl, durch den koaxialen Aufbau entspricht die Feldkonfiguration der TEM-Moden gerade der eines Elektronenstrahls. Die konischen Adapter an den Enden des Strahlrohrstückes mit dem Wandstrommonitor reduzieren Signalreflexionen.

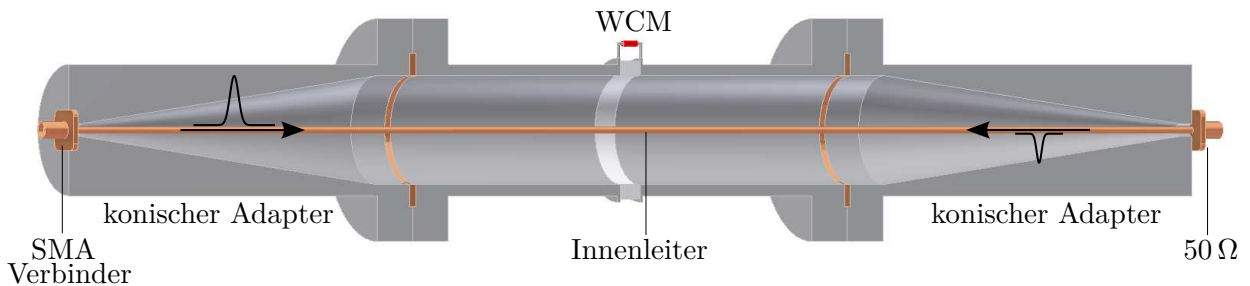


Abbildung 5.2: Koaxialer Testaufbau zur Zeitbereichs-Transmissiometrie [8].

¹ Aus dem Englischen kommend auch abgekürzt TDT für **T**ime-**D**omain **T**ransmissometry genannt.

Das über den Innenleiter direkt transmittierte Signal dient zur Kalibration und gibt das Referenzsignal 5.3 vor. Nach der Kalibration wird der Innenleiter mit $50\ \Omega$ abgeschlossen und der Signaleingang des Netzwerkanalysators statt dessen an den WCM angeschlossen. Auf der rechten Flanke des WCM-Signals (siehe Abbildung 5.4) sind dann trotz der konischen Adapter und des Abschlusses des Innenleiters mit $50\ \Omega$ noch Störungen durch Reflexionen auszumachen. Die Signalform muss daher aus der linken Flanke allein abgeleitet werden. Hohe Frequenzen sind gedämpft, die Transferfunktion des WCMs entspricht daher der eines Bandpassfilters.

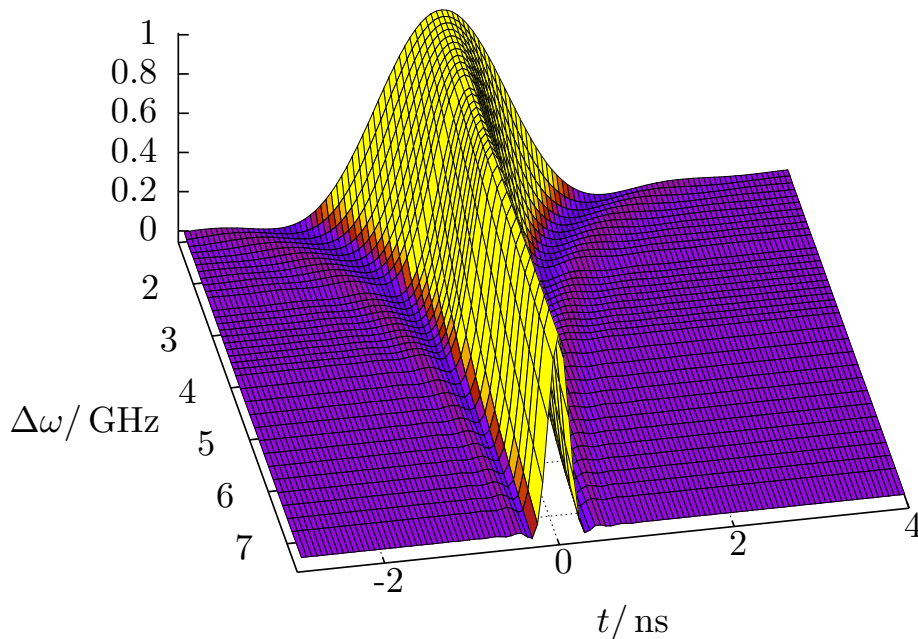


Abbildung 5.3: Kalibrationssignal der gaussförmigen Pulse mit ansteigender Bandbreite $\Delta\omega$.

Oberhalb von 6 GHz wird das Breite des Referenzsignals nicht mehr korrekt wiedergegeben. Der Wandstrommonitor wird daher nur signifikanten Überlauf in benachbarte Buckets registrieren können. Genauere Untersuchungen erfordern aber einen wesentlich größeren Aufwand, der untersuchte WCM kann mit einem konischen Adapter einfach am Strahlaustrittsfenster am Bestahlungsmessplatz installiert werden und so eine erste Abschätzung des longitudinalen Strahlprofils hinter dem Linearbeschleuniger liefern.

5.2 Das Energiespektrum eines Linearbeschleunigers

Nach dem die Bleiabschirmung aufgebaut worden ist, kann nach dem in Kapitel 3.3.3 vorgestelltem Messprinzip das Energiespektrum des Linearbeschleunigers aufgenommen werden. Dazu ist ein Programm zur automatischen Aufnahme der Spektren vorbereitet worden. Zu Testzwecken wurde es an die Strahlführung des LINAC2 angepasst (siehe Anhang B). Durch die Beschleu-

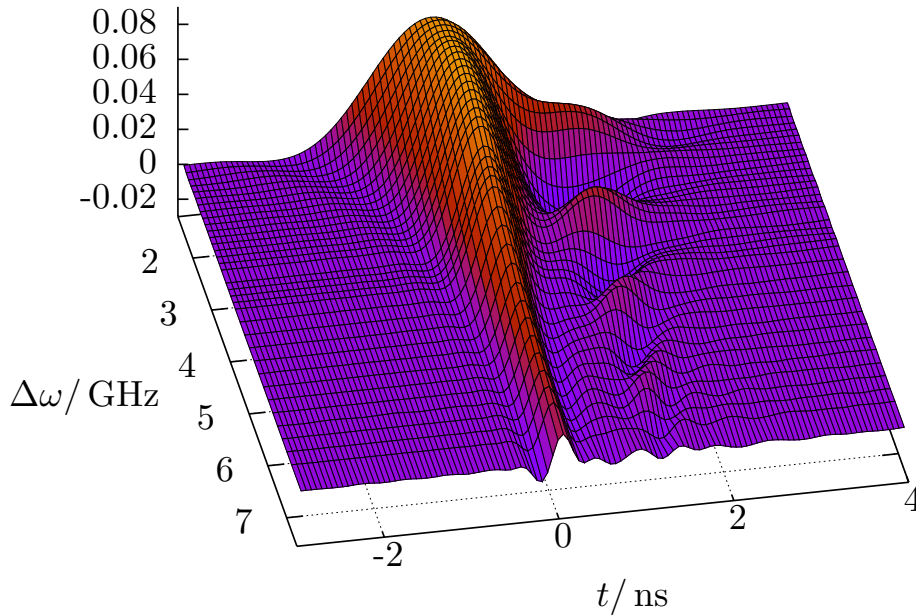


Abbildung 5.4: Transmittiertes Signal des WCMs bei ansteigender Bandbreite $\Delta\omega$ des gaussförmigen Pulses.

nigungsspannung im Piloklystron wird die in den Linearbeschleuniger eingekoppelte Leistung bestimmt. Für verschiedene Einstellungen der Hochfrequenzleistung ist das Strahlspektrum aufgenommen worden und wird in Abbildung 5.5 dargestellt.

Der LINAC2 wird ausschließlich mit langen Pulsen einer Dauer von $1\ \mu\text{s}$ betrieben. Daher sind neben der rechten Flanke der einzelnen Peaks deutlich die Ausläufer zu höheren Energien hin zu sehen. Diese werden durch die Füllzeitelektronen hervorgerufen (siehe Kapitel 3.2). Die Ausläufer an der linken Flanke der Spektren zu niedrigen Energien hin werden von einer sehr hohen Phasenbreite der Bunche hervorgerufen. Dadurch werden die Elektronen an den Enden des Bunches nicht mehr auf dem Maximum der Hochfrequenzwelle beschleunigt und es ergibt sich die gezeigte Verbreiterung der Energieverteilung zu geringen Energien hin.

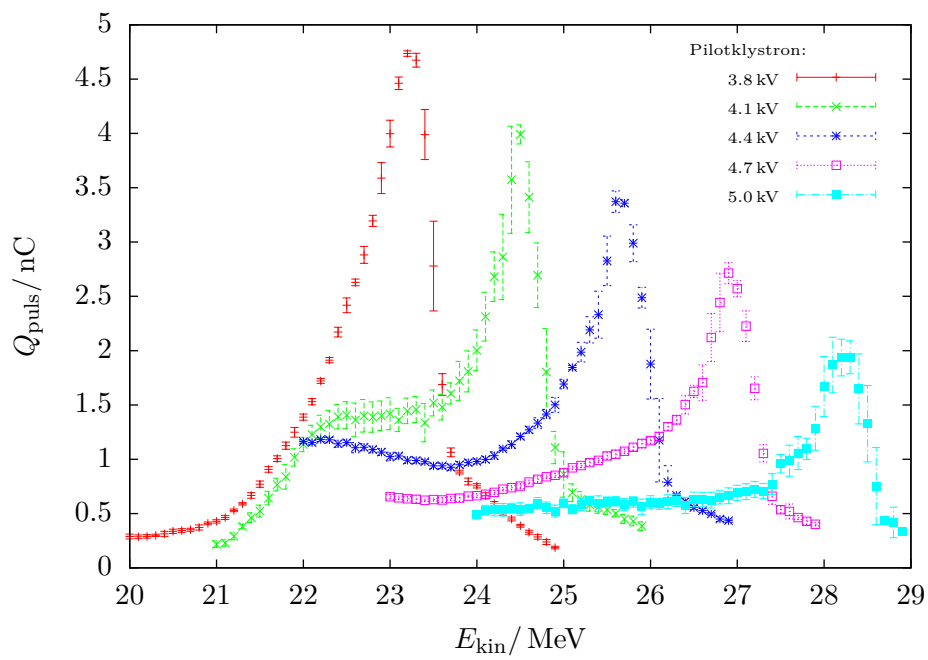


Abbildung 5.5: Energiespektrum am LINAC2 für verschiedene Leistungen der eingekoppelten Hochfrequenzwelle.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

Im Hinblick auf die zukünftige Nutzung des LINAC1 als Injektor für die Beschleunigeranlage wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Modell zur Umsetzung der Single-Bunch-Akkumulation an der Beschleunigeranlage ELSA entworfen.

Dabei werden einzelne Injektionsschüsse aus dem Linearbeschleuniger so getriggert, dass sie nach dem Beschleunigungszyklus im Synchrotron immer in dasselbe Bucket im Stretcherring eingeschossen werden. Dies wird durch eine zweistufige Koinzidenz erreicht. Zunächst muss ein Injektionsschuss immer synchron zur Dauer des Synchrotronzyklus und der Umlaufzeit im Stretcherring erfolgen. Durch diese Bedingung wird der LINAC1 getriggert. Da die Laufzeit im Synchrotron aber nicht stabil genug steht, muss eine weitere Koinzidenz die Injektion vom Synchrotron in den Stretcherring triggern. Dazu soll die Position der einzeln umlaufenden Bunche in den beiden Kreisbeschleunigern zeitaufgelöst gemessen werden. Das Triggersignal wird bei einer Koinzidenz auf der Maximalenergie des Synchrotronzyklus ausgelöst. Die geforderte Genauigkeit des Triggersystems ist durch die Bucketlänge im Stretcherring gegeben. Die Laufzeit der Elektronen im Synchrotron beträgt etwa 8,2 ms, dabei dürfen die Triggersignale nicht mehr als eine Bucketlänge schwanken, diese entspricht 0,56 ns

Weiterhin wurde der LINAC1 an die zentrale Hochfrequenzversorgung der Beschleunigeranlage angeschlossen, um eine phasenfeste Beziehung der Beschleunigungsspannungen an ELSA zu schaffen. Die dazu notwendigen Umbaumaßnahmen sind in Form von Schaltplänen im Anhang dieser Arbeit dokumentiert.

Zum Schluss wurden noch die nächsten Messungen zur Inbetriebnahme des LINAC1 vorbereitet. Diese beinhalten zunächst eine Messung des Energiespektrums zur Bestimmung der Injektionseffizienz in das Synchrotron.

Im Kurzpulsmodus muss das longitudinale Strahlprofil überprüft werden, um sicherzustellen, dass der Injektor eine ausreichende Bunchkompression erreicht, um nur ein einzelnes Bucket im Linearbeschleuniger zu füllen. Dazu muss aber das Bunchingsystem selber wieder in Betrieb genommen werden. Dies erfordert ein komplett neues Hohlleitersystem, welches zur Zeit konzipiert wird.

Anhang A

Schaltpläne

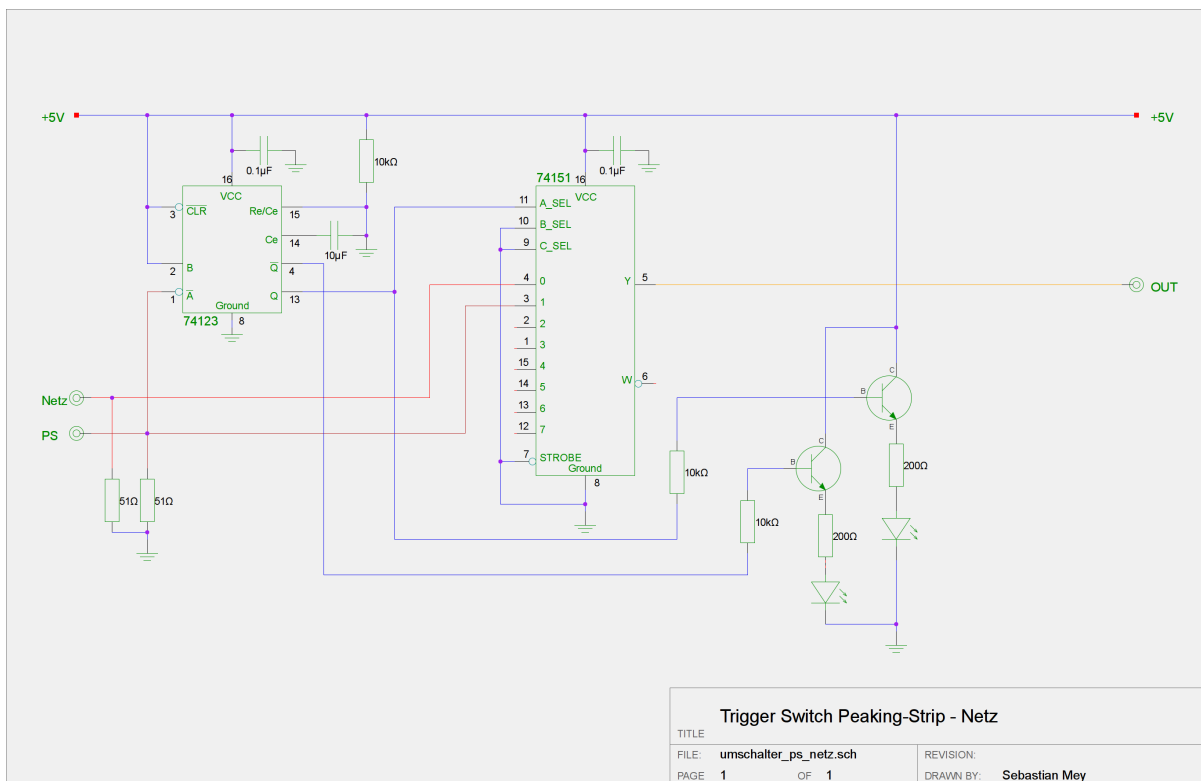


Abbildung A.1: Automatische Umschaltung der Triggerquellen der LINACs für den Fall, dass das Synchrotron ausgeschaltet wird [3].

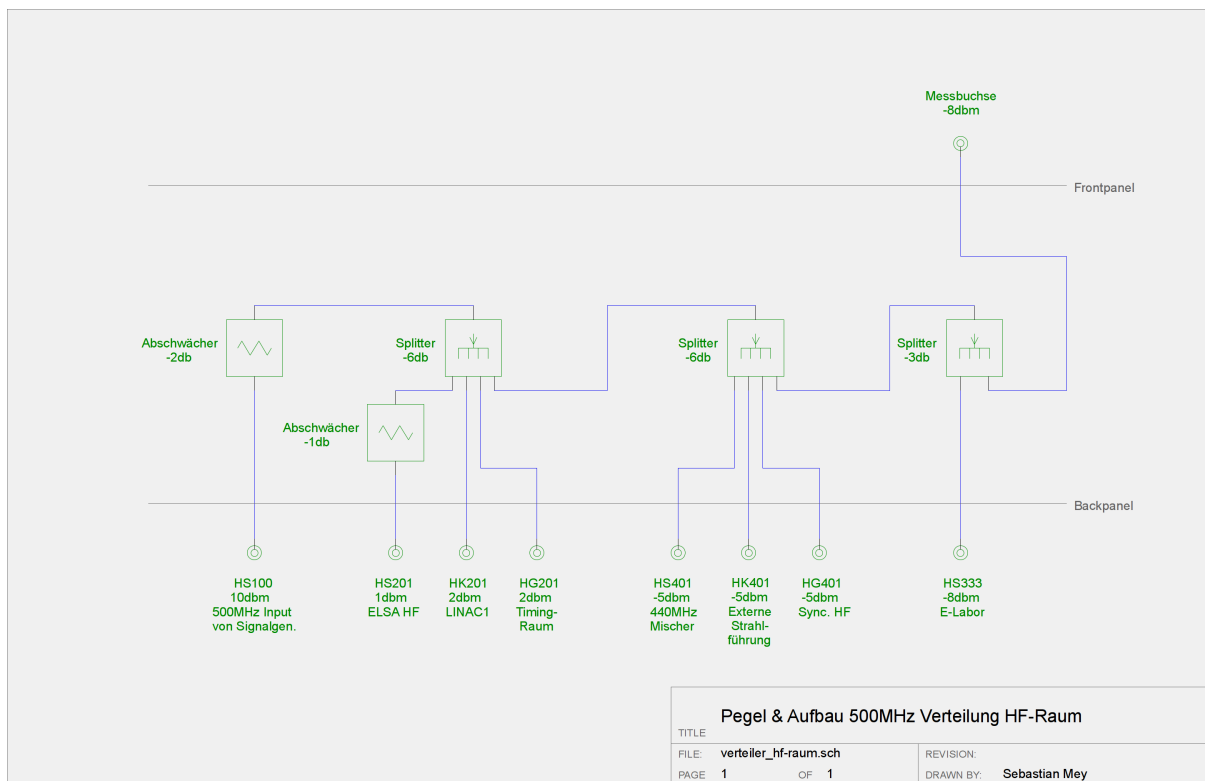


Abbildung A.2: Zentrale Hochfrequenzverteilung im HF-Raum.

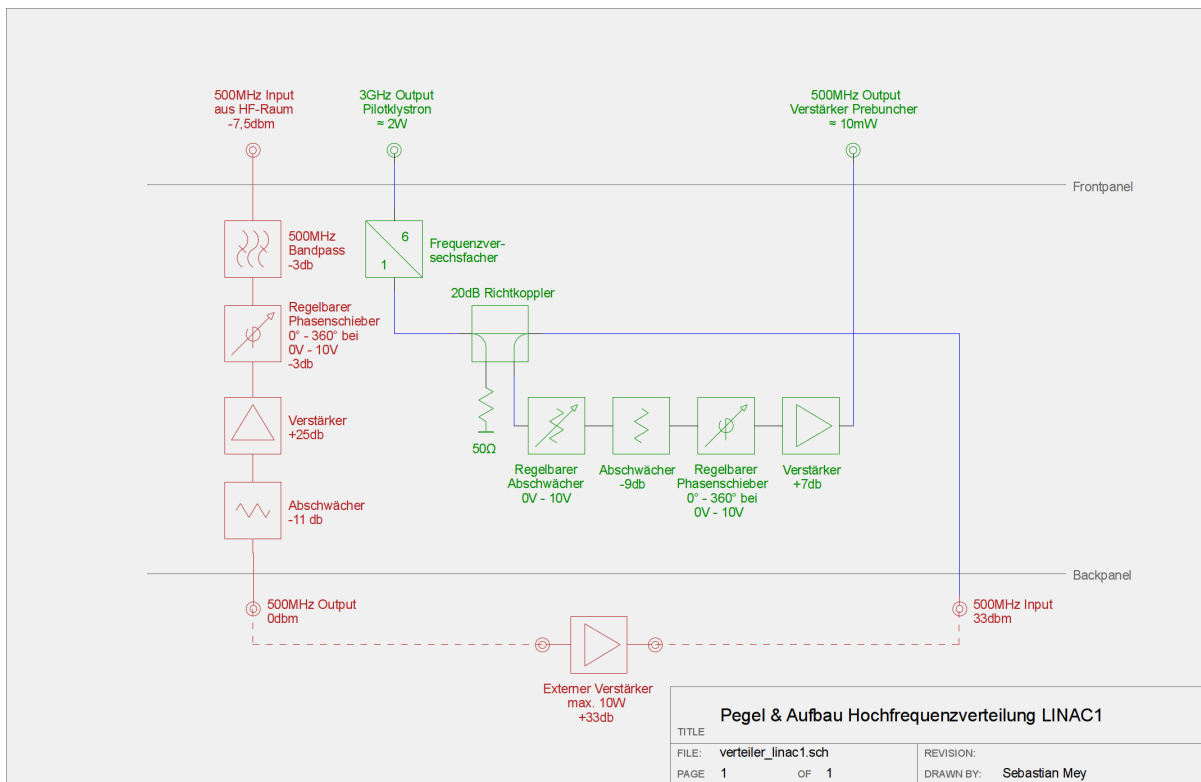


Abbildung A.3: Hochfrequenzverteilung des LINAC1. Die neue Anbindung an die zentrale 500 MHz Verteilung ist in rot eingezeichnet

Anhang B

Quellcode zur automatischen Aufnahme eines Energiespektrums am LINAC2 [12]

```
#define OLD_STYLE

#include <ELSA.h>
#include <stdlib.h>
#include <iostream.h>
#include <iomanip.h>
#include <math.h>
#include <unistd.h>

//Mittelwert berechnen
double calc_mittelwert(double *ptr, int anz) {
    double mittelwert=0;
    for (int j=0; j < anz; j++) mittelwert += ptr[j];
    return mittelwert/anz;
}

//RMS berechnen
double calc_rms(double *ptr, int anz) {
    double rms=0;
    double mittelwert=calc_mittelwert(ptr, anz);
    for (int j=0; j < anz; j++) rms += (ptr[j]-mittelwert)*(ptr[j]-mittelwert);
    return sqrt(rms/anz);
}

int main(int argc, char *argv[]) {
    float start=0;
    float stopp=0;
    float schritt=0;

    //Startenergie, Endenergie und Schrittweite des Spektrums einlesen
    //oder als Parameter übergeben
    if(argc!=4) {
        printf("Syntax: %s [STARTENERGIE/MeV] [STOPPENENERGIE/MeV]
                [SCHRITTWEITE/MeV]\n",argv[0]);
        printf("Startenergie eingeben: ");
    }
}
```

```
scanf("%f",&start);
printf("Stoppenegie eingeben: ");
scanf("%f",&stopp);
printf("Schrittweite eingeben: ");
scanf("%f",&schritt);
}
else {
    start=atof(argv[1]);
    stopp=atof(argv[2]);
    schritt=atof(argv[3]);
}

//Anbindung als Kontrollsystem
if (ccs_attach((char *)"espektrum")) {
    printf("ERROR in ccs_attach_control\n");
    exit(1);
}

FloatElsaParameter paramEnergieBeamline("LTS_ENERGIE.SOLL_AC");
FloatElsaParameter paramEnergieBeamlineMemory("LTS_ENERGIE.SOLL_AC");
FloatElsaParameter paramBergozLadung("INJ_LINAC2_BERGOZ.CHARGE_AM");
FloatElsaParameter paramPilotKlystron("INJ_LINAC2_HF.PULSSPANNUNG_AC");

//Datum und Uhrzeit für Ausgabedateiname
time_t rawtime;
struct tm * timeinfo;
time ( &rawtime );
timeinfo = localtime ( &rawtime );
char date[100];

//Formatierung des Ausgabedateinamens
//"espektrum-[Pilotklystronspannung]-[Daum]-[Uhrzeit].dat"
sprintf(date,
"/sgt/elsa/data/espektrum_linac2/espektrum-%1.3f-%04d_%02d_%02d_%02d_%02d.dat",
paramPilotKlystron.get(),
timeinfo->tm_year+1900,
timeinfo->tm_mon,
timeinfo->tm_mday,
timeinfo->tm_hour,
timeinfo->tm_min
);

//Ausgabe als GNUPlot-Grafik, als Textdatei und an die Standardausgabe
FILE *fp;
FILE *gp;
fp = fopen(date,"w");
fprintf(fp,"#ENERGIE\tLADUNG\t\tRMS_LADUNG\n");
```

```

gp = popen("gnuplot -p","w");
printf("#ENERGIE\tLADUNG\tRMS_LADUNG\n");

//Sollenergie der Strahlführung einlesen um sie später zurücksetzen zu können
float memory=paramEnergieBeamlineMemory.get();

//Sollenergie der Strahlführung durchfahren
for (float energie=start; energie<=stopp; energie+=schritt) {
    sleep(1);

    //Sollenergie der Strahlführung setzen
    paramEnergieBeamline.set(energie);

    //10 Verschiedene Werte der Pulsladung nehmen und Mittelwert und RMS berechnen
    double ladung[10];
    for (int n=0; n<10; n++) {
        paramBergozLadung.waitGet(ladung[n],0);
    }
    double mittelwert=calc_mittelwert(ladung,10);
    double rms=calc_rms(ladung,10);

    //Ausgabe
    fprintf(fp, "%f\t%f\t%f\n",
    paramEnergieBeamline.get(),
    mittelwert,
    rms
    );
    fflush(fp);
    fprintf(gp, "plot \"%s\" with yerrorbars\n",
    date
    );
    fflush(gp);
    printf("%f\t%f\t%f\n",
    paramEnergieBeamline.get(),
    mittelwert,
    rms
    );
}

//Dateien schliessen
fclose(gp);
fclose(fp);

//Strahlführung zurücksetzen
paramEnergieBeamlineMemory.set(memory);
}

```


Literatur

- [1] K.-H. Althoff, »Das 2,5 GeV-Elektronen-Synchrotron der Universität Bonn«, *Jahrbuch 1969 des Landesamtes für Forschung des Landes Nordrhein-Westfalen*, Köln u. Opladen: Westdeutscher Verlag, 1969.
- [2] *Beam Charge Monitor (Modular Electronics), Integrate-Hold-Reset, User's Manual*, 2.2, Bergoz Instrumentation, Saint Genis Pouilly, Frankreich, März 2008.
- [3] A. Diekmann, Persönliche Mitteilung, Juni 2011.
- [4] *Festschrift Synchrotron*, Universität Bonn, 1965.
- [5] P. Forck, »Lecture Notes on Beam Instrumentation and Diagnostics«, Gesellschaft für Schwerionenforschung, Darmstadt, März 2008.
- [6] F. Frommberger, Persönliche Mitteilung, Mai 2012.
- [7] W. Hillert, »The Bonn Electron Stretcher Accelerator ELSA: Past and future«, *The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei* 28 (2006) 139ff.
- [8] N. Hofmann, »Aufbau eines Strahldiagnosesystems am LINAC I an ELSA«, Diplomarbeit, Universität Bonn, Dez. 2010.
- [9] F. Klarner, »Konzeption, Aufbau und Inbetriebnahme eines neuen Vorbeschleunigersystems an ELSA«, Dissertation, Universität Bonn, Nov. 2011.
- [10] D. Kroenung, »Ein Energie-Kompressor-System für die Beschleunigeranlage ELSA«, Diplomarbeit, Universität Bonn, Sep. 2009.
- [11] J. Le Duff, »Longitudinal Beam Dynamics in Circular Accelerators«, *Fifth General Accelerator Physics Course*, hrsg. von S. Turner, Bd. 1, CERN Accelerator School, Genf, Schweiz: CERN, 1994 299ff.
- [12] D. Proft, Persönliche Mitteilung, Juni 2012.
- [13] D. Proft, »Aufbau eines Monitorsystems zur Erfassung von Strahlverlust am ELSA-Stretcherring«, Diplomarbeit, Universität Bonn, Aug. 2011.
- [14] K. Raecke, »Studien zum Aufbau eines neuen 80 MeV-Injektors und eines neuen Injektionsschemas für das Synchrotron der Bonner Beschleunigeranlage ELSA«, Dissertation, Universität Bonn, Sep. 2001.
- [15] K. Reichmann et al., »Entwurf und Aufbau eines Energiekompressors für den Vorbeschleuniger am 2,5 GeV-Synchrotron«, Dissertation, Universität Bonn, Juni 1981.
- [16] M. Schedler,
»Dämpfung transversaler Multibunchinstabilitäten am Elektronenbeschleuniger ELSA«, Masterarbeit, Universität Bonn, Aug. 2011.
- [17] D. Warner, »Fundamentals of Electron Linacs«, *Cyclotrons, Linacs and Their Applications*, hrsg. von S. Turner, CERN Accelerator School, Genf, Schweiz: CERN, 1996 27ff.

- [18] H. Wiedemann, *Particle Accelerator Physics*, 3. Aufl., Springer, 2007.
- [19] K. Wille, *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*, 2. Aufl., Teubner, 1996.

Danksagung

Ohne die Unterstützung vieler Personen wäre die Erstellung dieser Arbeit nicht möglich gewesen, weshalb ich mich an dieser Stelle für den Einsatz und die Hilfsbereitschaft herzlich bedanken möchte.

Herrn PD Dr. Wolfgang Hillert danke ich für das interessante und vielseitige Thema meiner Diplomarbeit und für die umfangreiche Unterstützung bei der Umsetzung. Herrn Prof. Dr. Rudolf Maier und Herrn PD Dr. Andreas Lehrach danke ich für die Übernahme des Koreferats und der Teilnahme an meinem Diplomkolloquium.

Herrn Dr. Frank Frommberger und Herrn Dr. Andreas Diekmann möchte ich für die Unterstützung sowohl in wissenschaftlicher als auch in technischer Hinsicht danken, ohne die diese Arbeit wohl nicht möglich gewesen wäre.

Auch bei den Mitgliedern der Arbeitsgruppe möchte ich mich herzlich bedanken. Hier danke ich Oliver Boldt und Fabian Klarner für die Unterstützung besonders am Anfang der Diplomarbeit. Manuel Schedler gilt mein Dank für die ausgezeichnete Zusammenarbeit am LINAC1 und bei der Gestaltung der Übungen, letzteres gilt selbstverständlich auch für Dennis Sauerland. Jens-Peter Thiry und Dennis Proft möchte ich für die Unterstützung bei der Lösung nahezu aller programmier- und elektrotechnischer Probleme danken. André Roth, Nikolas Heurich und Christine Reinsch danke ich für die schöne Zeit im Büro. Auch dem Rest der Arbeitsgruppe, Jan Schmidt, Sven Zander, Dominik Heiliger, Phillip Hähnisch und Rebecca Koop sowie den Bachelor-Studenten danke ich für die herzlich Aufnahme und für das schöne Jahr mit euch.

Ein besonderer Dank gilt meinen Eltern und meiner Schwester Mareike, die während meines gesamten Studiums zu mir gestanden und mich unterstützt haben.

Vielen Dank!