UNIVERSITÄT BONN
Physikalisches Institut

Studien zum Aufbau eines neuen 80 MeV-Injektors und eines neuen Injektionsschemas für das Synchrotron der Bonner Beschleunigeranlage ELSA

von
Karsten Raecke

At the ELSA Accelerator Facility exists the opportunity to install a 80 MeV linear accelerator as an injector for the 2,5 GeV Booster Synchrotron. Because of its length the new structure cannot replace one of the linacs used today so possibilities to built up the accelerator and the transfer channels are worked out. Calculations comparing the injection efficiency of the present layout and the possible new layout show a recognizable improvement. The injection efficiency can be further improved using a single turn injection scheme. A septum magnet and a fast kicker for this injection scheme is designed.

Post address:
Nussallee 12
53115 Bonn
Germany

BONN-IR-2001-09
Bonn University
September 2001
ISSN-0172-8741

UNIVERSITÄT BONN
Physikalisches Institut

Studien zum Aufbau eines neuen 80 MeV-Injektors und eines neuen Injektionsschemas für das Synchrotron der Bonner Beschleunigeranlage ELSA

von
Karsten Raecke

Dieser Forschungsbericht wurde als Dissertation von der Mathematisch - Naturwissenschaftlichen Fakultät der Rheinischen-Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn angenommen.

Angenommen am:	27.09.2001,
Referent:	Prof. Dr. D. Husmann
Korreferent:	Prof. Dr. W. Schwille

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung **1**

2. Einführung in die Strahloptik **4**
2.1. Verwendetes Koordinatensystem 4
2.2. Transversale Bewegung 4
2.3. Longitudinale Bewegung 7

3. Aufbau und Elemente eines Injektors **13**
3.1. Elektromagnetische Wellen im Hohlleiter 13
3.2. Chopper und Prebuncher 16
3.3. Der Buncher 18
3.4. Beschleunigerstrukturen 20

4. Die Bonner Linearbeschleuniger **24**
4.1. LINAC 1 24
4.2. LINAC 2 26
4.3. LINAC 3 28

5. Änderungen im Aufbau des LINAC 3 zur Anpassung an Bonner Anforderungen **37**
5.1. Einschuß mit 50 keV 37
5.2. Die Netzgeräte 43

6. Bestimmung des Standortes und Entwurf der Transferkanäle für den LINAC 3 **45**
6.1. Der Standort 45
6.2. Die Transferkanäle 49

7. Die Injektion ins Synchrotron **62**
7.1. Das Synchrotron 62
7.2. Die Injektionsmöglichkeiten 64
7.3. Berechnung der Injektionseffizienz 68
7.4. Die Injektionselemente 73

8. Zusammenfassung **81**

A. Die Synchrotronschwingungen **82**

B. Methoden der Emittanzmessung **84**
B.1. Allgemeines zur Messung der Emittanz 84
B.2. Variation der Fokussierungsstärke eines Quadrupols 84
B.3. Die Drei-Schirmmethode 86

C. Mechanische und optische Parameter des Synchrotrons **88**

D. MAD-Ausgabedateien der Transferkanäle **90**
D.1. Transfer Alternative 1 90
D.2. Transfer Alternative 2 91

Literaturverzeichnis **93**

Danksagung **97**

1. Einleitung

Das Physikalische Institut der Universität Bonn betreibt seit 1958 Elektronensynchrotrone. Mit dem 500 MeV-Elektronenbeschleuniger, dem ersten in Europa, der das Prinzip der starken Fokussierung verwendete, wurden hauptsächlich Experimente zur Pionenerzeugung mit reellen Photonen (Bremsstrahlung) durchgeführt. Um die Experimentiermöglichkeiten zu erweitern, wurde das 2,5 GeV-Synchrotron gebaut [1], an dem 1967 die ersten Experimente zur Messung des Formfaktors des Protons mit Hilfe von Elektronstreuexperimenten begannen. Wurde im ersten Aufbau noch ein Bandgenerator als Injektor verwendet [47], bestand der Injektor des 2,5 GeV-Synchrotrons aus einem Wanderwellen-Linearbeschleuniger (LINAC[1] 1). Als Injektor sei im folgenden immer der Gesamtaufbau aus Elektronenquelle, eventuell Prebuncher und Buncher und Linearbeschleuniger verstanden. Der LINAC 1 beschleunigt die Elektronen auf eine Energie von 20 MeV. 1987 wurde als neuester Beschleuniger die Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA [40] in Betrieb genommen (Abb. 1.1). Sie nutzt das 2,5 GeV-Synchrotron als Vorbeschleuniger und ermöglicht durch das Zwischenspeichern der aus dem Synchrotron extrahierten Elektronenpakete einen „kontinuierlichen“ Nutzstrahl am Experiment. Das makroskopische Tastverhältnis, das Verhältnis von Meßzeit am Experiment zu Zykluszeit, wird von 5 % beim Synchrotron auf fast 100 % bei ELSA erhöht. Diese Betriebsart wird auch als *Stretchermodus* bezeichnet. Zusätzlich bietet der Stretcherring noch die Möglichkeit, im sogenannten *Boostermodus* Strom zu akkumulieren, diesen auf Endenergien bis 3,5 GeV zu beschleunigen und dort über einen Zeitraum von bis zu einer Minute zu extrahieren. Als weitere Variante kann im *Speichermodus* Strom im Stretcherring über mehrere Stunden gespeichert werden. Der Speichermodus ist gewissermaßen ein Boostermodus ohne Extraktion, bei dem die Zykluszeit im Bereich von einigen Stunden liegt. Aus thermischen Gründen[2] ist zur Zeit der maximale Strom auf 58 mA bei 2,3 GeV und auf 30 mA bei 2,7 GeV begrenzt.

Die Bonner Beschleunigeranlage bietet inzwischen auch die Möglichkeit, polarisierte Elektronenstrahlen zu nutzen. Diese werden mit Hilfe des Photoeffekts an Halbleiterkristallen erzeugt. Die erste auf diesem Effekt basierende Quelle nahm 1997 den Betrieb auf [62, 89]. Sie nutzte den LINAC 1 zur Beschleunigung und Injektion ins Synchrotron. Aufbauend auf den Erfahrungen mit dieser Quelle und mit Quellen, die an anderen Instituten betrieben werden (z.B. SLAC [9]), wurde eine zweite Quelle („50 kV-Quelle“) für polarisierte Elektronenstrahlen gebaut und drei Jahre später fertiggestellt [34]. Diese Quelle schießt in die von der Universität Mainz überlassene nullte Sektion des 300 MeV-Linearbeschleunigers ein, den LINAC 2 [7]. Dieser hat eine Endenergie von 30 MeV.

Um die Experimentiermöglichkeiten an ELSA noch zu erweitern, sind unter anderem ein Hochstrombetrieb für den Speichermodus, eine zeitaufgelöste Messung mit der Synchrotronstrahlung durch Einzelbunchbetrieb und insgesamt höhere Ströme während des Boosterbetriebes angedacht. Dies ist mit den beiden zur Zeit in Betrieb befindlichen Injektoren nicht zu realisieren. Daher wurde das Angebot, einen Teil der am Deutschen Elektronensynchrotron (DESY) aufgebauten S-Band-Test-Facility (SBTF) [11] zu übernehmen, gerne angenommen. Die SBTF war eine Testanlage für Studien zum Aufbau eines S-Band Linear Colliders [37], der parallel zur TESLA-Test-Facility (TTF)[3] [18] errichtet wurde.

[1] Linac ist die Abkürzung des engl. *linear accelerator*.

[2] Der Stretcherring besitzt zur Zeit noch keine komplette Bestückung mit einer wassergekühlten Vakuumkammer. Damit es nicht zu temperaturbedingten Schäden an den noch nicht gekühlten Kammern kommt, wird der Strom im Stretcherring limitiert.

[3] Bei der TTF handelt sich um einen Testaufbau für einen supraleitenden, im L-Band (1,3 GHz) betriebenen, Linearbeschleu-

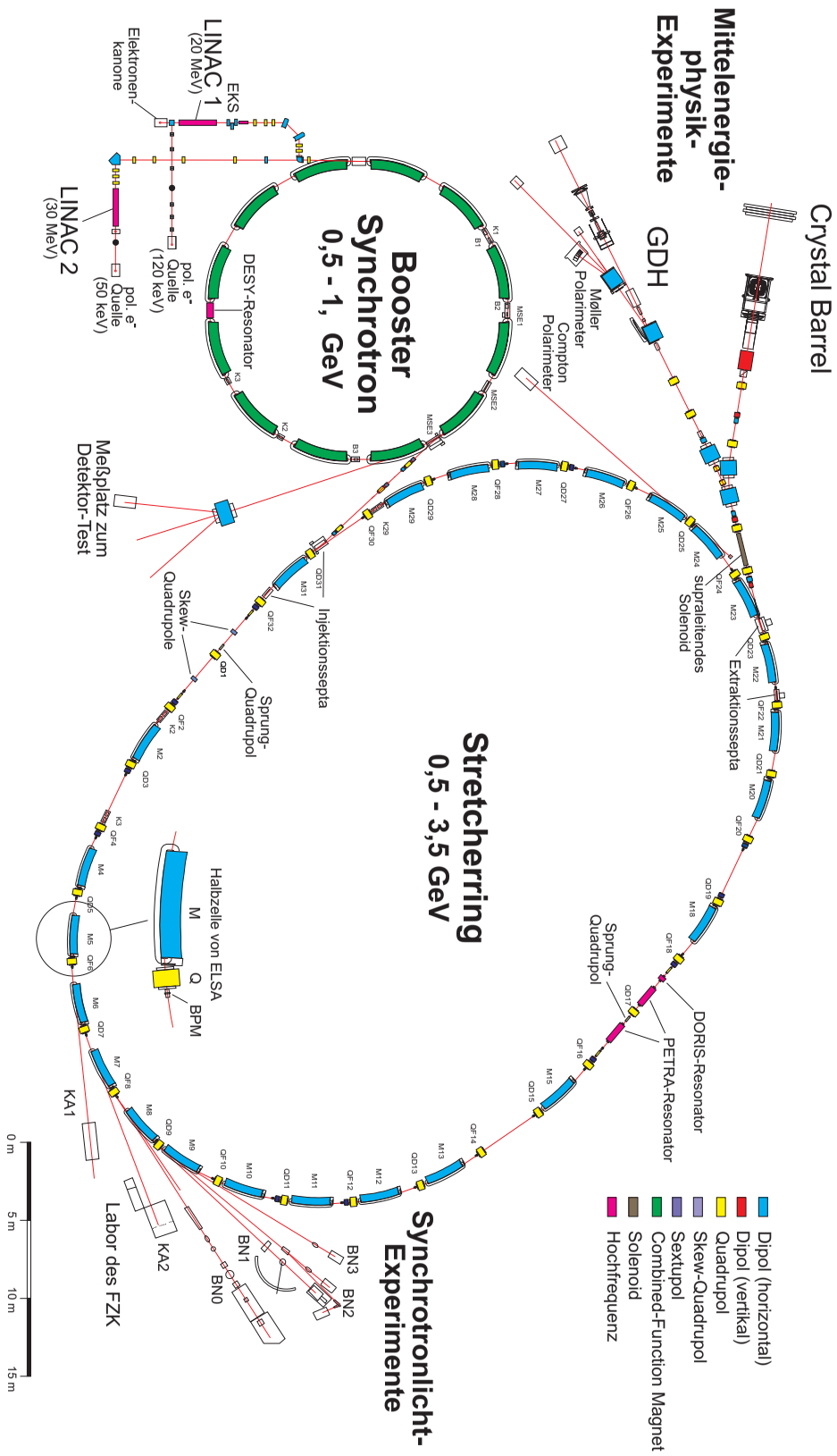


Abbildung 1.1.: Übersicht der Bonner Beschleunigeranlage ELSA

Ziel der vorliegenden Arbeit war es zu untersuchen, wie der in Hamburg gebaute und dort auch schon betriebene Aufbau in die Bonner Beschleunigeranlage integriert werden kann. Zuerst ist zu untersuchen, inwieweit der Injektor umgebaut werden muß, um die 50 kV-Quelle für polarisierte Elektronenstrahlen weiterhin nutzen zu können. Anschließend sind Standorte für den neuen Injektor (LINAC 3) zu finden und dazu passende Injektionspunkte im Synchrotron festzulegen. Nach der Wahl der Standorte müssen Transferkanäle vom Linearbeschleuniger zum Injektionspunkt entwickelt werden, die den Strahl verlustfrei transportieren. Und es ist zu untersuchen, ob man mit einem anderen Injektionsschema als dem zur Zeit verwendeten Einschuß über mehrere Umläufe, dem Einschuß über einen Umlauf, die Injektionseffizienz beim Einschuß ins Synchrotron noch verbessern kann.

Die ersten beiden Kapitel dieser Arbeit geben eine Einführung in die Strahloptik (Kapitel 2) und den prinzipiellen Aufbau und die Wirkungsweise von Prebuncher, Buncher und Beschleunigerstrukturen (Kapitel 3). In Kapitel 4 wird die Funktionsweise der zur Zeit in Betrieb befindlichen Linearbeschleuniger LINAC 1 und LINAC 2 behandelt, insbesondere werden Rechnungen zum Bunchingverhalten vorgestellt, die mit dem ausführlich erläuterten LINAC 3 verglichen werden. Die zur Anpassung des LINAC 3 an die Bonner Beschleunigeranlage (z.B. die Beschleunigung der polarisierten Elektronenstrahlen) notwendigen Umbauten werden beschrieben (Kapitel 5). In Kapitel 6 werden die möglichen Aufstellungsorte des Linearbeschleunigers diskutiert und zwei Entwürfe vorgestellt. Kapitel 7 enthält Rechnungen zur Einfangeffizienz für die beiden alternativen Injektionsschemata sowie die notwendigen Injektionselemente.

niger den **T**eV **S**uperconducting **L**inear **A**ccelerator (TESLA).

2. Einführung in die Strahloptik

Im folgenden sollen im Rahmen dieser Arbeit häufig verwendete Begriffe der Beschleunigeroptik eingeführt werden. Eine ausführliche Darstellung findet sich in der Literatur z.B. [93, 95].

2.1. Verwendetes Koordinatensystem

Für den Entwurf eines Teilchenbeschleunigers wird eine Sollbahn festgelegt, um die die Strahlführungsmagnete angeordnet werden. Diese Sollbahn dient dann immer als Referenzbahn zur Beschreibung der Abweichung einer Teilchenbahn in Ort und Winkel.

Üblicherweise wird in der Beschleunigerphysik die Teilchenbewegung in einem mitbewegten kartesischen Koordinatensystem mit der longitudinalen Koordinate s, welche die Position entlang der Teilchenbahn angibt, und den transversalen Koordinaten x in radialer und y in vertikaler Richtung beschrieben. Abbildung 2.1 zeigt das verwendete Koordinatensystem.

2.2. Transversale Bewegung

Um die Bewegung von Teilchen in Beschleunigern zu beschreiben, verwendet man die Lorentzkraft, die in elektromagnetischen Feldern auf bewegte geladene Teilchen wirkt. Die Bewegungsgleichung für ein Teilchen in linearer Näherung lautet:

$$\begin{aligned} x''(s) + \left(\frac{1}{\rho^2(s)} - k(s)\right) x(s) &= \frac{1}{\rho(s)} \frac{\Delta p}{p} \,, \\ y''(s) + k(s) y(s) &= 0 \end{aligned} \tag{2.1}$$

mit dem lokalen Dipol-Krümmungsradius $\rho(s)$ und der lokalen Fokussierungsstärke der Quadrupole $k(s)$. x'' ist die zweite Ableitung von x nach s. Diese Differentialgleichung vom Hillschen Typ läßt sich

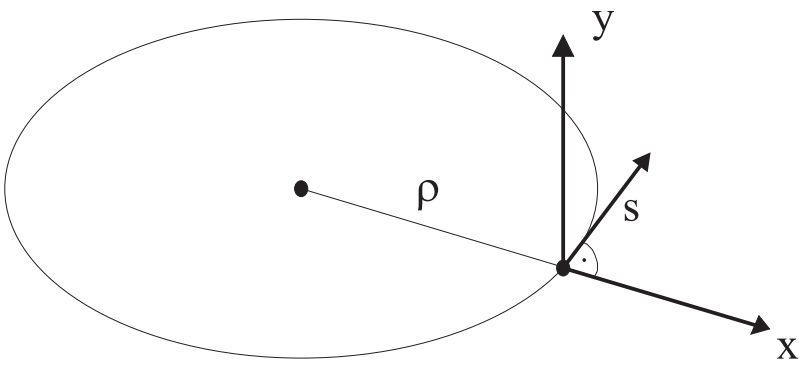


Abbildung 2.1.: Das verwendete Koordinatensystem

mit den Ansätzen

$$\begin{aligned} x(s) &= \sqrt{\epsilon_x}\sqrt{\beta_x(s)}\cos(\Psi_x(s)+\Psi_{x0}) + D(s)\frac{\Delta p}{p}\ , \\ y(s) &= \sqrt{\epsilon_y}\sqrt{\beta_y(s)}\cos(\Psi_y(s)+\Psi_{y0}) \end{aligned} \tag{2.2}$$

lösen. $\beta_{x,y}(s)$ ist eine von den Strahlführungselementen abhängige Amplitudenfunktion und wird „Betafunktion“ genannt. $\epsilon_{x,y}$ ist eine Konstante der Bewegung[1] und wird mit Emittanz bezeichnet. $D(s)$ wird „Dispersionsfunktion“ genannt; sie beschreibt Bahnänderungen durch Impulsabweichungen. Durch diese vom Impuls des Teilchens abhängige Ablenkung in den Dipolen ergibt sich eine Änderung der gesamten Bahnlänge L im Beschleuniger. Diese Variation von L beschreibt der Momentum-Compaction-Faktor

$$\alpha_c = \frac{\Delta L/L}{\Delta p/p}\ . \tag{2.3}$$

Das Teilchen führt also transversale Bewegungen mit der Amplitude $\sigma(s) = \sqrt{\epsilon_{x,y}\beta_{x,y}(s)}$ um die Gleichgewichtsbahn durch (Abbildung 2.2(a)). Zwischen der Betafunktion und der Phase $\Psi(s)$ gilt folgende Beziehung:

$$\Psi(s) = \int_0^s \frac{d\sigma}{\beta(\sigma)}\ . \tag{2.4}$$

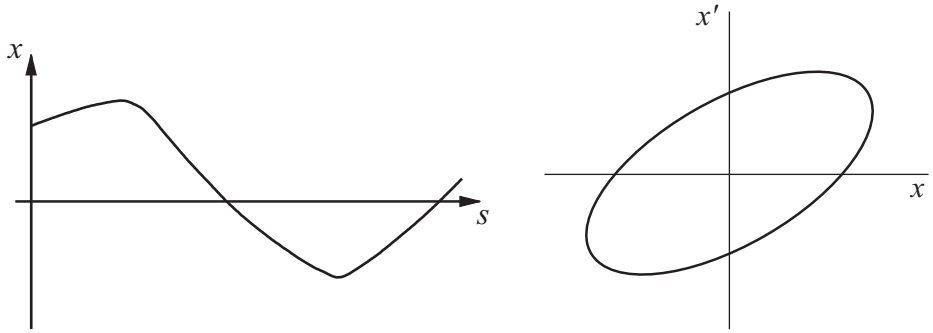
Bei einem Kreisbeschleuniger ist die Betafunktion periodisch mit dem Ringumfang C. Die Anzahl der Betatronschwingungen pro Umlauf wird als Arbeitspunkt Q bezeichnet:

$$Q = \frac{1}{2\pi}\int_0^C \frac{d\sigma}{\beta(\sigma)}\ . \tag{2.5}$$

Aus der Kenntnis des Ortes x und des Winkels x', den die Teilchenbahn mit der Strahlachse bildet, läßt sich eine Aussage über den Ort und den Winkel zu einem späteren Zeitpunkt treffen. Aus Gleichung 2.2 kann eine Beziehung zwischen x und x' abgeleitet werden. Es zeigt sich, daß sich das Teilchen im (x,x')-Phasenraum auf einer Ellipse bewegt (Abbildung 2.2(b), [95]). Die Ellipse im Phasenraum läßt sich durch

$$\epsilon_{\text{eff}} = \gamma x^2 + 2\alpha x x' + \beta x'^2\ , \tag{2.6}$$

[1] Wirken Raumladungskräfte auf das Teilchen oder bei Abstrahlung von Synchrotronlicht, ist die Emittanz keine Erhaltungsgröße mehr.



(a) Teilchenbahn **(b)** Phasenraum

Abbildung 2.2.: Bahn eines Teilchens

wobei $\alpha = \alpha(s)$, $\beta = \beta(s)$ und $\gamma = \gamma(s)$ mit den Verknüpfungen

$$\beta\gamma - \alpha^2 = 1 \tag{2.7}$$

und

$$\alpha = -\frac{\beta'}{2} ,$$

beschreiben. α, β und γ heißen Twiss-Parameter. Die Abbildung 2.3 zeigt ein Bild der Phasenraumellipse und veranschaulicht die Parameter der Ellipsengleichung 2.6. Es gilt:

$$x_{\max} = \sqrt{\epsilon\beta} \quad \text{und} \quad x'(x_{\max}) = -\alpha\sqrt{\epsilon\beta} \tag{2.8}$$

$$x'_{\max} = \sqrt{\epsilon\gamma} \quad \text{und} \quad x(x'_{\max}) = -\alpha\sqrt{\epsilon/\beta} . \tag{2.9}$$

Der Bruch $-\alpha/\beta$ wird auch als korrelierte Strahldivergenz bezeichnet. Die korrelierte Divergenz gibt die Kippung der Phasenraumellipse bezüglich der Koordinatenachse an.

Ein Teilchenensemble nimmt im zweidimensionalen Phasenraum eine gewisse Fläche, im mehrdimensionalen Phasenraum entsprechend ein gewisses Volumen ein. Da nach dem Satz von Liouville das Volumen zeitlich konstant ist, wenn die Teilchen den kanonischen Bewegungsgleichungen gehorchen, ist die Emittanz eine Invariante der Teilchenbewegung; sie ist daher auch immer ein Maß für die Strahlqualität. Die Emittanz besitzt die Einheit [m rad]. Man versucht nun eine Fläche zu finden, die das Teilchenensemble repräsentativ beschreibt. Aus den unterschiedlichen Möglichkeiten, diese Fläche festzulegen, ergeben sich verschiedene Emittanzdefinitionen:

- *effektive Emittanz*: Die effektive Emittanz ϵ_{eff} ist eine Ellipse im Phasenraum, deren Fläche einen bestimmten Prozentsatz der Gesamtteilchenzahl (meist 90 %) enthält.

- *rms-Emittanz*[2]: Die rms-Emittanz ϵ_{rms} berücksichtigt nicht nur die belegte Phasenraumfläche, sondern auch die Teilchendichteverteilung innerhalb der Emittanzfläche,

  $$\epsilon_{\text{rms}} = \sqrt{\langle x^2\rangle\langle x'^2\rangle - \langle xx'\rangle^2} .$$

  Da die rms-Emittanz durch die Wichtung der Teilchenkoordinaten über das zweite Moment der Verteilung ein Maß für die Unordnung im Strahl darstellt, existiert ein Zusammenhang mit der Entropie [52]. Außerdem korreliert sie mit ϵ_{eff} und ist daher bei vorhandenen Raumladungskräften und Berücksichtigung von Synchrotronstrahlung keine Erhaltungsgröße.

[2] **r**oot **m**ean **s**quare

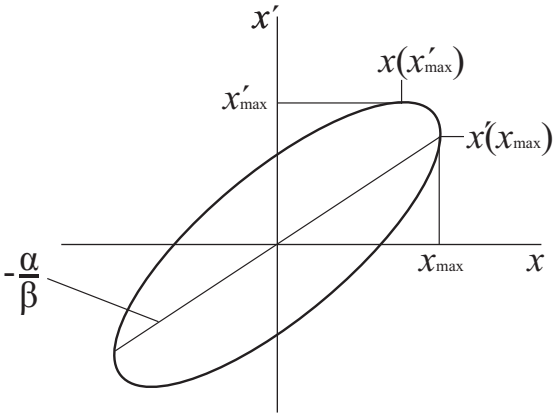


Abbildung 2.3.: Phasenraumellipse

Bei der Beschleunigung von Teilchen bleibt deren transversaler Impuls unverändert, gleichzeitig nimmt aber deren axialer Impuls zu; dies führt insgesamt zu einer Verringerung von x' und so zu einer Reduzierung der Emittanz. Daher wird häufig die *normierte Emittanz* ϵ_{norm} angegeben. Diese ist durch den Korrekturfaktor $\beta\gamma$ invariant unter einer Beschleunigung

$$\epsilon_{\mathrm{norm}} = \beta\gamma\epsilon \ .$$

$\beta = \frac{v}{c}$ ist der Quotient aus Teilchengeschwindigkeit v und Lichtgeschwindigkeit c und $\gamma = \frac{E}{E_0}$ ist das Verhältnis von Gesamtenergie des Teilchens E zur Ruheenergie des Teilchens E_0. Vergrößert sich ϵ_{norm}, so ist dies ein Hinweis auf eine Verschlechterung der Strahlqualität.

Soll ein Teilchen, welches in der horizontalen Ebene an der Stelle s_0 durch den zweidimensionalen Bahnvektor $\mathbf{x_0} = (x_0, x_0')$ beschrieben wird, an einen beliebigen Punkt s_1 der Teilchenbahn $\mathbf{x_1} = (x_1, x_1')$ transformiert werden, verwendet man die Transfermatrix M: $\mathbf{x_1} = M\mathbf{x_0}$. M ist eine $n \times n$-Matrix, wobei n die Dimension des Phasenraumes ist, die betrachtet wird. Die Einträge m_{ij} in der Transfermatrix hängen davon ab, welche Strahlführungselemente (Dipole, Quadrupole, etc.) sich zwischen den beiden betrachteten Punkten befinden. Diese Matrixeinträge sind in den entsprechenden Lehrbüchern z.B. [93,95] aufgeführt. Mit Hilfe von M lassen sich auch die Twiss-Parameter (β_1, α_1, γ_1) für eine beliebige Stelle s_1 aus den Twiss-Parametern ($\beta_0, \alpha_0, \gamma_0$) an der Stelle s_0 berechnen:

$$\begin{pmatrix} \beta_1 \\ \alpha_1 \\ \gamma_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_{11}^2 & -2m_{11}m_{12} & m_{12}^2 \\ -m_{11}m_{12} & (m_{22}m_{11} + m_{12}m_{21}) & -m_{12}m_{22} \\ m_{21}^2 & -2m_{21}m_{22} & +m_{22}^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \beta_0 \\ \alpha_0 \\ \gamma_0 \end{pmatrix} . \tag{2.10}$$

Ebenso läßt sich der Bahnvektor (x_0,x_0') von der Stelle s_0 an eine Stelle s_1 mit Hilfe der Twiss-Parameter transformieren:

$$\begin{pmatrix} x_1 \\ x_1' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sqrt{\beta_1/\beta_0}(\cos\Delta\Psi + \alpha_0 \sin\Delta\Psi) & \sqrt{\beta_0\beta_1}\sin\Delta\Psi \\ -\dfrac{(1+\alpha_0\alpha_1)\sin\Delta\Psi + (\alpha_1 - \alpha_0)\cos\Delta\Psi)}{\sqrt{\beta_0\beta_1}} & \sqrt{\beta_0/\beta_1}(\cos\Delta\Psi - \alpha_1\sin\Delta\Psi) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_0 \\ x_0' \end{pmatrix} . \tag{2.11}$$

2.3. Longitudinale Bewegung

2.3.1. In Kreisbeschleunigern

Um Teilchen in Zirkularbeschleunigern zu beschleunigen und ihren Energieverlust durch Abstrahlung von Synchrotronstrahlung in den Bögen zu kompensieren, wird ihnen mit Hilfe von Hochfrequenzstrecken Energie zugeführt. Die Teilchen müssen im Mittel eine Sollphase ϕ_s bezüglich der Hochfrequenzspannung $U = U_0 \sin\omega_{\mathrm{hf}} t$ einhalten, um den Energiebedarf durch Beschleunigung und Synchrotronstrahlung zu decken. Da die Teilchen aufgrund ihrer unterschiedlichen Impulse verschieden lange Bahnlängen haben, treffen sie etwas früher oder etwas später im Resonator ein. Hierdurch sieht das Teilchen eine höhere oder geringere Spannung (Abb. 2.4). Dies hat zur Folge, daß die Teilchen mit einer Frequenz Ω_s um die Sollphase ϕ_s schwingen. Die Frequenz dieser Synchrotronschwingung Ω_s berechnet sich bei kleinen Amplituden der Energieschwingungen zu (vgl. Anhang A):

$$\Omega_s = \omega_u \sqrt{\frac{\eta_c e h U_0 \cos\phi_s}{2\pi\beta^2 E}} \ , \tag{2.12}$$

mit der Harmonischenzahl $h = \omega_{\mathrm{hf}}/\omega_u$, dem Verhältnis aus HF-Frequenz ω_{hf} und Umlaufsfrequenz ω_u, der Sollenergie des Teilchens E und

$$\eta_c = \left(\frac{1}{\gamma^2} - \alpha_c\right) \ . \tag{2.13}$$

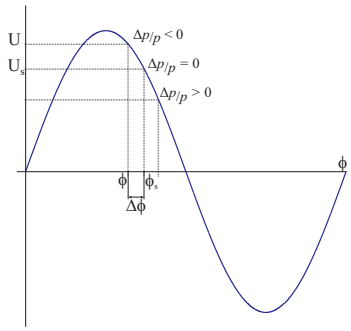


Abbildung 2.4.: Unterschiedliche Phasen ϕ der HF-Spannung im Resonator für Teilchen mit zu kleinem Impuls $\Delta p/p < 0$, Sollimpuls $\Delta p/p = 0$ und zu großem Impuls $\Delta p/p > 0$.

Für eine stabile Phasenschwingung der Teilchen muß die Sollphase ϕ_s in Korrelation mit η_c immer so gewählt werden, daß gilt:

$$\Omega_s^2 > 0 \; . \tag{2.14}$$

Diese Bedingung wird erfüllt, wenn das Produkt $\eta_c \cos \phi_s > 0$ ist. Somit ergibt sich für den Bereich der Sollphase für Elektronen einer Energie oberhalb weniger MeV, in dem stabile Synchrotronschwingungen erfolgen:

$$\pi/2 < \phi_s < \pi \; .$$

In Analogie zum Betatronarbeitspunkt Q definiert man einen Synchrotronarbeitspunkt $Q_s = \Omega_s/\omega_u$, der die Anzahl an Synchrotronschwingungen je Umlauf ist. Aufgrund der schwächeren longitudinalen Fokussierung ist der Synchrotronarbeitspunkt im Vergleich zum Betatronarbeitspunkt klein.

Bisher wurden nur kleine Amplituden der Energieschwingung betrachtet. In Kreisbeschleunigern gibt es allerdings eine große Anzahl an 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, nennt man *Separatrix*. Der stabile Bereich innerhalb der Separatrix wird mit dem englischen Begriff *Bucket* bezeichnet. Ist die Sollphase $\phi_s = \pi$, so spricht man von einem *stationären Bucket*. Bei einer Sollphase $\phi_s = \pi$ ist der mittlere Energiegewinn Null, d.h. es ist keine Beschleunigung der Teilchen möglich. Zur

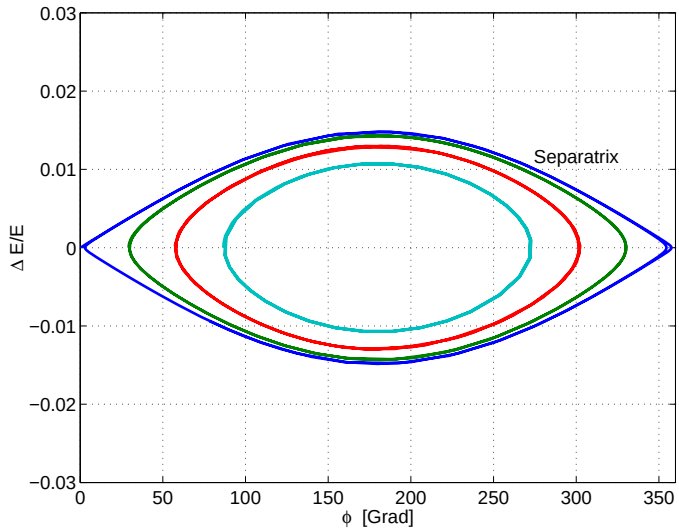


Abbildung 2.5.: Longitudinaler Phasenraum für ein stationäres Bucket

Berechnung der Teilchenbewegung im longitudinalen Phasenraum ist die Differentialgleichung

$$\ddot{\phi} + \frac{\Omega_s^2}{\cos\phi_s}\left[\sin(\phi_s - \Delta\phi) - \sin\phi_s\right] = 0 \tag{2.15}$$

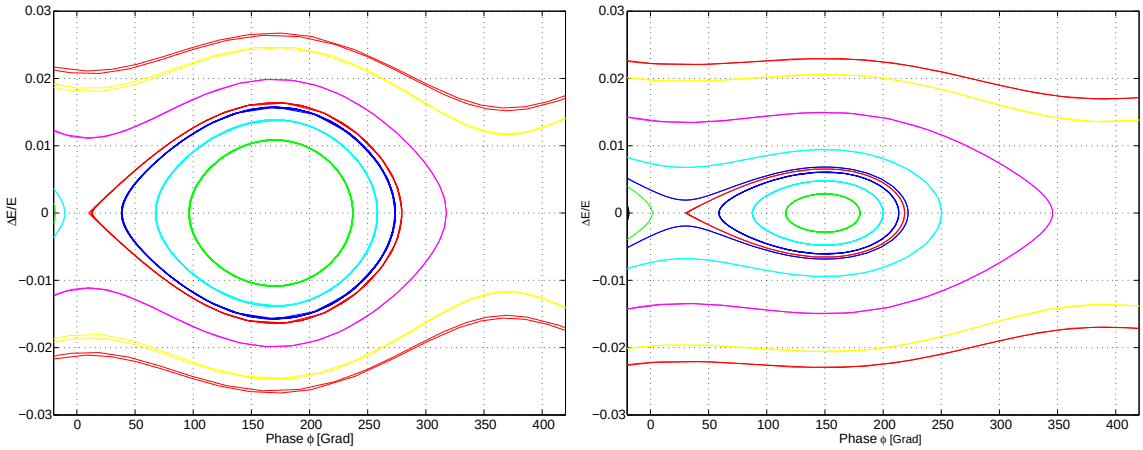
zu lösen. $\Delta\phi$ ist der Abstand der Phasenlage eines Teilchens von der Sollphase. Außer für die Separatrix ist dies nur numerisch möglich. Für die Separatrix läßt sich folgende Form angeben:

$$\Delta E/E = \pm\sqrt{\frac{\beta^2 e U_0}{\pi h \eta_c E}\left[\cos(\phi_s + \Delta\phi) + \cos\phi_s + (2\phi_s + \Delta\phi - \pi)\sin\phi_s\right]}\ . \tag{2.16}$$

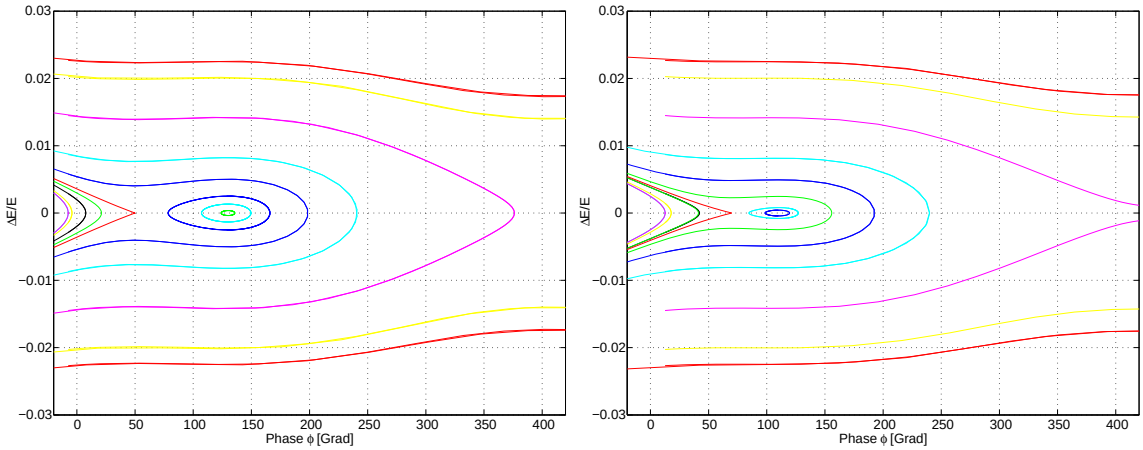
In Abbildung 2.5 ist der Phasenraum für ein stationäres Bucket numerisch berechnet worden. Es ist üblich als Phasenraumkoordinaten ϕ und $\Delta E/E$ zu benutzen. Wobei zwischen $\dot{\phi}$ und $\Delta E/E$ die Beziehung gilt:

$$\frac{\Delta E}{E} = -\frac{\dot{\phi}}{h\omega_u\eta_c}\ . \tag{2.17}$$

Für eine Beschleunigung der Teilchen ist $\phi_s \neq \pi$ zu wählen. Die Figuren 2.6(a) bis 2.6(d) enthalten Bilder des longitudinalen Phasenraumes für verschiedene Sollphasen. Man erkennt eine Verkleinerung des phasenstabilen Bereichs je größer die Beschleunigung wird bzw. je näher ϕ_s an $\pi/2$ kommt.

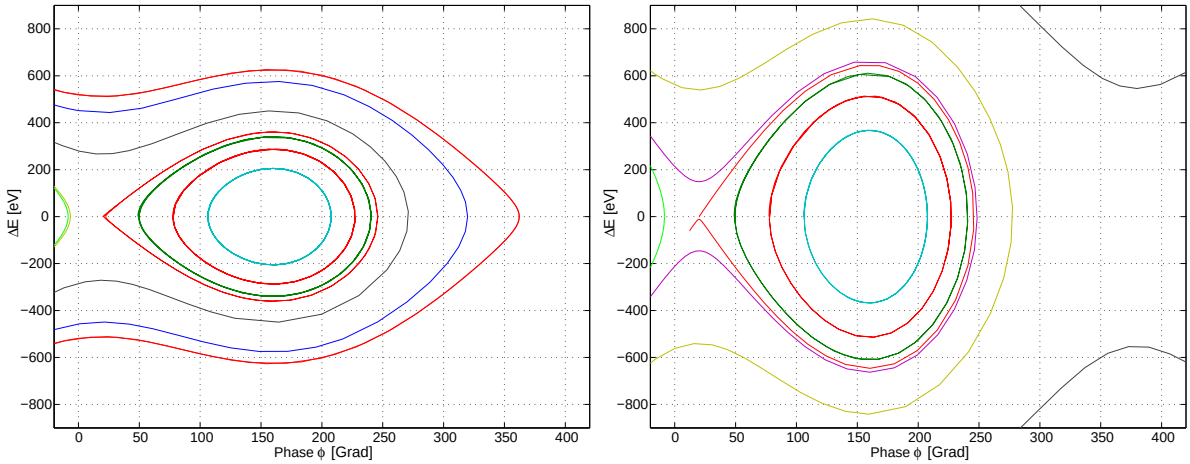


(a) $\phi_s = 170°$ **(b)** $\phi_s = 150°$



(c) $\phi_s = 130°$ **(d)** $\phi_s = 110°$

Abbildung 2.6.: Longitudinaler Phasenraum für beschleunigte Teilchen bei unterschiedlichen Sollphasen ϕ_s.



(a) 20 MeV Teilchenenergie **(b)** 80 MeV Teilchenenergie

Abbildung 2.7.: Longitudinaler Phasenraum für eine Sollphase $\phi_s = 160°$ und Teilchenenergien von 20 und 80 MeV.

In den Abbildungen 2.7 ist zu erkennen, daß die Energieakzeptanz bei höheren Energien größer wird. Im Gegensatz zum stationären Bucket spricht man hier vom *bewegten Bucket*.

2.3.2. In Linearbeschleunigern

In einem zylindrischen glatten Hohlleiter ist das longitudinale elektrische Feld [84]:

$$E_s = E_0 \sin \omega_{\mathrm{hf}} \left(t - \frac{s}{v_p} \right) = E_0 \sin \phi \ , \tag{2.18}$$

mit der Phasengeschwindigkeit v_p und der HF-Frequenz ω_{hf}. Für ein Teilchen läßt sich folgende Bewegungsgleichung aufstellen:

$$\frac{dp}{dt} = eE_0 \sin \phi \ , \tag{2.19}$$

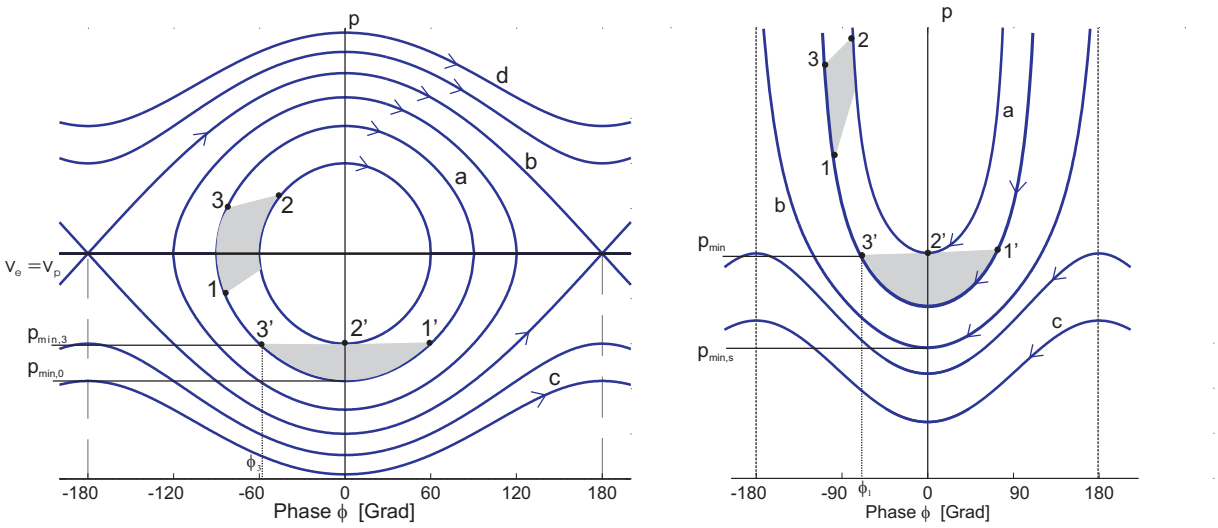
die man durch folgende Hamiltonfunktion darstellen kann:

$$H = \sqrt{1 + p^2} - pv_p - \frac{eE_0 v_p}{\omega} \cos \phi \ . \tag{2.20}$$

Einfaches Nachprüfen zeigt:

$$\frac{dp}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial \phi} \quad \text{und} \quad \frac{d\phi}{dt} = \frac{\partial H}{\partial p}. \tag{2.21}$$

Da die Hamiltonsche Funktion eine Konstante der Bewegung ist, geben die mit $H = const.$ gezeichneten Linien in einem Phasenraum mit den Achsen p und ϕ die Beziehung zwischen Impuls und Phasenlage wieder. Dies ist in den Abbildungen 2.8 einmal für eine Phasengeschwindigkeit kleiner der Lichtgeschwindigkeit und zum anderen gleich der Lichtgeschwindigkeit dargestellt. Bei einer Phasengeschwindigkeit $v_p < c$ lassen sich drei Arten von Trajektorien unterscheiden, wobei die mit b bezeichnete Trajektorie, Separatrix genannt, den Phasenraum in einen stabilen und einen instabilen Bereich teilt. Im stabilen Bereich durchlaufen die Teilchen geschlossene Kurven a, d.h. sie führen um eine feste Phasenlage Schwingungen aus. Befindet sich ein Teilchen auf der positiven ϕ-Achse, so verliert es Energie, weil es durch die negative Feldstärke abgebremst wird. Nimmt dagegen die Phase negative Werte an, so wirkt auf das Teilchen eine beschleunigende Feldstärke. Durch den Energiegewinn wird es schneller als die Welle und eine Energieabnahme tritt erst wieder bei positiver Phasenlage ein. Teilchen, die auf den Kurven c laufen haben zu wenig Energie. Die Kurven d symbolisieren Teilchen einer zu hohen Energie.



(a) Longitudinaler Phasenraum für $v_p < c$

(b) Longitudinaler Phasenraum für $v_p = c$

Abbildung 2.8.: Longitudinaler Phasenraum im Linearbeschleuniger für eine Phasengeschwindigkeit kleiner als c und gleich c. a bezeichnet Trajektorien stabiler Teilchen, b die Separatrix und c und d sind Teilchen mit zu geringer bzw. zu hoher Energie [30]. Die $p_{\mathrm{min},i}$ sind die minimalen Anfangsimpulse der Teilchen für unterschiedliche Einschußphasen ϕ_i.

Im relativistischen Grenzfall, d.h. $v_p = c$ zeigen die Trajektorien ein anderes Verhalten. Die an die Welle gebundenen Teilchen (Kurven a) führen keine Schwingungen mehr aus, sondern nehmen nach einer Zeit eine asymptotische Phasenlage ein, d.h. sie verharren bei einer festen Phase. Teilchen auf den Trajektorien c haben zuwenig Energie, um wirksam beschleunigt werden zu können. Sie laufen nicht synchron mit der Welle. Die Kurve b ist die Grenze zwischen stabilem und instabilem Phasenraum.

Bunching und Beschleunigung

Das Bunching und die Beschleunigung von Teilchen lassen sich qualitativ aus den Verläufen der Trajektorien ablesen. Zuerst sei der Teil eines Elektronenstrahls betrachtet, auf den eine elektromagnetische Welle mit der Phasengeschwindigkeit $v_p = 1/2c$ wirkt. Der schraffierte Bereich mit den Punkten $1'$, $2'$ und $3'$ stellt den Strahl, dessen Teilchen eine Geschwindigkeit v_e besitzen, mit einer bestimmten Phasenlänge vor dem Eintritt dar, wobei der Einfachheit halber die Impulsunschärfe vernachlässigt wird. Die Punkte bewegen sich auf ihren Trajektorien und nach einer bestimmten Zeit nehmen sie in der Nähe von $v_e = v_p$ die eingezeichnete Lage (1, 2, 3) ein, wobei nach dem Liouvilleschen Theorem die Fläche eine Konstante der Bewegung ist. Daß der Punkt 2 die beiden anderen „überholt“, liegt an der kleineren Schwingungsdauer, mit der dem Mittelpunkt näher liegenden Trajektorien durchlaufen werden. Man erkennt die Verringerung der Phasenbreite, das „Bunchen“, bei gleichzeitiger Erhöhung der Teilchenenergie. Analoges ereignet sich auch im relativistischen Grenzfall $v_p = c$, jedoch mit dem Unterschied, daß die Energieaufnahme hier unbegrenzt erfolgen kann.

Einfangbedingung

Aus Abbildung 2.8 läßt sich ablesen, daß Teilchen, die auf höhere Energien beschleunigt werden sollen, einen bestimmten, von der „Einschußphase“ ϕ abhängigen, Anfangsimpuls p_{min} besitzen müssen. Der minimale Impuls $p_{\mathrm{min,s}}$, den ein Teilchen benötigt, um eingefangen zu werden, ist durch die Energie der Separatrix bei einer Phase $\phi = 0°$ gegeben. Für eine Beschleunigerstruktur mit $v_p = c$ läßt sich

eine Bedingung für den erfolgreichen Einfang der Teilchen ableiten, die sogenannte *Einfangbedingung*. Diese setzt die maximale Amplitude des beschleunigenden elektrischen Feldes E_0, die Wellenlänge der beschleunigenden HF-Frequenz λ_{hf} und die Teilchengeschwindigkeit bei Eintritt in die Beschleunigerstruktur $\beta_e = v_e/c$ zueinander in Beziehung [67]:

$$E_0 \geq \frac{\pi m_0 c^2}{\lambda_{\mathrm{hf}} e} \sqrt{\frac{1-\beta_e}{1+\beta_e}} \,. \tag{2.22}$$

Zum Beispiel beträgt die erforderliche Feldstärke zum Einfang eines 120 keV-Elektronenstrahls ($\beta_e = 0{,}58$), bei einer Wellenlänge der beschleunigenden HF $\lambda_{\mathrm{hf}} = 10$ cm, $E_0 = 17$ MV/m.

3. Aufbau und Elemente eines Injektors

Ein Injektor setzt sich zusammen aus einer Teilchenquelle, Choppern oder Prebunchern, Bunchern und Linearbeschleunigern.

Erzeugt werden die Elektronen durch thermische Prozesse oder durch Photoemission in sogenannten Kanonen. Diese Kanonen können die Elektronen entweder durch statische elektrische Felder (sämtliche in Bonn verwendete Kanonen) oder durch Hochfrequenzfelder (z.B. die HF-Kanone für das TESLA-Projekt [18]) vorbeschleunigen. Anschließend wird der Elektronenstrahl durch Prebuncher in Strahlpakete (Bunche) unterteilt und dann mit Hilfe von Bunchern auf die für eine Injektion in den Linearbeschleuniger notwendige Energie beschleunigt.

Im folgenden wird kurz auf die Eigenschaften elektromagnetischer Wellen in Hohlleitern eingegangen. Daran anschliessend werden Aufbau und Wirkungsweise von Prebuncher, Chopper und Buncher, sowie häufig benutzte Begriffe für Beschleunigerstrukturen beschrieben.

3.1. Elektromagnetische Wellen im Hohlleiter

Dieser Abschnitt soll einige Eigenschaften von elektromagnetischen Wellen in Hohlleitern in Erinnerung rufen. Ausführliche Beschreibungen finden sich in der Literatur z.B. in [51, 67].

Für eine elektromagnetische Welle in einem Hohlleiter gelten die Wellengleichungen ($\epsilon\mu = 1/c^2$):

$$\nabla^2 \vec{E} = \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad \text{und} \quad \nabla^2 \vec{H} = \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2}\,. \tag{3.1}$$

Im folgenden wird nur das elektrische Feld $\vec{E}$ betrachtet, da die Ableitung für das magnetische Feld $\vec{H}$ nach dem gleichen Prinzip geschieht. Mit dem Lösungsansatz in Zylinderkoordinaten (r, θ, s)

$$\vec{E} = \vec{E}(r,\theta)e^{i(\omega t - s k_g)} \tag{3.2}$$

ergibt sich mit $k^2 = k_c^2 + k_g^2$ und $\vec{E} = \{E_r, E_\theta, E_s\}$

$$\nabla^2 E_s = -k^2 E_s\,.$$

Es ist $k = \omega/c$ die Wellenzahl der HF-Frequenz ω im freien Raum und $k_g = 2\pi/\lambda_g$ die Wellenzahl im Hohlleiter. k_c ist die Grenzwellenzahl, die angibt, für welche untere Grenzfrequenz ω_c noch eine Wellenausbreitung im Hohlleiter möglich ist.

Die tangentiale und die axiale Komponente E_θ bzw. E_s des elektrischen Feldes müssen auf dem idealen, widerstandslosen zylindrischen Hohlleiter mit dem Radius a Null sein. Mit diesen Randbedingungen ergibt sich folgende Lösung durch Separation der Variablen:

$$E_s(r,\theta) = J_n(k_c r)(C\cos n\theta + D\sin n\theta)e^{i(\omega t - s k_g)}\,, \tag{3.3}$$

mit den Konstanten C, D und der n-ten Besselfunktion J_n. Um den Randbedingungen zu genügen, muß $J_n(k_c a) = 0$ sein. Sei X_{nh} die h-te Nullstelle der n-ten Besselfunktion J_n, so gilt

$$k_c a = X_{nh}\,. \tag{3.4}$$

Der Index n beschreibt die azimutale Variation von E_s und der Index h entspricht der Anzahl der radialen Nullstellen von E_s. Elektromagnetische Wellen schwingen in Hohlleitern in unterschiedlichen Moden, diese werden als TM-Moden (**t**ransversal **m**agnetisch) bezeichnet, wenn $H_s = 0$ ist, und als TE-Moden (**t**ransversal **e**lektrisch) falls $E_s = 0$. Da nicht gleichzeitig E_s und H_s Null sein können, sind die TE-Moden zur Beschleunigung nicht geeignet. Um die einzelnen Moden eindeutig zu kennzeichnen, schreibt man: TM_{nh}[1]. Die *Dispersionsrelation* für den TM_{nh}-Mode ist gegeben durch:

$$\frac{\omega^2}{c^2} - k_g^2 = \left(\frac{X_{nh}}{a}\right)^2 . \tag{3.5}$$

Da für eine sich ausbreitende Welle $k_g^2 \geq 0$ sein muß, gibt es eine untere Grenzfrequenz ω_c, ab welcher eine Fortpflanzung der Welle im Hohlleiter möglich ist. Sie ist

$$\omega_c = \frac{c}{a} X_{nh} . \tag{3.6}$$

Die Phasengeschwindigkeit v_p der Welle im Hohlleiter ist:

$$v_p = \frac{\omega}{k_g} = \frac{c}{\sqrt{1 - (\frac{\omega_c}{\omega})^2}} . \tag{3.7}$$

Aus der Gleichung 3.7 ist zu erkennen, daß die Phasengeschwindigkeit immer größer ist als die Lichtgeschwindigkeit. Für die Beschleunigung von Elektronen am wichtigsten ist der TM_{01}-Mode, der keine azimutale Abhängigkeit hat und zwischen 0 und a keine Nullstelle besitzt. Es ist $X_{01} = 2{,}405$ und damit $\lambda_c = 2{,}61a$. Mit $\varphi = (\omega t - s k_g)$ gilt für E_s:

$$E_s = E_{s0} J_0 \left(2{,}405 \frac{r}{a}\right) e^{i\varphi} . \tag{3.8}$$

In diesem Mode ist $\partial E_s / \partial \theta = 0$ [67]. Daher ist $E_\theta = H_r = H_s = 0$ und

$$E_r = \; ik_g \frac{a}{2{,}405} E_{z0} J_1 \left(2{,}405 \frac{r}{a}\right) e^{i\varphi} , \tag{3.9}$$

$$H_\theta = i\omega\epsilon_0 \frac{a}{2{,}405} E_{z0} J_1 \left(2{,}405 \frac{r}{a}\right) e^{i\varphi} . \tag{3.10}$$

Wird die Dispersionsrelation (Gleichung 3.5) in der (ω, k_g)-Ebene aufgetragen, so erhält man eine Hyperbel, deren Asymptoten durch den Ursprung gehen (Abbildung 3.1(a)). Legt man einen beliebigen Punkt P fest und zeichnet an diesem Punkt die Tangente und eine Gerade durch den Ursprung, so gilt

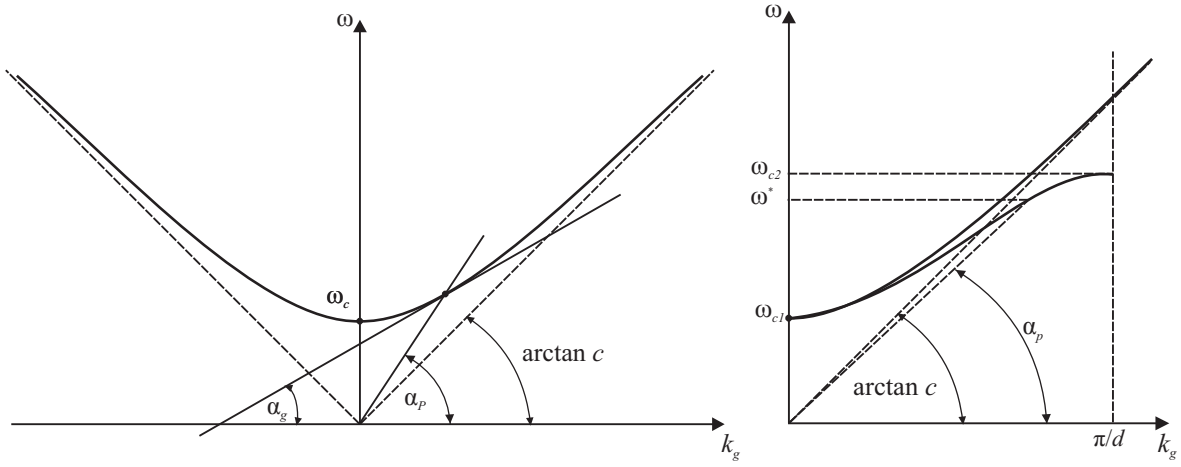
$$\tan \alpha_g = \frac{d\omega}{dk_g} = v_g , \tag{3.11}$$

$$\tan \alpha_p = \frac{\omega}{k_g} = v_p . \tag{3.12}$$

Es ist v_g die Gruppengeschwindigkeit der Welle. Für die Asymptote gilt $v_g = v_p = c$, und daher gilt $v_g < c < v_p$ im gezeichneten Fall. Man erkennt ebenfalls, daß unterhalb $\omega_c = cX_{01}/a$ keine Wellenausbreitung möglich ist.

Damit Teilchen beschleunigt werden können, muß die Phasengeschwindigkeit kleiner als die Lichtgeschwindigkeit sein. Daher ist statt $k_c^2 > 0$, jetzt $k_c^2 < 0$ zu fordern. Dies erreicht man in der Praxis durch den Einbau von Irisblenden in den Hohlleiter.

[1] Häufig wird in der Literatur noch ein weiterer Index m mit angegeben, dieser beschreibt die axiale Variation des Feldes und ist 0 bei einem gleichförmigen axialen Feld.



(a) Glatter Hohlleiter **(b)** Hohlleiter mit Irisblenden

Abbildung 3.1.: ω, k_g-Diagramme für einen glatten und einen mit Irisblenden versehenen Hohlleiter

Zur weiteren Betrachtung habe der Hohlleiter einen Radius b und sei im Abstand d mit Irisblenden mit einem Lochdurchmesser $2a$ versehen. Es gelte weiter $(b-a) \ll b$. Bewegt sich eine elektromagnetische Welle in einem Hohlleiter mit Irisblenden, so wird sie an jeder Blende reflektiert. Ist die Wellenlänge groß verglichen mit $(b-a)$, d.h. k_g ist hinreichend klein, so wird nur ein kleiner Teil der Welle reflektiert und die Dispersionsrelation 3.5 behält ihre Gültigkeit. Die Grenzfrequenz ω_{c1} ist näherungsweise gleich der durch Gleichung 3.6 gegebenen Grenzfrequenz eines glatten Hohlleiters. Bei höheren Frequenzen und damit kürzeren Wellenlängen wird ein größerer Teil der Welle an den Blenden reflektiert und die Interferenz zwischen einlaufender Welle und den Reflexionen wird stärker. Abbildung 3.1(b) zeigt das veränderte Aussehen der Dispersionsrelation für einen Hohlleiter mit Irisblenden. Für k_g nahe Null hat die Kurve die gleiche Form wie für den glatten Hohlleiter, nimmt k_g zu, so weicht die Form der Kurve von der ursprünglichen ab und zwar um so stärker je größer der Quotient $(b-a)/b$ ist. Ist $\lambda_g = 2d$ hat man eine stehende Welle, da in diesem Fall zwei aufeinanderfolgende Resonatoren gegenphasig schwingen. Daher ist $v_g = 0$ für $k_g d = \pi$ ($\omega = \omega_{c2}$). Offensichtlich gibt es zwischen ω_{c1} und ω_{c2} Frequenzen wie zum Beispiel ω^*, für die die Phasengeschwindigkeit kleiner c ist. In diesen Bereich beträgt das Verhältnis $v_g/v_p \cong 10^{-2}$.

Für einen mit Irisblenden versehenen Hohlleiter gibt es außer dem eben besprochenen Grundmode noch weitere höhere Anregungsmoden mit den Wellenlängen $\lambda_{g,n} = \frac{2d}{n}$ (n = 1, 2, ...). Abbildung 3.2 zeigt das Brillouin-Diagramm eines solchen Hohlleiters. Zwischen zwei Frequenzen, hier mit ω_{c2} und ω_{c3} bezeichnet, gibt es ein Frequenzband, für welches keine Ausbreitung möglich ist. Diese Bänder werden als „Stopbänder“, die übrigen Frequenzbereiche als „Paßbänder“ bezeichnet. In Strukturen, mit denen Elektronen beschleunigt werden, wird meist ein Phasenvorschub von 90° je Resonator, d.h. $k_g d = \pi/2$, oder ein Phasenvorschub von 120° je Zelle, was $k_g d = 2\pi/3$ entspricht, verwendet.

Es ist schwierig für einen Wellenleiter mit Irisblenden eine genaue theoretische Dispersionsrelation anzugeben. Man kann aber für $v_p \sim c$ eine genäherte Beziehung zwischen der Frequenz und den Dimensionen a,b,d und der Irisdicke d_I herleiten. Diese Näherung bezeichnet man als *Frequenzgleichung* [67]:

$$\frac{2}{ka} = \frac{N_0(kb)J_0(ka) - J_0(kb)N_0(ka)}{N_0(kb)J_1(ka) - J_0(kb)N_1(ka)} \left(1 - \frac{d_I}{d}\right) . \tag{3.13}$$

Die N_n, sind die Besselfunktionen zweiter Art (auch Webersche Funktionen genannt).

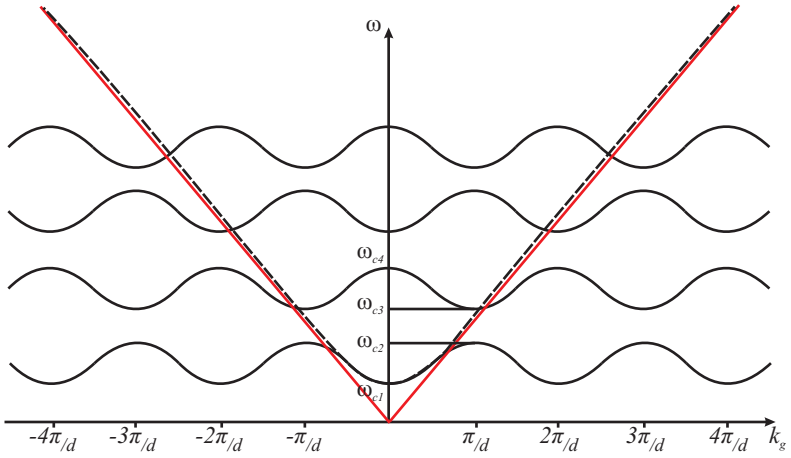


Abbildung 3.2.: Brillouin-Diagramm [10] für einen Hohlleiter mit im Abstand d eingebauten Irisblenden und für einen glatten Hohlleiter gleichen Durchmessers.

3.2. Chopper und Prebuncher

Da die Pulsdauern von Elektronenkanonen meist deutlich länger sind (z.B. 1 μs) als die Periodendauer der Hochfrequenz mit der eine Beschleunigerstruktur betrieben wird (S-Band: 0,33 ns), geht ein großer Teil der Elektronen bei der Beschleunigung verloren. Um diesen Verlust zu verringern und um die Energiebreite des Strahls am Ende des Linearbeschleunigers klein zu halten, werden die Teilchen schon vor Eintritt in die Beschleunigerstruktur um eine bestimmte Phase konzentriert. Im Gegensatz zur Wirkungsweise eines *Choppers*, der die Teilchen außerhalb des gewünschten Phasenintervalls so ablenkt, daß sie an einem Spalt verloren gehen, wird bei einem *Hochfrequenzprebuncher* die Intensität der Teilchen im gewünschten Phasenintervall erhöht.

3.2.1. Hochfrequenzchopper

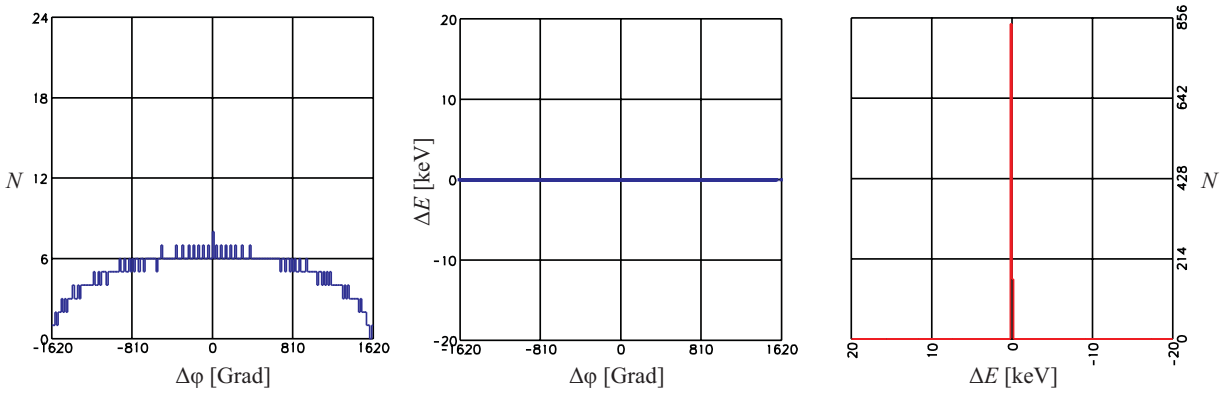
In einem Chopper werden die Elektronen durch ein Hochfrequenzfeld radial abgelenkt. Aus diesem hin- und herwandernden Strahl wird mit Hilfe eines Spaltes der gewünschte Phasenbereich herausgeschnitten. Die radiale Verschiebung d durch einen rechteckigen Resonator (TM_{120}-Mode) auf der Strecke L ist gegeben durch

$$d = \left(\frac{\omega L}{p_0 c} P^{1/2}\right) \sin\Phi \,. \tag{3.14}$$

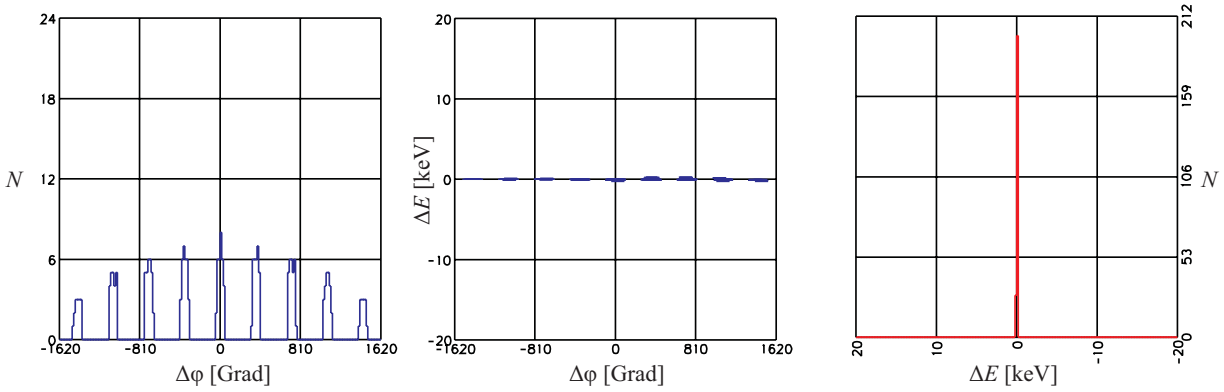
P ist die Einkoppelleistung, p_0 der longitudinale Impuls des Elektrons bei Austritt aus der Kanone und Φ ist die Phase bezüglich der Hochfrequenzwelle [12]. Die Elektronen passieren zweimal je Periode (bei $\Phi = 0$ und bei $\Phi = \pi$) ohne Ablenkung den Resonator. Wenn die Frequenz des Choppers gleich der halben Beschleunigerfrequenz ist, kann durch einen Schlitz an der Stelle L ein Bunch der Breite $\Delta\Phi$ einmal je Periode herausgeschnitten werden. Die Phasenbreite $\Delta\Phi$, welche durch einen Chopper herausgeschnitten wird, läßt sich bei einer gegebenen Breite des Spaltes d_s durch die Phase ϕ und die Leistung P des Resonators bestimmen:

$$\Delta\Phi = d_s p_0 c/(\omega L P^{1/2}) \,. \tag{3.15}$$

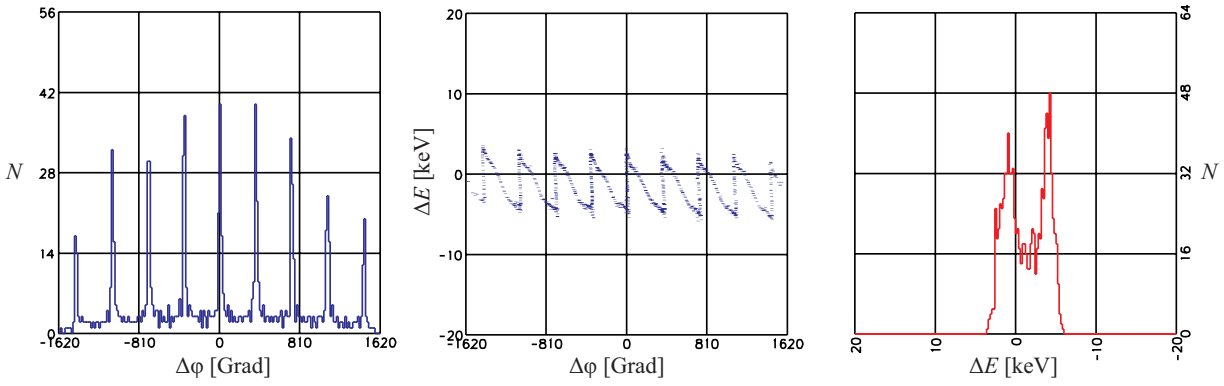
In Abbildung 3.3(b) ist der Einfluß eines Choppers auf einen Elektronenstrahl mit Hilfe des Computercodes PARMELA [96] dargestellt. In den drei Graphen ist im linken die Anzahl der Teilchen gegen die Position relativ zur Sollphase aufgetragen. Das mittlere Bild zeigt die Differenz zur Sollenergie für diese Teilchenverteilung und im Bild rechts ist die Teilchenanzahl gegen die Energieabweichung aufgetragen. Die Form des Pulses vor dem Prebuncher ist in Abbildung 3.3(a) zu sehen. Der große Nachteil eines



(a) Startverteilung



(b) Chopper



(c) Prebuncher

Abbildung 3.3.: Zur Verdeutlichung des Einflusses eines 3 GHz-Prebunchers und eines Choppers auf einen 3 ns langen Strahl ist jeweils die longitudinale Teilchenverteilung gegen die Phase, die Energieverteilung gegen die Phase und die Energieverteilung der Teilchen aufgetragen. Simulation mit dem Programm PARMELA [96].

Choppers ist der Teilchenverlust am Spalt, bei dem abgebildeten Vorgang gehen 70 % der Elektronen verloren.

3.2.2. Hochfrequenzprebuncher

Das Vorbunchen geschieht durch einen Hochfrequenzresonator und eine Driftstrecke. Durch die elektromagnetische Welle im TM_{010}-Mode im Resonator werden die Elektronen im Strahl je nach Phasenlage zur sinusförmigen Hochfrequenzspannung $U_{\mathrm{pb}} = \hat{U}_{\mathrm{pb}} \sin \omega t$ beschleunigt oder abgebremst. Dies führt zu einer sinusförmigen Energieverteilung im Strahl, was bei nichtrelativistischen Energien eine Geschwindigkeitsverteilung ergibt. Durch die unterschiedlichen Geschwindigkeiten der Elektronen bilden sich nach einer Driftstrecke L im Strahl Bereiche hoher Dichte und Bereiche sehr geringer Dichte, man erhält Elektronenbunche. Abbildung 3.3(c) zeigt den Einfluß eines Prebunchers auf einen Teilchenstrahl. Man erkennt die Ausbildung der Bunche und die Energiemodulation im Strahl. Zu sehen ist aber auch, daß durch diese unterschiedlichen Energien der Teilchen die Energiebreite des Teilchenstrahls zugenommen hat.

Die Verdichtung eines Elektronenstrahls der Energie E in einzelne Bunche wird besser, je größer das Verhältnis $(U_{\mathrm{pb}}/E)\, L$ wird. Unter Vernachlässigung der Raumladungskräfte wurde gezeigt [27], daß sich 50 % eines Elektronenstrahls in ein Phasenintervall von 30° der Frequenz des Prebunchers komprimieren lassen.

Für eine gute Effizienz empfielt sich eine lange Driftstrecke und ein kleines Verhältnis U_{pb}/E. Hier spielen aber die Raumladungskräfte eine entscheidende Rolle. Wird das Verhältnis von U_{pb}/E zu klein gewählt, wird eine Bunchbildung durch die abstoßenden Kräfte zwischen den Elektronen verhindert. Ebenso führt die Raumladung auf einer Driftstrecke zu radialer Verbreiterung des Strahles und damit zu einer Verschlechterung der transversalen Emittanz des Strahles. Dieser Einfluß macht sich auf längeren Driftstrecken stärker bemerkbar als auf kurzen.

Die Strecke L, nach der ein Strahl nichtrelativistischer Teilchen optimal gebuncht ist, läßt sich mit folgender Näherung abschätzen [93]:

$$L = \frac{Ec}{\omega e \hat{U}_{\mathrm{pb}}} \,. \tag{3.16}$$

Die minimale Bunchlänge ist abhängig von der totalen Energieunschärfe δE im Strahl vor dem Prebuncher:

$$\delta L = \frac{\delta E\, c}{\omega e \hat{U}_{\mathrm{pb}}} \,. \tag{3.17}$$

Die Frequenz des Prebunchers hängt von der gewünschten Bunchverteilung ab. Für einen Linearbeschleuniger ist die Frequenz gleich der HF-Frequenz des Linearbeschleunigers. Ist der Linearbeschleuniger ein Injektor für einen Kreisbeschleuniger, der mit einer geringeren HF-Frequenz, typischerweise 500 MHz, betrieben wird, so ist für einen optimalen Einschuß in den Zirkularbeschleuniger die Frequenz des Prebunchers gleich der HF-Frequenz der Resonatoren im Ring.

3.3. Der Buncher

Für eine Pulslänge von mehr als 5° der vollen Periode des Beschleunigungsfeldes gehen in den Strukturen der Linearbeschleuniger sehr viele Teilchen verloren, daher ist es wichtig, die von den Prebunchern erzielten Pulslänge von 50°- 60° weiter zu komprimieren. Dies geschieht durch Buncherstrukturen, die sich von Beschleunigerstrukturen für Linearbeschleuniger durch die geringere Phasengeschwindigkeit unterscheiden. Damit ein Teilchen in einer Struktur, in der $v_p = c$ ist, eingefangen und anschließend weiter beschleunigt wird, muß die Einfangbedingung erfüllt sein (vgl. Kapitel 2.3.2). Ist die Teilchengeschwindigkeit deutlich geringer als die Phasengeschwindigkeit, sind hohe elektrische Feldstärken zum

Einfang des Teilchens erforderlich. Werden die benötigten Feldstärken zu groß, so setzt man Buncher ein, um die Teilchengeschwindigkeit an die Phasengeschwindigkeit anzupassen. Dies geschieht entweder in Bunchern mit einer stückweise konstanten Phasengeschwindigkeit oder mit einer kontinuierlich variablen Phasengeschwindigkeit.

3.3.1. Funktion und Auslegung des Bunchers

Wie bereits gesagt, dient ein Buncher sowohl der Anpassung der Teilchengeschwindigkeit an die Phasengeschwindigkeit, als auch einer Komprimierung der Phasenlänge eines Bunches. Dies wird im Buncher durch das zeitlich veränderliche beschleunigende Feld entlang der Fortbewegungsachse erreicht:

$$E_s = E_0(s) \sin\left[\omega\left(t - \frac{s}{c\beta_p(s)}\right)\right] . \tag{3.18}$$

Die Funktionen $E_0(s)$ oder $a(s) = eE_0(s)\lambda/m_0c^2$ und $\beta_p(s)$ beeinflußen die Elektronphase ϕ_e und die Teilchenenergie E im Buncher. Es ist $c\beta_p = v_p$ die Phasengeschwindigkeit der elektromagnetischen Welle der Frequenz ω und der Wellenlänge λ.

In der Praxis geschieht die Bestimmung der Amplitude und der Phasenvariation des beschleunigenden Feldes längs der Strahlachse durch sukzessive Näherungen. Im ersten Schritt ist die Phasengeschwindigkeit etwas größer als die Geschwindigkeit der Elektronen $v_e = \beta_e c$ zu wählen. Ist $\beta_e = 0{,}6$, so kann $\beta_p = 1$ sein (Kurve (1) in Abbildung 3.4 (a)). Ist $\beta_e < 0{,}6$, sollte $\beta_p(s)$ mit einem Wert kleiner als 1 beginnen (Kurve (2)). In beiden Fällen ist die Größe der Funktion $a(s)$, die die Variation der elektrischen Feldstärke entlang des Bunchers beschreibt, bekannt; $a(s)$ muß so groß sein, daß die Geschwindigkeit des Elektrons am Ort s_1 $\beta(s_1) \geq 0{,}9c$ ist [12]. Das heißt, die Energie des Teilchens ist an der Stelle s_1 ($\gamma = E/m_0c^2$):

$$\gamma(s_1) = \gamma(s_0) + \mathcal{K}s_1 eE_s/m_0c^2 . \tag{3.19}$$

Der Koeffizient $\mathcal{K} < 1$, der das „Zurückbleiben“ des Elektrons hinter der Welle beschreibt, ist eine charakteristische Größe für Teilchen, welche nicht die maximale Energie während des Bunchens aufnehmen können. Durch die numerische Bestimmung der Phasenlage des Elektrons zur Welle $\Phi_e[s,\Phi_e(s_0),\gamma(s_0)]$ und der Zunnahme der Energie $\gamma[s,\Phi_e(s_0),\gamma(s_0)]$ auf Grundlage der beiden Differentialgleichungen

$$\frac{\lambda}{e}\frac{d\gamma}{ds} = a(s)\sin\Phi(s) , \tag{3.20}$$

$$\frac{\lambda}{2\pi}\frac{d\Phi_e}{ds} = \frac{1}{\beta_p(s)} - \frac{1}{\beta_e(s)} , \tag{3.21}$$

sind dann für ein Wertepaar $[\Phi_e(s_0), \gamma(s_0)]$ die Funktionen $\Phi_e(s)$ und $\gamma(s)$ an jedem Punkt im Buncher bekannt. Dies kann für unterschiedliche Ausgangswertepaare wiederholt werden. $\Phi_e(s_0)$ liegt im Intervall $[0{,}2\pi]$ und $\gamma(s_0)$ hängt von der Hochspannung der Kanone ab.

3.3.2. Das Bunching

Das Prinzip des Bunching des Elektronenstrahls ist schon in Kapitel 2 in Abschnitt 2.3.2 besprochen worden. Es ist allerdings zu beachten, daß sich unter dem Einfluß der höheren Frequenzen (vgl. Kapitel 3.1) das Phasenraumvolumen verformt [85]. Außerdem ist die Feldkonfiguration im Einkoppler von der in der Struktur verschieden. So herrscht von Strahleintritt bis etwa zur Mitte des Einkoppelresonators eine stehende Welle, an welche sich die laufende Welle der übrigen Struktur anschließt. Hierdurch wird die Energieverteilung bei einer Erhöhung der mittleren Energie des Bunches breiter, gleichzeitig wird die Länge des Bunches verkürzt.

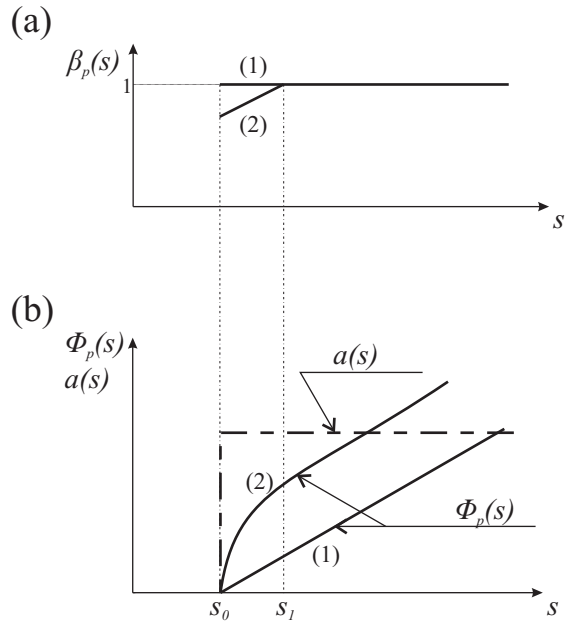


Abbildung 3.4.: Darstellung der relativen Phasengeschwindigkeit $\beta_p(s) = v_p/c$, der Funktion $a(s)$ und der Phase $\Phi_p(s)$ der Welle entlang des Bunchers. Die Kurven (1) sind für $\beta_e(s_0) > 0{,}6$ und die Kurven (2) zeigen den Verlauf für ein $\beta_e(s_0) < 0{,}6$. Es ist zu sehen, daß für den ersten Fall (1) die Phasengeschwindigkeit gleich der Lichtgeschwindigkeit gewählt werden kann, was zu einem linearen Anstieg der Phase längs des Bunchers führt. Im Fall (2) ist die Phasengeschwindigkeit kleiner c und die Phase wächst zu Beginn deutlich stärker, bevor sie dann ab s_1 auch einen linearen Verlauf annimmt (vgl. a. [12]). In beiden Fällen bleibt die Funktion $a(s)$ entlang des Bunchers konstant.

3.4. Beschleunigerstrukturen

3.4.1. Grundsätzliche Entwurfs-Parameter

Im folgenden sollen einige für eine Hochfrequenzstruktur wichtige Begriffe kurz erläutert werden.

Die Shuntimpedanz r_s

Die Shuntimpedanz r_s gibt an, wieviel Leistung je Längeneinheit dP_v/ds in der Resonatorwand verloren geht. Es ist

$$\frac{dP_\mathrm{v}}{ds} = -\frac{E_0^2}{r_s}\,. \tag{3.22}$$

E_0 ist die Amplitude des beschleunigenden Feldes. Das Minuszeichen verdeutlicht die Abnahme der Leistung längs der Struktur. Die Shuntimpedanz ist proportional zur Wurzel der HF-Frequenz $r_s \sim \sqrt{\omega}$. Ein typischer Wert für eine aus Kupfer gefertigte S-Band-Struktur ist 50 MΩ/m.

Die Güte Q

Die Güte Q ist das Verhältnis der im Resonator gespeicherten Energie W_s zur Verlustleistung im Resonator dP_v/ds. Allgemein gilt

$$Q = -\frac{\omega W_s}{dP_\mathrm{v}/ds}\,. \tag{3.23}$$

Das Verhältnis von Shuntimpedanz zu Güte r_s/Q ist bei gegebener Frequenz unabhängig vom Material des Resonators und kann somit gut zu Vergleichszwecken für Resonatoren unterschiedlicher Geometrie herangezogen werden.

Die in einer Struktur je Meter und Feldperiode gespeicherte elektrische Energie ist:

$$W_s = \frac{\epsilon}{2} \int E_s^2 r dr d\theta \,. \tag{3.24}$$

Durch Einsetzen von Gleichung 3.8 und mit der Beziehung $k_c = 2{,}405/a$ ergibt sich hieraus:

$$W_s = 6{,}225 \frac{\epsilon \pi E_{s0}^2}{k_c^2} \,. \tag{3.25}$$

Bei Elektronenlinacs, die zur Erzeugung kurzer Pulse gedacht sind, ist darauf zu achten, daß die in der Struktur gespeicherte Energie hinreichend groß gegenüber dem Energieentzug durch die Beschleunigung eines kurzen Pulses ist. Sonst wird die Energieunschärfe zu groß und man erhält „Füllzeitelektronen“. Für einen Strahlpuls von 3 ns Länge und 3 A Pulsstrom, bei einem elektrischen Feld $E_{s0} = 10$ MV/m ist die entzogene Energie 0,1 Ws/m. Hat man eine 3 GHz-Struktur, so ist dies 20 % der gespeicherten Energie von 0,55 Ws/m. Dies wiederum hat eine Energieverschmierung von ca. 10 % zur Folge.

Die Gruppengeschwindigkeit v_g

v_g ist die Gruppengeschwindigkeit der elektromagnetischen Welle. Sie ist gleich der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Feldenergie in der Struktur [10]. v_g ist stark abhängig vom Verhältnis der Durchmesser $2b$ der Öffnung der Irisblenden und $2a$ der Struktur. Eine Näherungsformel zur Bestimmung der auf c normierten Gruppengeschwindigkeit lautet

$$\frac{v_g}{c} \approx K \left(\frac{a}{b}\right)^4 \,. \tag{3.26}$$

K ist eine Konstante, die von der Anzahl an Scheiben je Wellenlänge, der Scheibendicke und deren Beschaffenheit abhängt. Eine andere Näherung läßt sich aus der Feldenergie, die die Struktur je Sekunde durchfließt, $S = W_s v_g$ herleiten. Ist A die Fläche der Irisblendenöffnung, so ist

$$S = \int_A \vec{E} \times \vec{H} d\vec{A} \,. \tag{3.27}$$

Mit den Gleichungen 3.9 und 3.10 kommt man zu der Lösung

$$S = \frac{\pi E_{s0}^2 k^2}{16 Z_0} a^4 \,. \tag{3.28}$$

$Z_0 = 377\ \Omega$ ist der Wellenwiderstand im Vakuum. Damit ergibt sich für v_g aus Gleichung 3.28 und Gleichung 3.25

$$\frac{v_g}{c} = \frac{(ka)^4}{12{,}4} \,. \tag{3.29}$$

Mit der Gruppengeschwindigkeit hängen die folgenden Größen zusammen:

- Die *Füllzeit* t_f ist die Zeit, die zum Füllen der Struktur mit Hochfrequenzenergie benötigt wird. Ist l die Länge der Struktur, so ist $t_f = l/v_g$.

- Die je Längeneinheit deponierte Energie W_s und die einzuspeisende Hochfrequenzleistung P_v sind über die Beziehung $W_s = P_v/v_g$ miteinander verknüpft.

- Auch der Abschwächungsfaktor $\alpha = \omega/(2v_gQ)$, der die Abnahme der Leistung entlang der Struktur angibt $dP_v/ds = -2\alpha P_v$ hängt von der Gruppengeschwindigkeit ab.

3.4.2. Beamloading

Mit dem Begriff „Beamloading“ beschreibt man den Einfluß des Strahlstromes auf die Stärke des elektrischen Feldes in einer Hochfrequenzstruktur. Der Leistungsverlust je Längeneinheit ist unter Berücksichtigung eines Strahlstromes I:

$$\frac{dP_\mathrm{v}}{ds} = -2\alpha P_v - IE_s\,. \tag{3.30}$$

Unter der Annahme, daß sich die Teilchenpulse auf der Spitze der Hochfrequenzwelle befinden, läßt sich aus dieser Gleichung mit Hilfe der Definition der Shuntimpedanz r_s (Gleichung 3.22) eine Gleichung für das elektrische Feld in der Struktur ableiten:

$$\frac{dE_s}{ds} = -\alpha E_s - \alpha I r_s\,. \tag{3.31}$$

Aus Gleichung 3.30 erhält man damit für das elektrische Feld $E(s)$:

$$E_s(s) = E_0 e^{-\alpha s} - I r_s \left(1 - e^{-\alpha s}\right)\ . \tag{3.32}$$

Diese Gleichung kann als die Superposition der Felder aus der Hochfrequenzleistung $E_0 e^{-\alpha s}$ und dem Beamloading $I r_s \left(1 - e^{-\alpha s}\right)$ aufgefaßt werden. Verallgemeinert man Gleichung 3.32 für Teilchen, die nicht auf der Spitze der Welle laufen, so ergibt sich für den Energiegewinn ΔE für ein Teilchen, welches eine Struktur der Länge l durchlaufen hat, mit $\tau = \alpha l$:

$$\Delta E = E_0 l \left(\frac{1 - e^{-\tau}}{\tau}\right) \cos\phi - I r_s l \left(1 - \frac{1 - e^{-\tau}}{\tau}\right) \tag{3.33}$$

Es ist leicht zu erkennen, daß der Energiegewinn für ein Teilchen bei gleichbleibender zugeführter Hochfrequenzleistung mit steigendem Strahlstrom geringer wird.

3.4.3. Moden höherer Ordnung

Durch die Wechselwirkung der Elektronenbunche mit der Beschleunigerstruktur werden elektromagnetische Felder angeregt, die unter der Bezeichnung „Moden höherer Ordnung“ zusammengefaßt werden (HOM[2]). Bunche, die nicht auf der Strahlachse laufen, erregen transversale Moden höherer Ordnung, mit transversalen Feldern sogenannten „Wakefields“. Bei den Wakefields lassen sich kurzreichweitige, die nur auf den gleichen Bunch wirken, der sie erzeugt, und weitreichende, die auf die nachfolgenden Bunche wirken, unterscheiden. Die kurzreichweitigen Wakefields führen dazu, daß der hintere Teil des Bunches noch weiter von der Strahlachse weggekickt wird. Die langreichweitigen Felder $W'_\perp$ lassen sich berechnen:

$$W'_\perp(s) = \sum_l 2k'_{\perp l} \sin\left(\omega_l \frac{s}{c}\right) \exp\left(-\frac{\omega_l}{2Q_l}\frac{s}{c}\right)\ . \tag{3.34}$$

Hier entspricht $s > 0$ dem Abstand nach dem Bunch und ω_l, $k'_{\perp l}$ und Q_l sind die Frequenz, der transversale Verlustfaktor je Einheitslänge und die Güte des Modes l.

[2] engl.: **h**igher **o**rder **m**ode

Diese Wakefields wirken auf die nachfolgenden Bunche und führen hauptsächlich zu einer Vergrößerung der Emittanz und der Energiebreite. Jene Moden, deren Güte niedrig ist, sind bis zum Eintreffen des nächsten Bunches abgedämpft. Für die Moden mit großer Güte müssen Maßnahmen ergriffen werden, um deren Güte zu verringern. Dies kann zum einen durch Anbringen von Hochfrequenzkopplern für diese Moden höherer Ordnung erreicht werden. Die Dipolmoden des ersten Paßbandes einer 3 GHz-Stuktur liegen in einem Frequenzbereich zwischen 4,1 und 4,7 GHz. Daher ist die Grenzfrequenz der Hochfrequenzkoppler zum Beispiel an der SBTF 4 GHz. Zum anderen lassen sich Verbesserungen durch das Aufbringen von dünnen Edelstahllagen auf den Irisspitzen, was zu einer minimalen Frequenzverstimmung in der Struktur führt, erzielen.

4. Die Bonner Linearbeschleuniger

4.1. LINAC 1

Aufbau

Die Elektronen für den LINAC 1 werden in einer thermischen Elektronenkanone erzeugt. Das heißt, durch das Erhitzen einer Kathode, in diesem Fall ist es eine thorierte Wolframkathode, treten Elektronen aus, welche dann in einem statischen elektrischen Feld auf eine Energie von 120 keV beschleunigt werden. Diese Kanone kann bei einer Pulsdauer von 2 μs einen Pulsstrom von etwa 2 A erzielen.

Nach einer kurzen Driftstrecke gelangen die Elektronen in einen Chopper, einen Rechteckhohlleiter, der im TE_{102}-Mode betrieben wird. Dieser „schneidet“ aus dem Puls Stücke einer Phasenlänge von 200° bei 3 GHz heraus. Der sich anschließende Prebuncher[1] im TM_{010}-Mode verringert die Phasenbreite auf $30^\circ{}_{3\mathrm{GHz}}$[2] [2].

Die Beschleunigerstruktur des LINAC 1 ist 2,55 m lang. Die Bunchlänge wird am Anfang durch ein 17 MV/m starkes, longitudinales elektrisches Feld von $40^\circ{}_{3\mathrm{GHz}}$ auf $5^\circ{}_{3\mathrm{GHz}}$ verkürzt. In der restlichen Struktur beträgt die Feldstärke 10 MV/m. Die mittlere Gruppengeschwindigkeit ist 1/60 c und somit die Füllzeit 0,5 μs. Die letzten acht Zellen der Struktur sind mit einer Substanz hoher Permeabilität bedeckt und wirken als Sumpf für die restliche HF-Leistung („collinear load“). Die Fokussierung des Strahles wird durch Solenoidfelder einer Stärke von bis zu 1000 Gauß erreicht [1, 73].

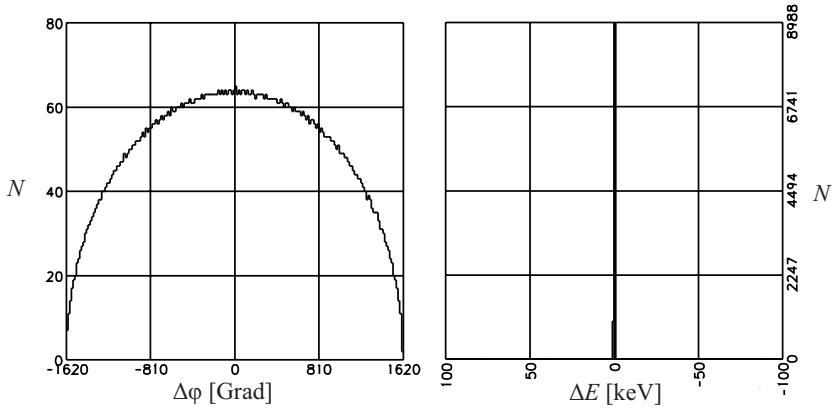
Ursprünglich wurde bei einer Endenergie von 25 MeV ein mittlerer Strom von 500 mA angestrebt. Im momentanen Betrieb wird bei einem mittleren Strom von 700 mA eine Energie von 20 MeV erreicht. Die Energiebreite beträgt bis zu 7 %. Die Emittanz am Linacausgang wurde zu Beginn mit $3\,\pi$ mm mrad angenommen, eine Messung von F. Nolden ergab $6{,}5\,\pi$ mm mrad bei einer Strahlbreite von 7 mm [64].

Bunchingprozeß

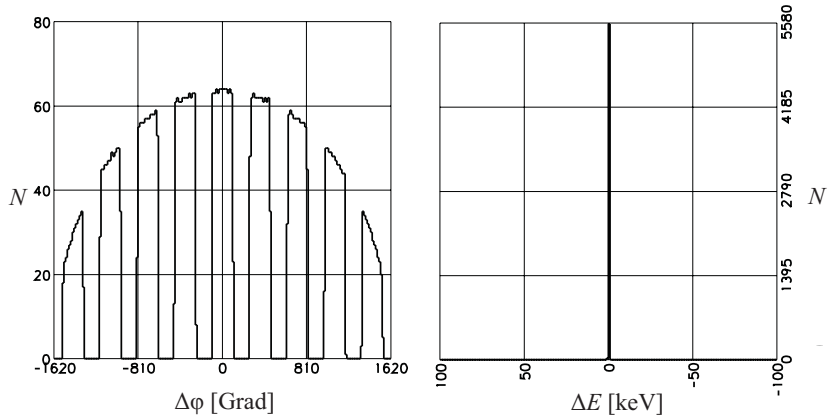
Um die Bunchingeigenschaften des LINAC 1 in seinem ursprünglichen Aufbau, d.h. mit Chopper und Prebuncher, darstellen zu können, wurde der Transfer von der thermischen Kanone bis zum Ausgang des LINAC 1 mit PARMELA [96] simuliert. Wie bei sämtlichen anderen Simulationen in diesem Kapitel sind die Teilchen zu Beginn zufällig im vierdimensionalen Phasenraum x,x',y,y' innerhalb einer Ellipse, welche durch die Eingabeparameter ϵ, α, β bestimmt ist, verteilt. Die Startparameter für die Rechnungen waren eine Emittanz von $\epsilon_{x,y} = 20\,\pi$ mm mrad, eine Betafunktion von $\beta_{x,y} = 8$ m und $\alpha_{x,y} = 0$. Die Länge des untersuchten Pulses beträgt 3 ns. Dies ist ausreichend groß verglichen mit der Periodendauer der HF-Frequenz des Prebunchers von 0,33 ns, um das Bunchingverhalten unverfälscht wiederzugeben. Damit die Raumladungseffekte richtig berücksichtigt werden, wurde der Strom entsprechend dem Verhältnis der Pulslängen skaliert. Der Bunchingprozeß ist in Abbildung 4.1 dargestellt. Es ist an verschiedenen Stellen entlang des Strahlwegs jeweils die longitudinale Ladungsverteilung als Teilchenanzahl N gegen die Phasendifferenz $\Delta\varphi$ und die Energieabweichung ΔE in dieser Ladungsverteilung aufgetragen. Abbildung 4.1(a) zeigt die angenommene Ladungsverteilung am Ausgang der Elektronenkanone. Eine Phasendifferenz von $1620^\circ{}_{3\ \mathrm{GHz}}$ entspricht 1,5 ns. Als Ergebnis erhält man aus den Rechnungen

[1] Zur Zeit sind sowohl Chopper als auch Prebuncher nicht in Betrieb.

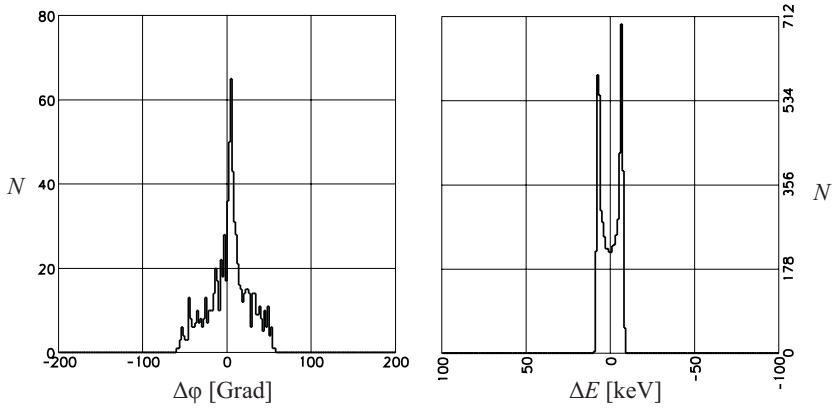
[2] Diese Notation soll verdeutlichen, auf welche Frequenz sich die Angabe der Phasenlänge bezieht.



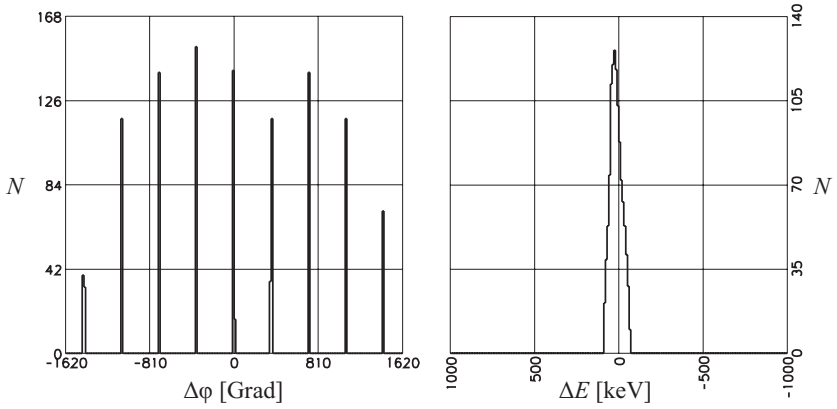
(a) Startverteilung an der Kanone



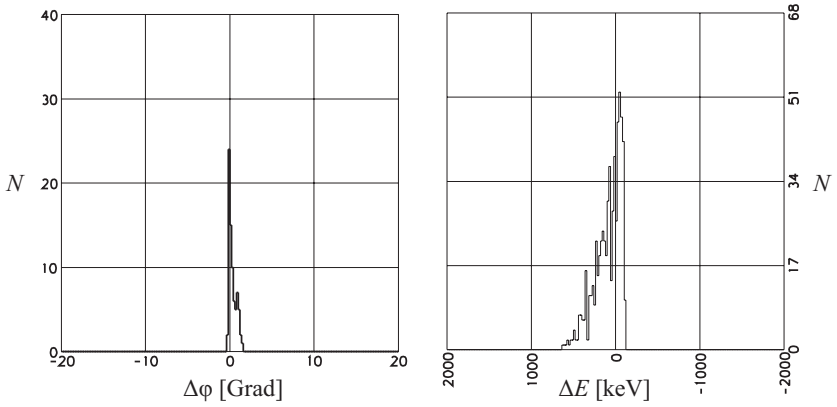
(b) Chopper



(c) 3 GHz-Prebuncher



(d) Buncher



(e) Ende Struktur

Abbildung 4.1.: Der Bunchingprozeß im LINAC 1. Abgebildet sind jeweils Ladungsverteilung und Energieverteilung der Elektronen.

eine Emittanz $\epsilon = 10\,\pi$ mm mrad und eine Strahlbreite von 7,5 mm am Ende der Beschleunigerstruktur. Die Rechnungen ergeben außerdem eine Energiebreite von etwa 7 %. Beide Ergebnisse stimmen gut mit den Messungen von F. Nolden [64] überein.

4.2. LINAC 2

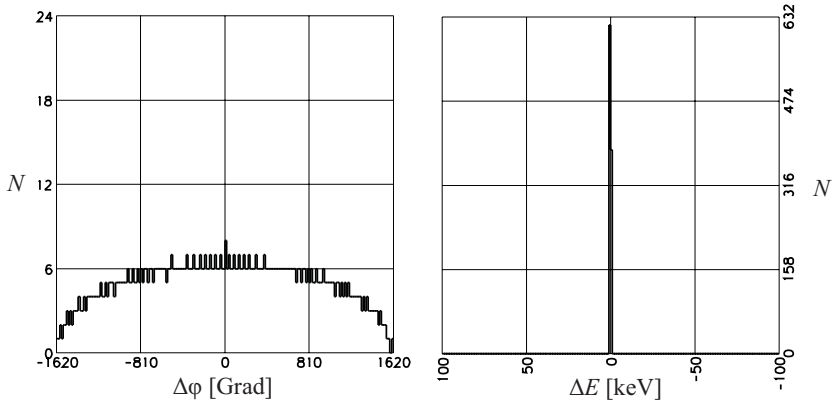
Aufbau

Beim LINAC 2 beträgt die Energie, mit welcher die Elektronen in die 2,5 m lange Beschleunigerstruktur eingeschossen werden, 50 keV. Erzeugt werden die Elektronen entweder in einer thermischen Kanone oder einer Quelle für polarisierte Elektronenstrahlen [23, 34]. Um wahlweise die thermische oder die polarisierte Quelle nutzen zu können, befindet sich 55 cm vor der Struktur eine Strahlweiche in Form eines Alphamagneten.

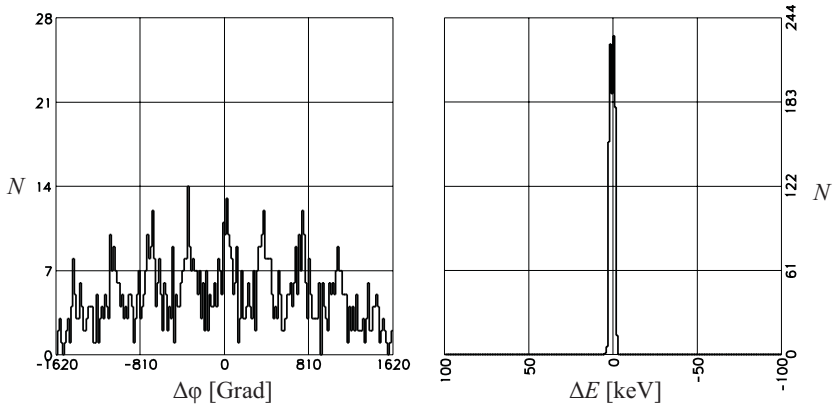
Die thermische Kanone erzeugt einen 1 μs langen Elektronenpuls bei einem Pulstrom von 2 A. Die Quelle für polarisierte Elektronenstrahlen liefert bei gleicher Pulslänge einen Strom von 100 mA. 33 cm strahlabwärts des Alphamagneten gelangen die Elektronen in einen 3 GHz-Prebuncher im TM_{010}-Mode [33]. Die sich nach weiteren 14 cm Driftstrecke anschließende 3 GHz-Beschleunigersektion besitzt einen konstanten Beschleunigungsgradienten und wird im $\pi/2$-Mode betrieben. Die ersten 40 cm der Beschleunigersektion, in denen die Phasengeschwindigkeit von 0,8 c auf c ansteigt, werden als Buncher genutzt [31]. Die Gruppengeschwindigkeit beträgt 1/70 c. Fokussiert wird der Strahl während der Beschleunigungsphase durch Spulen auf der Struktur. Die erreichte Endenergie für einen Strom von 100 mA sind 30 MeV [7]. Von W. Schneider wurde, unter der Annahme einer gleichmäßigen Strahlintensität über die ganze Apertur der Beschleunigerstruktur von 19,5 mm, für die transversale Emittanz $25\,\pi$ mm mrad und $\beta_{x,y} = 4$ m angenommen [82]. Messungen ergaben eine horizontale Emittanz $\epsilon_x = 23\,\pi$ mm mrad und eine vertikale Emittanz $\epsilon_y = 7{,}7\,\pi$ mm mrad, sowie für die Betafunktion horizontal $\beta_x = 1{,}6$ m und vertikal $\beta_y = 0{,}12$ m (vgl. im Anhang B Abbildung B.1).

Bunchingprozeß

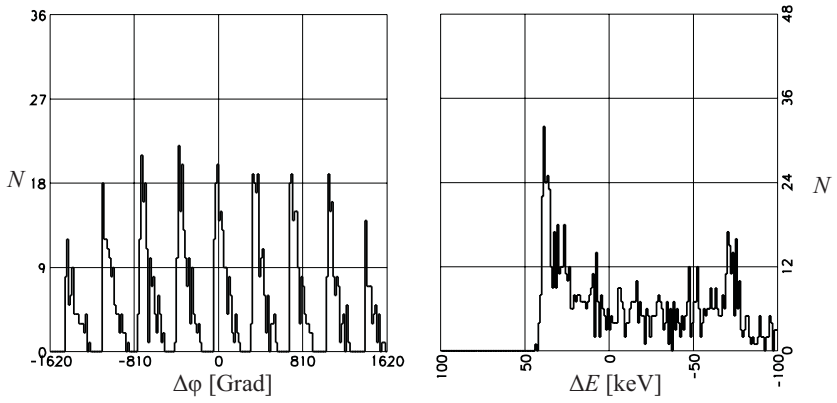
Mit PARMELA wurde der Strahlweg von der thermischen Kanone bis zum Ende des Linacs simuliert. Als Ausgangswerte für die Rechnungen wurden wieder $\epsilon_{x,y} = 20\,\pi$ mm mrad, $\beta_{x,y} = 8$ m und $\alpha_{x,y} = 0$



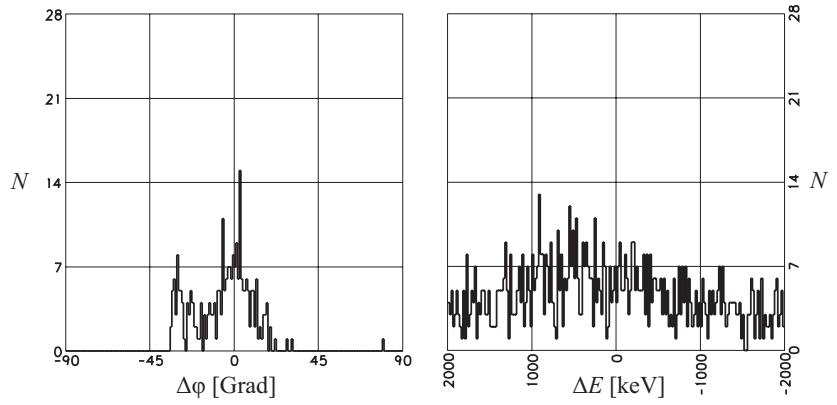
(a) Startverteilung an der Kanone



(b) 3 GHz-Prebuncher



(c) Der Buncher



(d) Ende Struktur

Abbildung 4.2.: Der Bunchingprozeß im LINAC 2. Abgebildet sind wieder Ladungsverteilung und Energieverteilung der Elektronen.

angenommen. Die Pulslänge konnte ebenfalls wieder auf 3 ns begrenzt werden, ohne daß die Darstellung des Bunchingprozesses verfälscht wird. In Abbildung 4.2 ist die Wirkungsweise der einzelnen Komponenten anhand der longitudinalen Ladungsverteilung und der Energieverteilung zu sehen. Bei den Rechnungen ergaben sich wieder in guter Übereinstimmung mit den Meßwerten für die Emittanz ein Wert von $\epsilon_{x,y} = 20\,\pi$ mm mrad und für die Betafunktion in der horizontalen Ebene $\beta_{x,y} = 2$ m.

4.3. LINAC 3

4.3.1. Aufbau

Ziel bei der Entwicklung des Hamburger Injektors war, am Ende des Linearbeschleunigers eine Energiebreite von 1 % zu erhalten. Dies bedeutet die Pulslänge sollte kleiner als $16^{\circ}{}_{3\mathrm{GHz}} = 14{,}8$ ps sein. Der Hamburger Injektor setzt sich zusammen aus einer thermischen 90 kV-Kanone, einem subharmonischen 125 MHz-Prebuncher (SHB1), einem subharmonischen 500 MHz-Prebuncher (SHB2), zwei 3 GHz-Wanderwellenstrukturen als Buncher (TWB1 mit β = 0,6 und TWB2 mit β = 0,95) und einer 6 m langen 3 GHz-Beschleunigerstruktur (Abbildung 4.3). Zur Strahldiagnose stehen 4 Kammerstrom-Monitore, die 31,6 cm strahlabwärts von der Gun (CM1), 45 cm strahlabwärts der Gapmitte von SHB1 (CM2) und 13,8 cm strahlabwärts der Gapmitte von SHB2 (CM3) eingebaut sind, zur Verfügung [80]. Weiter hat man Knopfmonitore, die sich jeweils 4,8 cm strahlabwärts von den Kammerstrom-Monitoren befinden [70].

Fokussiert wird der Strahl durch Solenoide. AF1 bei s = 0 cm (was der Position der Anode entspricht) kompensiert das Magnetfeld an der Kanone, um diese frei vom Magnetfeld zu halten, und ist daher gegenpolig geschaltet. AF2 und AF3 passen den Gunstrahl an und die Spulen AF4-AF12 fokussieren den Strahl durch Magnetfelder von 100 Gauß bei SHB1 bis 1800 Gauß am Ende der Beamline.

Zusätzlich befinden sich noch 3 Korrekturdipole in beiden Ebenen. Sie sind 25 cm lang, können ein Feld von 20 Gauß erzeugen und befinden sich hinter der Gun, hinter SHB1 und vor SHB2.

Zur Bestimmung der transversalen Strahlparameter steht ein Fluoreszenzschirm bei s = 146,3 cm zur Verfügung.

Zur Erzeugung des Vakuums sind 400 l/s Ionengetterpumpen an der Kanone und den SHBs eingebaut. Durch ein Vakuumventil bei s = 43,9 cm kann man das Kanonenvakuum vom Restvakuum des Injektors trennen. Das gesamte Vakuumsystem ist in CF35-Technik aufgebaut. In Abbildung 4.3 sieht man eine Übersicht über den in Hamburg betriebenen Injektor.

Die Elektronenkanone

Die thermische 90 kV-Elektronenkanone besitzt eine kreisförmige, 2 cm^2 große Gitterkathode des Typs EIMAC Y796. Der Abstand zwischen Kathode und Anode beträgt 34 mm, was zu einer Perveanz[3] von 0,22 μA/V$^{3/2}$ führt. Fabrikationstoleranzen von EIMAC ergeben eine Positioniergenauigkeit von $\pm 0{,}4$ mm der Kathode und dies hat, so zeigen Rechnungen mit EGUN, einen Fehler von 10 % in der Perveanz zur Folge [78]. Das Anodenloch hat einen Durchmesser von 20 mm. Bei einer Spannung von 90 kV bedeutet dies einen raumladungsbegrenzten Maximalstrom von 6 A und ein elektrisches Feld von 81 kV/cm auf der Anodennase. Für einen μs-Puls wurde eine Stromstärke von 5,2 A erreicht [78]. Die Kanone kann 2 μs lange Bunchzüge mit unterschiedlichen Bunchabständen bei einer Wiederholrate von 50 Hz und einer Bunchlänge von 2,5 ns liefern. Diese Länge wird auf diesen Wert festgelegt, da für

[3] Die Perveanz $P = I/V_0^{\frac{3}{2}}$ gibt den Variationsbereich von Strom und Spannung in Abhängigkeit von der Kanonengeometrie an. Es gilt

$$I = \left[\frac{4\epsilon_0}{9}\right]\left[\frac{2e}{m_e}\right]^{\frac{1}{2}}\left[\frac{\pi r_a^2}{d_a^2}\right]V_0^{\frac{3}{2}} \quad .$$

Mit r_a dem Radius der Anodenöffnung und d_a dem Abstand Anode-Kathode [39].

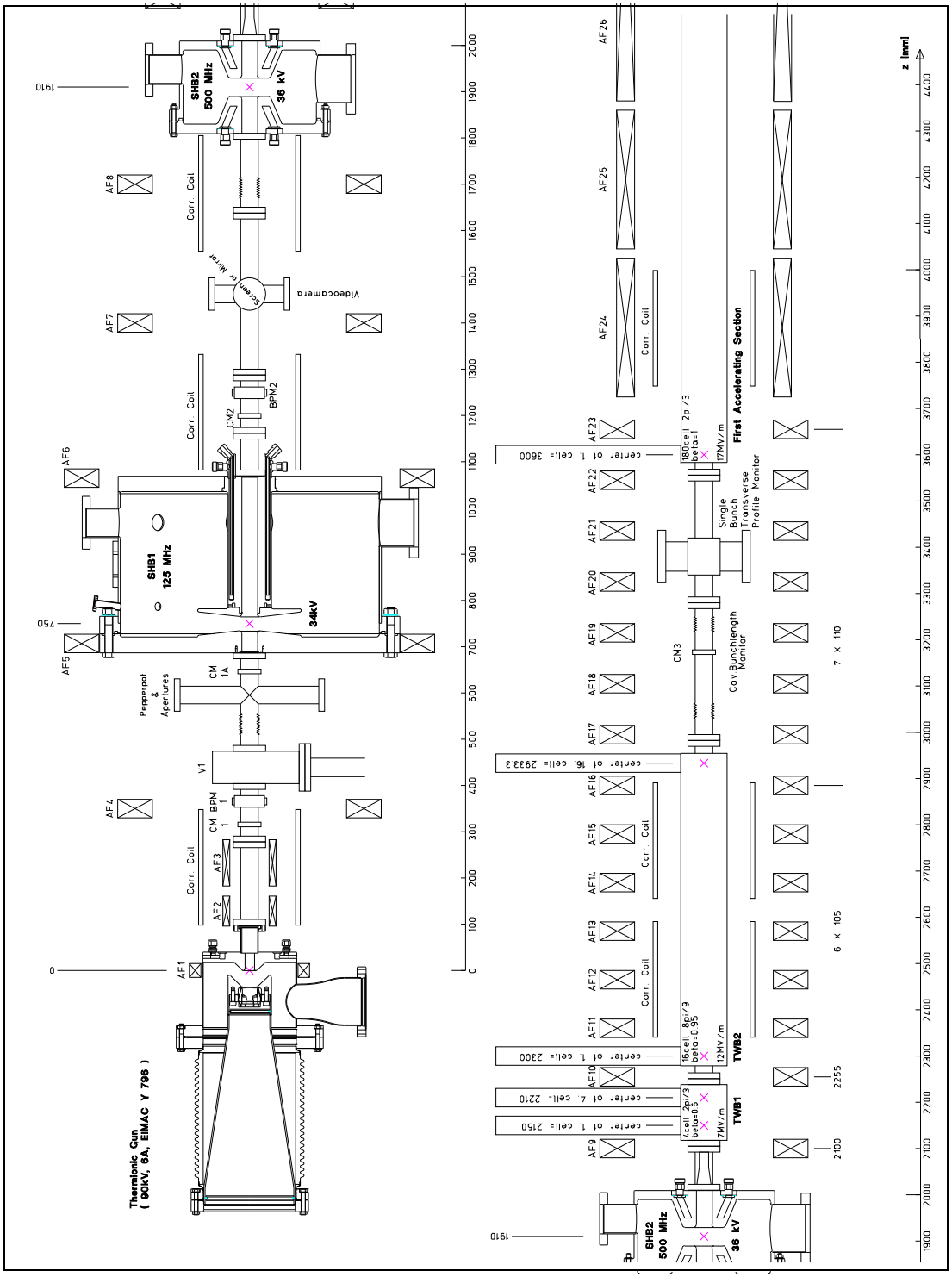


Abbildung 4.3.: Übersicht des SBTF-Injektors [11]

einen optimalen Einfang im 125 MHz-Prebuncher, die Bunchlänge kleiner sein sollte als ein Viertel der Periodendauer der HF-Frequenz des Prebunchers. Der mittlere Strom ist immer 300 mA. Als Bunchzüge sind möglich:

1) 2,4 nC je Einzelbunch bei 8 ns Bunchabstand und 250 Bunchen je Zug,
2) 4,8 nC je Einzelbunch bei 16 ns Bunchabstand und 125 Bunchen je Zug,
3) 7,2 nC je Einzelbunch bei 24 ns Bunchabstand und 83 Bunchen je Zug.

Die Bunchzüge werden mit Hilfe eines speziellen Pulsers, der nahe der Kathode in der 240 mm langen Kanonenkeramik (Innendurchmesser 200 mm) eingebaut ist, erzeugt. Die Kathode selbst wird von einer konischen Metallröhre gehalten, die durch die Keramik geführt und am Hochspannungsende des Isolators angeflanscht ist. Der von einem Verstärker (1 GHz Bandbreite) gelieferte Puls von 60 V Spitze und 2 ns Breite wird durch einen dreistufigen Triodenkreis[4] verstärkt. Die dritte Triode ist mit ihrer Anode mit der Gunkathode verbunden. Messungen an CM1 ergaben eine volle Halbwertsbreite (FWHM) der Pulse von 2,2 ns und einen Pulsstrom von 4,5 A. Dies entspricht einer Pulsladung von 10 nC. Der Pulsstrom ist durch den Strom der letzten Triodenstufe begrenzt. Die Stromstärken schwanken im 24 ns-Betrieb um weniger als 4 %, bei 16 ns hat der erste Puls einen um 15 % höheren Strom und bei 8 ns hat man einen Abfall auf 70 % über die ersten drei Pulse, danach aber die gleiche geringe Schwankung von 4 %. Dieses Verhalten kann durch Sättigung der Ferritjoche der Koaxialtransformatoren, die die Trioden des Pulsers verbinden, erklärt werden. Diese können sich bei den letzten beiden Betriebsarten nicht völlig entmagnetisieren [79, 80].

Rechnungen mit EGUN ergeben eine normierte Emittanz von $\epsilon_{\mathrm{n}}^{100\%}$ = $9{,}3\,\pi$ mm mrad und entsprechend eine absolute Emittanz $\epsilon_{\mathrm{abs}}^{100\%}$ = $15\,\pi$ mm mrad. Die optische Betafunktion $\beta_{x,y}$ ist 2,97 m [78]. Die Messung der Emittanz mit Hilfe eines Pepper Pots war schwierig, da sich das Magnetstreufeld der Ionengetterpumpen bemerkbar macht. Entgegen dem Ergebnis der Rechnung mit PARMELA von $\epsilon_{\mathrm{n,rms}}$ = $6{,}8\,\pi$ mm mrad, erhält man eine normierte Emittanz von $3\,\pi$ mm mrad [90].

Die subharmonischen Prebuncher

Bei s = 75 cm befindet sich das Zentrum des 30 mm breiten Gaps des 125 MHz-Resonators (SHB1). Da die optimale Buncheffizienz des SHB1 (Spannungsamplitude 34 kV) 116 cm strahlabwärts liegt, wurde dort der 500 MHz-Prebuncher (36 kV Amplitudenspannung) mit einem 40 mm breiten Gap eingebaut. Dessen Fokus mit einer FWHM von 190 ps ($\approx 200^{\circ}{}_{3\mathrm{GHz}}$) liegt bei s = 213 cm. Gemessen wurden allerdings 300 ps und ein Peakstrom von 26 A durch CM3. Diese Messung stellt aber lediglich eine obere Grenze dar, da CM3 nur Bandbreiten größer 300 ps messen kann.

Bei beiden SHBs spielt das Beamloading eine große Rolle, so steigt die durch den Strahl induzierte Spannung ($U = \omega r_0/Qq$) nach einer Mikrosekunde bei einem Strahlstrom von 300 mA auf 19 kV in SHB1 und 95 kV in SHB2. Startet man mit den Design-Amplituden, so hat man in SHB1 eine Phasenverschiebung von 30° und in SHB2 von 70° zwischen induzierter Spannung und HF-Spannung. Die Amplituden ändern sich von 34 kV auf 39 kV bzw. von 36 kV auf 102 kV [80].

Beide subharmonischen Prebuncher sind aus Edelstahl gefertigt und besitzen eine Güte Q = 2380. Die Shuntimpedanz r_s von SHB1 beträgt 233 kΩ, jene von SHB2 ist 271 kΩ. Die nötige HF-Leistung liefert je ein gepulster 10 kW-Transmitter (Pulsdauer 20 μs).

Die Buncher

Für die Beschleunigerstruktur ist die von den Prebunchern erzeugte Pulslänge noch zu groß, daher wird sie mit Hilfe zweier Wanderwellenstrukturen weiter verringert. Die erste Struktur (TWB1) mit einem Beschleunigungsgradienten von 7 MV/m wird im $2\pi/3$-Mode betrieben und besteht aus 4-Zellen bei einer

[4] Zwei EIMAC 8755 und eine EIMAC 8940 in der letzten Stufe, verbunden durch ferritgeladene Koaxialtransformatoren.

Gesamtlänge von 8 cm. Die Phasengeschwindigkeit beträgt 0,6 c, bei einer Gruppengeschwindigkeit von $0{,}012c$. Das Zentrum der ersten Zelle befindet sich bei s = 215 cm. Dem TWB1 folgt in nur 9 cm Abstand[5] eine zweite Wanderwellenstruktur (TWB2). Diese Struktur mit einer Phasengeschwindigkeit von 0,95 c setzt sich bei einer Länge von 70 cm aus 16 Zellen zusammen und wird im $8\pi/9$-Mode betrieben, um die für einen Beschleunigungsgradienten von 12 MV/m erforderliche HF-Leistung klein zu halten. Die Gruppengeschwindigkeit dieser Struktur beträgt lediglich $0{,}004c$. Hinter den beiden Bunchern ist die Pulslänge kleiner 10 ps.

Beschleunigersektion

Bei der Beschleunigerstruktur handelt es sich um eine S-Band-Struktur im $2\pi/3$-Mode mit konstantem Beschleunigungsgradienten. Die Gruppengeschwindigkeit wird kontinuierlich entlang der gesamten Länge der Struktur von 6 m verringert. Daten hierzu sind in Tabelle 4.1 zusammengefaßt. Die Struktur besteht aus 178 Zellen, wovon zwei Teil des Einkopplers sind. Der Rest sind einzelne Tassen (Abbildung 4.4(a)). Die letzten acht Zellen der Struktur dienen als interne Last und sind daher mit Kanthal beschichtet. Dies macht zum einen einen zweiten HF-Koppler unnötig, zum anderen ist diese Methode vollkommen symmetrisch (man hat keine transversalen Kicks durch Feldasymmetrien) und sie absorbiert jede Mode höherer Ordnung (HOM), die das Ende der Struktur erreicht. Zusätzlich werden die Elektronen im beschichteten Bereich weiter beschleunigt.

Die Struktur ist so beschaffen, daß eine Emittanzvergrößerung durch Single- und Multibunchinstabilitäten vermieden wird (s.a. Abschnitt 3.4.3). Die Güte der Moden höherer Ordnung Q_{HOM} ist 4000. Die natürliche Güte Q einer Kupferstruktur ist 13000. Um die Emittanzvergrößerung klein zu halten, muß bei einer Bunchladung von 1,8 nC und einem Bunchabstand von 6 ns die erforderliche Genauigkeit der Justierung und Geradheit einer Struktur ≤ 50 μm rms betragen. Da das Koppeln externer Dämpfer an die Struktur kostenintensiv ist, wird durch das Aufbringen einer 20 μm dicken Edelstahllage auf den Irisspitzen der Zellen 1 bis 20 und 111 bis 121 die Güte der HOM verringert [4]. Wie die Messungen zeigen, gelingt es, Q_{HOM} um einen Faktor 5 zu verringern, wohingegen Q lediglich um 5 % verringert wird [38]. Zusätzlich sind an der Struktur aber noch an zwei Stellen 4 HOM-Auskopplungen mittels Rechteckhohlleiter für 4 GHz (oben, unten, rechts und links) angebracht (Abbildung 4.4(b)). Es sind dies Zelle Nr. 26 und Zelle Nr. 107.

Mit den HOM-Kopplern ist man in der Lage die vom Strahl induzierte Leistung im TEM_{11}-Band zu messen und, da diese von der Exzentrizität der Strahlachse von der Strukturachse abhängt, hat man so die Möglichkeit, die Strahllage zu messen.

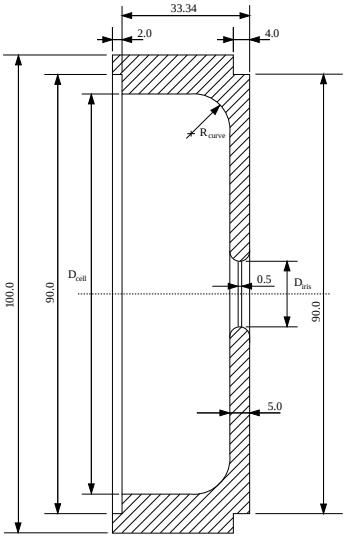
Zur Messung der HF-Leistung sind in den Zellen Nr. 9, 41, 73, 137 und 169 Pick-Up-Schleifen eingebaut, die mit einer Koppeldämpfung von 56 dB eingemessen sind.

Um den Einfluß der Außentemperatur zu minimieren, besteht der Träger aus einem thermisch isolierten Eisenrohr (Durchmesser 448 mm) (Abbildung 4.4(c)) [81].

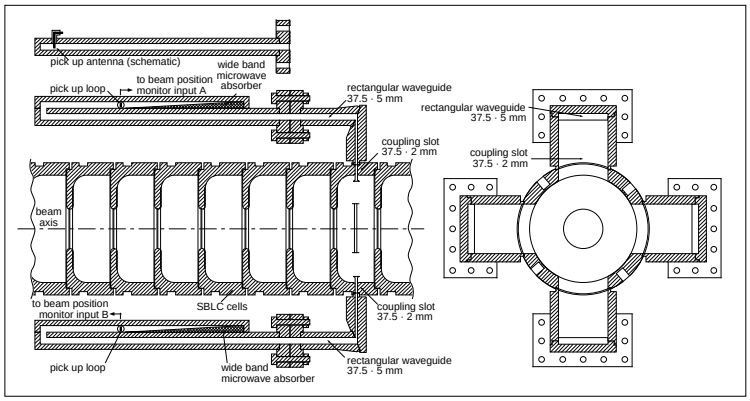
Abschwächung	0,55 neper
Gruppengeschwindigkeit	4,1 - 1,3 $\% \cdot c$
Füllzeit	790 ns
Shuntimpedanz	45-61 MΩ/m

Tabelle 4.1.: Parameter der SBTF-Beschleunigerstruktur

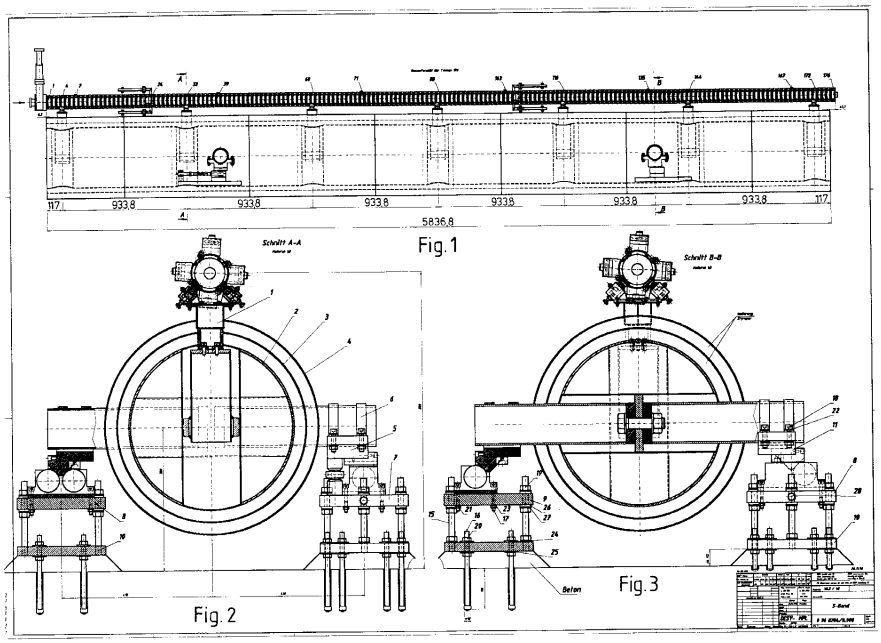
[5] Bestimmt wurde der Abstand von der Mitte letzten Zelle des TWB1 bis Mitte erster Zelle des TWB2.



(a) 3 GHz-Zelle



(b) HOM-Koppler



(c) Schnitt

Abbildung 4.4.: Zelle, HOM-Koppler und Träger der Hamburger SBTF-Struktur [11].

4.3.2. Der Bunchingprozeß

Die Abbildungen 4.5 veranschaulichen die Wirkungsweise des LINAC 3 anhand der mit PARMELA durchgeführten Simulation. Es ist an verschiedenen Stellen entlang des Strahlwegs jeweils die longitudinale Ladungsverteilung als Teilchenanzahl N gegen die Phasendifferenz $\Delta\varphi$ und die Energieverteilung ΔE in dieser Ladungsverteilung dargestellt. Begonnen wurde mit einer Emittanz $\epsilon_{x,y} = 15\,\pi$ mm mrad und $\beta_{x,y} = 2{,}97$ m.

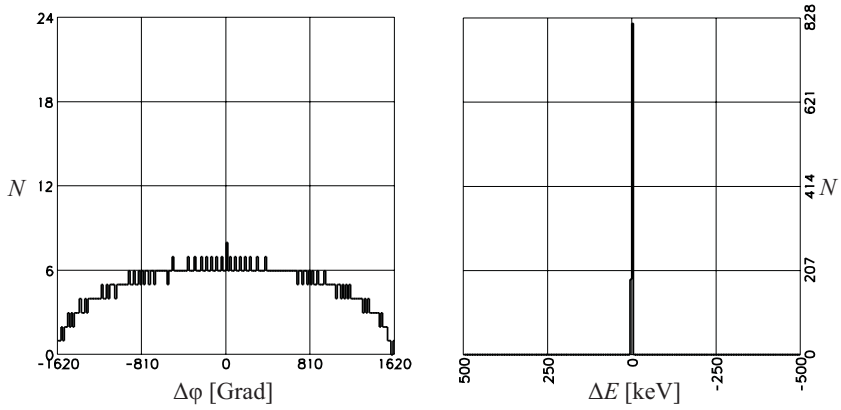
Abbildung 4.5(a) zeigt die angenommene Ladungsverteilung am Ausgang der Elektronenkanone. Eine Phasendifferenz von $1620^\circ_{3\mathrm{GHz}}$ entspricht 1,5 ns. Durch den 125 MHz-Prebuncher wird die FWHM der Pulslänge auf $420^\circ_{3\mathrm{GHz}}$ komprimiert (Abb. 4.5(b)). Der zweite subharmonische Prebuncher verringert die FWHM weiter um einen Faktor 2,4 auf $188^\circ_{3\mathrm{GHz}}$ (Abb. 4.5(c)). Die folgenden Wanderwellen-Bunchersektionen reduzieren diese auf $37^\circ_{3\mathrm{GHz}}$ bzw. $6^\circ_{3\mathrm{GHz}}$. In Abbildung 4.5(f) sieht man die Pulsform am Ende der Beschleunigungsstrecke und man erkennt, daß die FWHM des Pulses mit knapp 6°deutlich kleiner ist als die geforderten $16^\circ_{3\mathrm{GHz}}$. Die transversale Verteilung der Teilchen am Ende der Struktur ist in Abbildung 4.6 zu sehen. Sie entspricht einer σ-Strahlbreite von 5,6 mm. Die Transmission durch den gesamten Aufbau beträgt 99 %.

In den Abbildungen 4.7 sind die normierte Emittanz, das durch die Solenoide erzeugte Magnetfeld und die Strahlbreite entlang des Aufbaus gezeigt. Der Strahl wird vor Eintritt in die subharmonischen Prebuncher auf 70 % des Strahlrohrdurchmessers von 3,5 cm komprimiert. Bei den 3 GHz-Buncherstrukturen wird durch Erhöhung des Magnetfeldes auf 1800 Gauß der Durchmesser des Strahles auf etwa 1,8 cm verringert. In den ersten Tassen der Wanderwellenstrukturen hat man eine Emittanzvergrößerung um etwa den Faktor 50 (Abb. 4.7(a)). Dies kommt durch defokussierende Felder der Hochfrequenz, die für lange Bunche, verglichen mit der Periodenlänge der HF, stärker sind als für kurze.

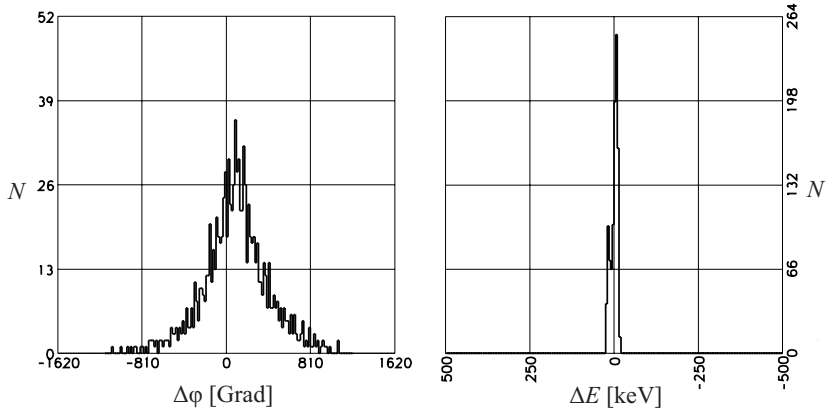
Die bei einem Beschleunigungsgradienten von 17 MV/m erreichte Energie der Elektronen nach der sechs Meter langen Beschleunigungsstruktur ist 104,186 MeV.

Es ergeben sich aus den Rechnungen folgende Werte für die Emittanz und die Betafunktion am Ende der Beschleunigerstruktur:

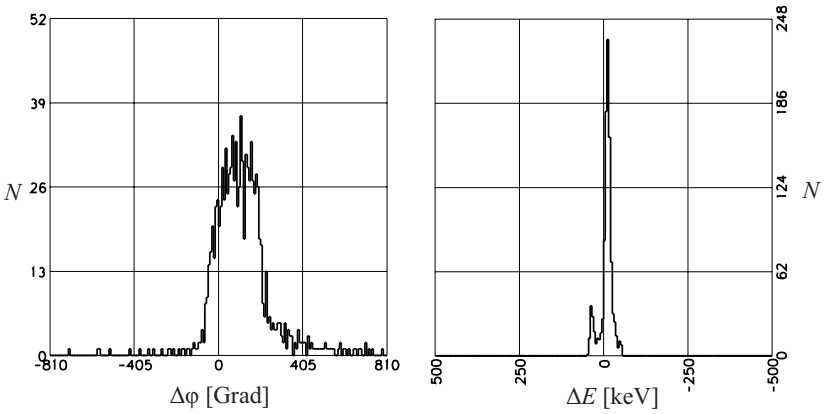
$$\begin{aligned}
\text{Normierte Emittanz:} \quad & \epsilon_n = 100\,\pi \text{ mm mrad,} \\
\text{Absolute Emittanz:} \quad & \epsilon_{x,y} = 0{,}6\,\pi \text{ mm mrad,} \\
\text{Betafunktion:} \quad & \beta_{x,y} = 50 \text{ m,} \\
& \alpha = -\,0{,}5\,, \\
\text{Strahlbreite:} \quad & \sigma = 5{,}6 \text{ mm.}
\end{aligned}$$



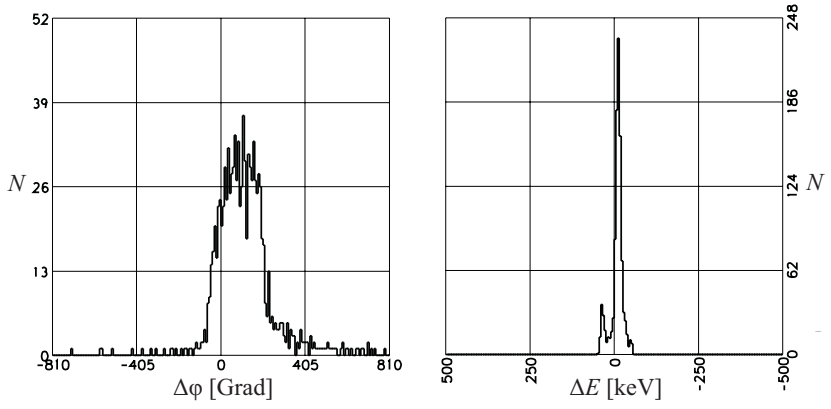
(a) Startverteilung an der Kanone



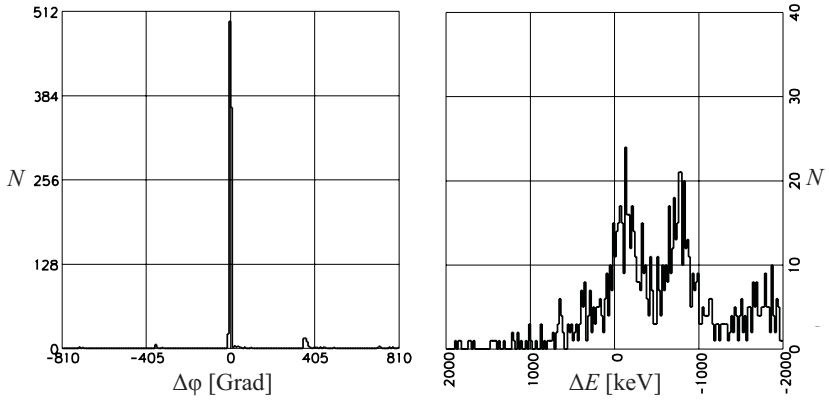
(b) 125 MHz-Prebuncher



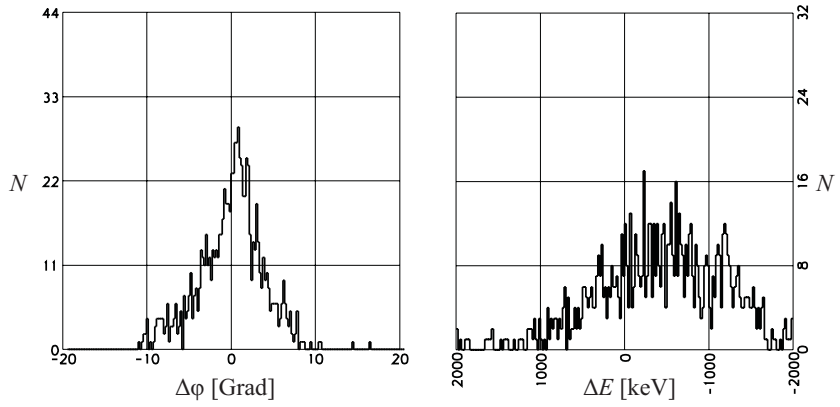
(c) 500 MHz-Prebuncher



(d) β = 0,6 Buncher

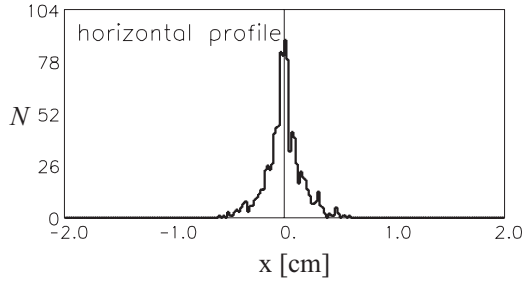


(e) β = 0,9 Buncher

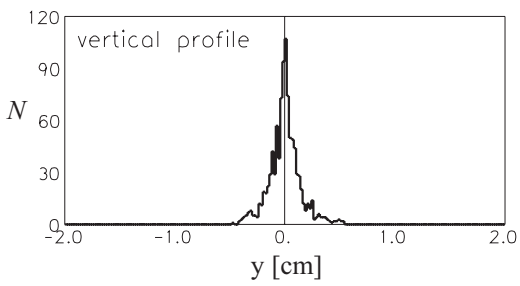


(f) Puls mit 20 Grad Phase

Abbildung 4.5.: Der Bunchingprozess im SBTF-Injektor. Abgebildet sind jeweils Ladungsverteilung und Energieverteilung in einem zu Beginn 3 ns langen Puls. Gezeigt ist immer die Verteilung am Ende der bezeichneten Komponente.

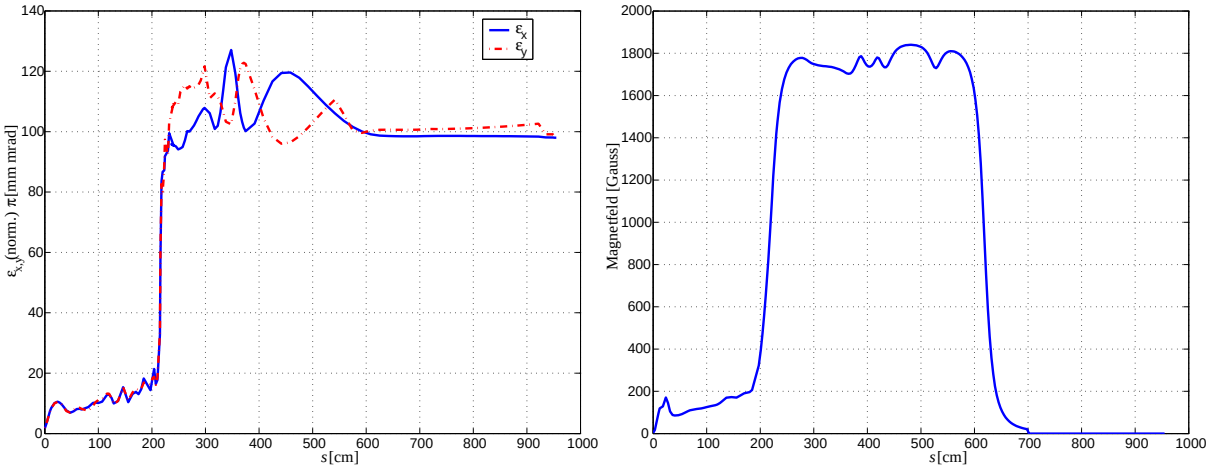


(a) Horizontale Strahlbreite



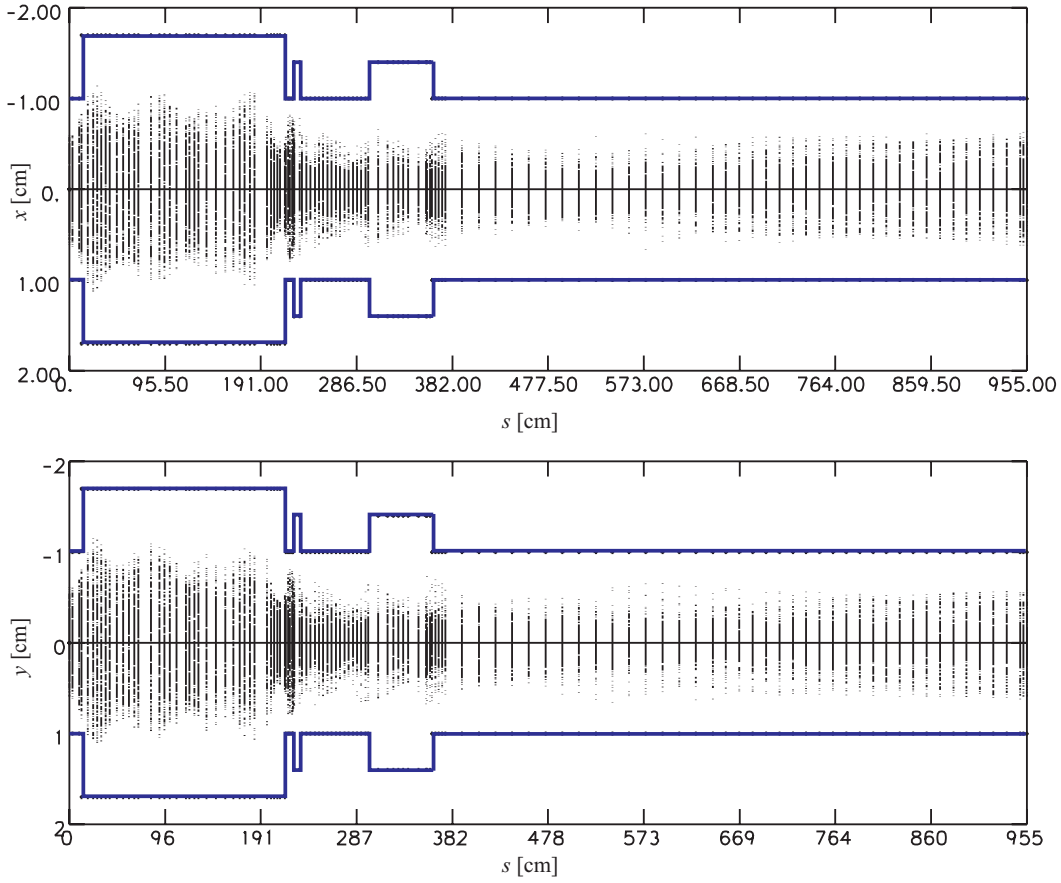
(b) Vertikale Strahlbreite

Abbildung 4.6.: Transversale Ladungsverteilung am Ende der Beschleunigungsstrecke.



(a) Normierte RMS-Emittanz

(b) Magnetfeldstärke



(c) Strahlbreite

Abbildung 4.7.: Transversale Emittanzen, Magnetfeldverlauf und Strahlbreite am LINAC 3. Die Emittanzverbreiterung bei s = 213 cm, sowie die Zu- und Abnahme der Emittanz, hängen mit den Bunchern TWB1, TWB2 (s = 230 cm) und dem Beginn der Beschleunigerstruktur (s = 360 cm) zusammen. In den Graphen (c) symbolisiert die durchgezogene Linie die Vakuumkammer.

5. Änderungen im Aufbau des LINAC 3 zur Anpassung an Bonner Anforderungen

In Bonn soll der LINAC 3 nicht nur als Injektor für Elektronen dienen, die in der thermischen 90 kV-Elektronenkanone erzeugt werden, sondern auch polarisierte Elektronenstrahlen aus der 50 kV-Quelle für polarisierte Elektronenstrahlen [34] beschleunigen. In diesem Fall ist kein Einzelbunchbetrieb mehr möglich, da die minimale Pulsdauer für diese Quelle bei 300 ns[1] liegt. Außer der zu klärenden Frage, ob mit dem aus Hamburg stammenden Aufbau auch ein gutes Bunching bei einem Einschuß mit 50 keV möglich ist, muß überlegt werden, wie man beide Elektronenquellen an den bestehenden Aufbau ankoppeln kann.

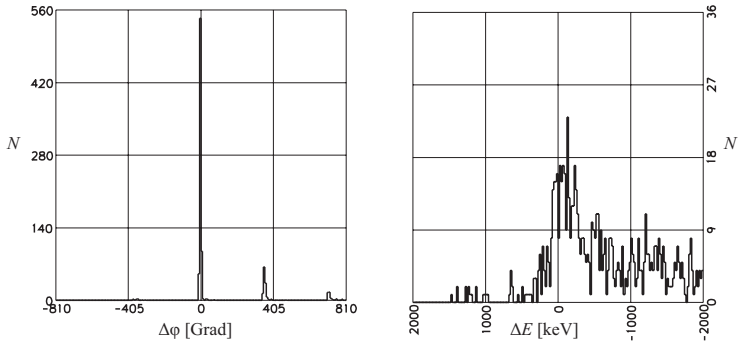
5.1. Einschuß mit 50 keV

Um einen direkten Vergleich zum Betrieb in Hamburg zu erhalten, wurde das Verhalten des Injektors für einen Puls gleicher Länge (3 ns), aber einer Energie von 50 keV untersucht. Die Werte der Emittanz $\epsilon = 15\,\pi$ mm mrad und der Betafunktion $\beta_{x,y} = 2{,}97$ m bleiben unverändert, da eine Strahlbreite von 6,5 mm ein realistischer Wert für den polarisierten Elektronenstrahl am Ende der Strahlführung der 50 kV-Quelle ist [33]. Der Strom in einem 1 μs langen Puls der 50 kV-Quelle beträgt 100 mA. Um den Einfluß der Raumladung in die Rechnungen miteinzubeziehen, wird die Ladung im Verhältnis der Pulsdauern skaliert[2]. Der so bestimmte Pulsstrom im 3 ns Puls beträgt 0,1 A. Die longitudinale Teilchenverteilung am Ende der Struktur ist in den Abbildungen 5.1 dargestellt. Abbildung 5.1(b) zeigt eine Herausvergrößerung des Phasenbereichs um die Sollphase. Die FWHM ist mit $8^{\circ}{}_{3\mathrm{GHz}}$ ein wenig größer als die bei einer Startenergie von 90 keV errechnete mit ca. $5^{\circ}{}_{3\mathrm{GHz}}$. Die Strahlbreite wird mit etwa 3,5 mm (5 mm) bei gleichbleibender Betafunktion durch die geringere Emittanz ein wenig schmaler. PARMELA liefert einen Wert für die normierte Emittanz von 50 mm mrad. Die Betafunktion mit 50 m und der Wert für $\alpha_{x,y} = -0{,}5$ bleiben unverändert. Die verglichen mit der Emittanz für den „Hamburger“ Strahl kleinere Emittanz hat seinen Grund in den geringeren Raumladungskräften und den hieraus resultierenden geringeren Strahlbreiten bei Eintritt in die 3 GHz-Buncher.

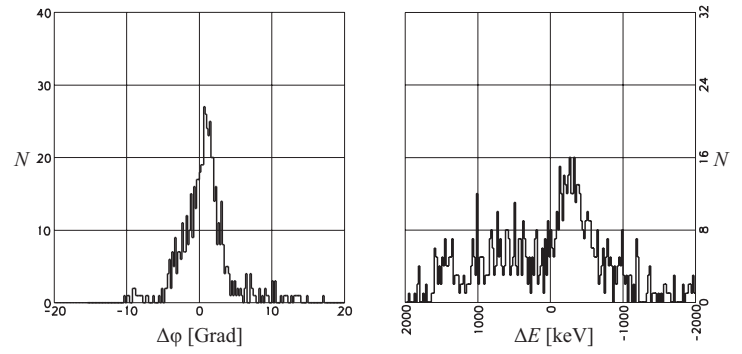
Diese Rechnung spiegelt aber nicht die Wirklichkeit wieder, denn die Pulslänge des von der Quelle für polarisierte Elektronenstrahlen gelieferten Strahls ist 1 μs. Wie später in Kapitel 7.3.3 gezeigt wird, lassen sich durch ein Vorbunchen des Strahls mit 500 MHz die Injektionseffizienzen ins Synchrotron deutlich verbessern. Daher ist in den Simulationen zum Standardbetrieb mit der 50 kV-Quelle der 125 MHz-Prebuncher ausgeschaltet. Mit der zur Verfügung stehenden PARMELA-Version ist es nicht möglich, einen Strahl einer Energie von 50 keV und einer Länge von 1 μs zu simulieren. Zum einen wird die Menge von Teilchen, die man für eine aussagekräftige graphische Darstellung benötigte, nicht mehr bewältigt. Zum anderen ist der Startpunkt für die Simulationen, der bei der halben Bunchlänge liegen soll, nicht beliebig groß wählbar. Daher wurde eine Bunchlänge von 6 ns gewählt. Die Startverteilung ist in Abbildung 5.2(a) zu erkennen. In Abbildung 5.2(b) wird der Einfluß des 500 MHz-Prebunchers deut-

[1] Diese Pulsdauer wird durch die minimale Pulslänge des Lasers, der für die Erzeugung der Elektronen nach dem Prinzip der laserinduzierten Photoemission notwendig ist, bestimmt. Und diese minimale Pulslänge ist 300 ns [24].

[2] Die Ladung im μs-Puls beträgt 100 nC, wodurch sich für einen 3 ns langen Puls eine Ladung von 0,3 nC ergibt.



(a) Pulsform Ende Linac

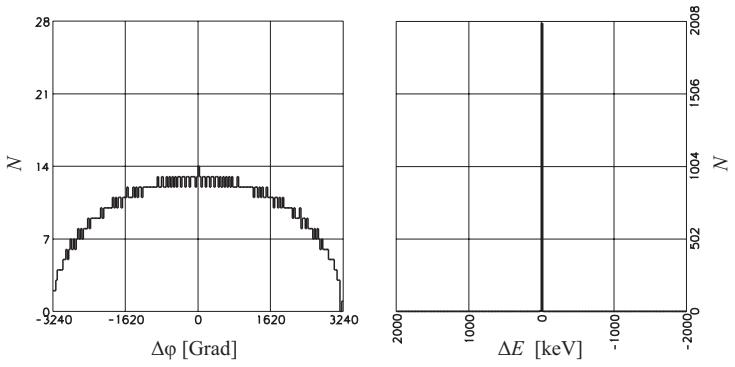


(b) Ende Struktur

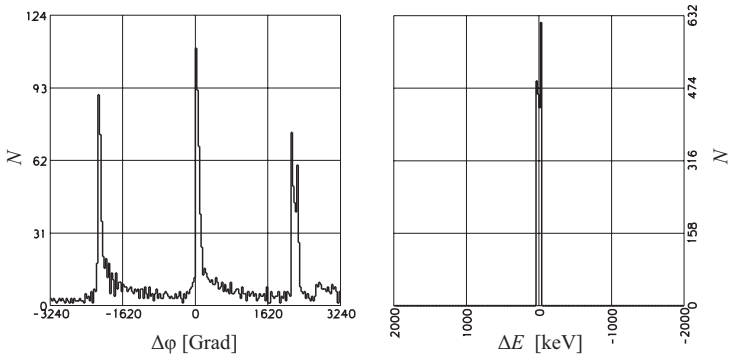
Abbildung 5.1.: Longitudinale Verteilung für einen 3 ns langen 50 keV-Puls.

lich. Die Teilchenverteilung erhält Maxima mit einem Abstand von 2 ns ($2160^\circ{}_{3\mathrm{GHz}}$). Die Verteilung am Ende der Beschleunigerstruktur ist in den Abbildungen 5.2(c) und in der Vergrößerung in Abb. 5.2(d) dargestellt. In den Simulationen gehen nur 6 % der Teilchen verloren. 75 % der verbleibenden Teilchen werden in die drei Maxima mit einer Phasenbreite von $6^\circ{}_{3\mathrm{GHz}}$ gebuncht. Nimmt man noch die um $\pm\,360^\circ{}_{3\mathrm{GHz}}$ Phase verschobenen Bunche hinzu, da diese ja noch innerhalb der 180° Phase von 500 MHz liegen, so liegen mit dieser Anordnung 85 % der eingeschossenen Teilchen in einer Phasenbreite von 180° von 500 MHz. Die errechneten optischen Funktionen sind für den 1 μs langen Bunch identisch. Somit ergeben sich für den Betrieb mit der 50 kV-Quelle folgende Strahlparameter am Ende des Beschleunigers:

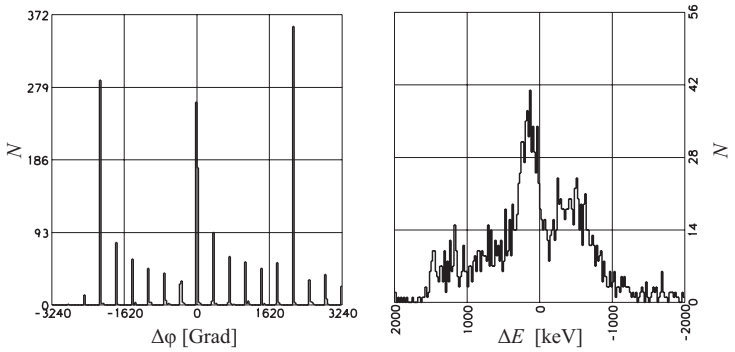
$$
\begin{aligned}
\text{Normierte Emittanz:} \quad & \epsilon_n \;=\; 50\,\pi \text{ mm mrad},\\
\text{Absolute Emittanz:} \quad & \epsilon_{x,y} = \; 0{,}3\,\pi \text{ mm mrad},\\
\text{Betafunktion:} \quad & \beta_{x,y} = \; 50 \text{ m},\\
& \alpha \;= -\,0{,}5\,,\\
\text{Strahlbreite:} \quad & \sigma \;=\; 4 \text{ mm}.
\end{aligned}
$$



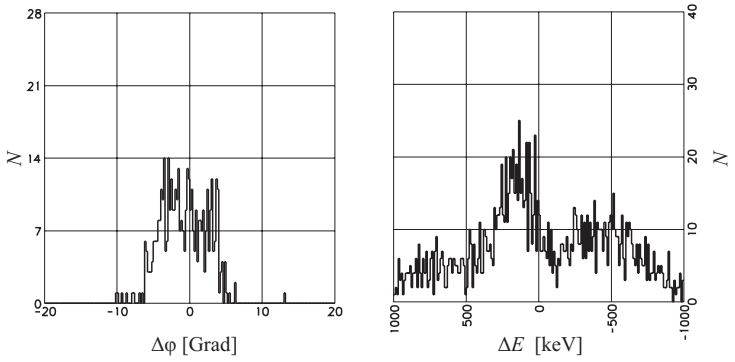
(a) Startverteilung



(b) 500 MHz-Prebuncher

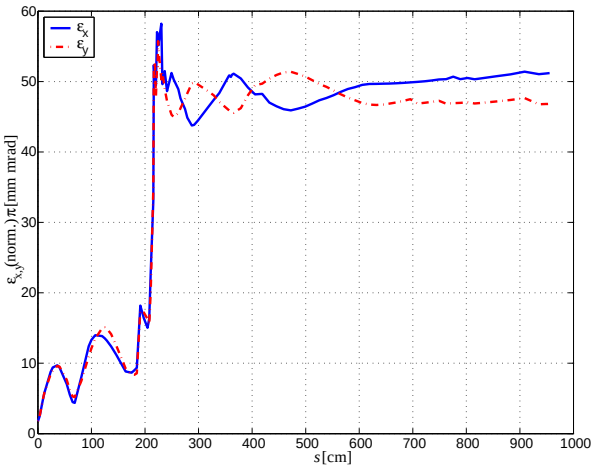


(c) Nach den beiden Bunchern

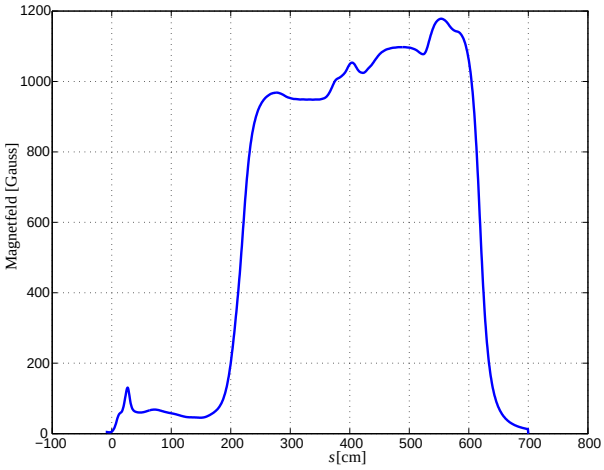


(d) Pulsform des Hauptpeaks am Ende der Struktur

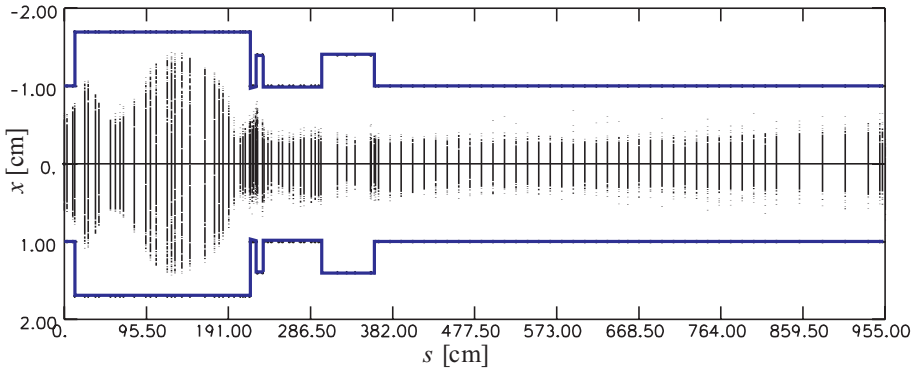
Abbildung 5.2.: Longitudinale Ladungsverteilung für einen langen Puls einer Startenergie von 50 keV an verschiedenen Positionen des Injektors.

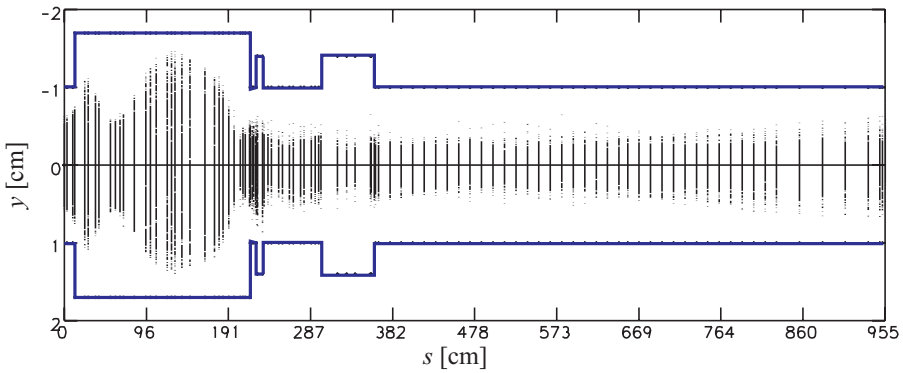


(a) Normierte RMS-Emittanz



(b) Magnetfeldstärke





(c) Strahlbreite

Abbildung 5.3.: Transversale normierte Emittanzen und Magnetfeldverlauf für den LINAC 3 bei einer Startenergie der Elektronen von 50 keV, sowie Strahlbreite entlang des LINAC 3 für den Betrieb mit langem Puls und einer Einschußenergie von 50 keV. Die durchgezogene Linie markiert die Vakuumkammer.

5.1.1. Die Strahlweiche

Aus den Rechnungen ist ersichtlich, daß mit Hilfe des Injektors ein Betrieb mit der 50 kV-Quelle ohne Umbaumaßnahmen im Verlauf ab SHB1 möglich ist. Um beide Quellen wechselweise nutzen zu können, ist der Einbau einer Strahlweiche erforderlich. Wird die Strahlweiche 50 cm hinter der thermischen Kanone eingebaut (s.a. Abbildung 4.3), kann die thermische Kanone in einem Winkel von 90° zum restlichen Aufbau angeschlossen werden. Benutzt man für die Strahlablenkung einen „normalen“ Ablenkmagneten, so unterliegt der Strahl anschließend einer Dispersion. Da dies vermieden werden muß, soll die Ablenkung mit einem sogenannten Alphamagneten geschehen, der im folgenden näher erläutert wird.

Der Alphamagnet

Aufgrund der dispersiven Eigenschaft der Ablenkmagnete laufen Teilchen unterschiedlicher Impulse p, welche bei Eintritt in das Magnetfeld B noch der gleichen Bahn folgen, nach Verlassen des Magneten auf unterschiedlichen Bahnen. Man kann diesen Effekt durch einen zweiten Ablenkmagneten kompensieren, aber zum einen benötigt dieser Aufbau viel Platz, zum anderen ist solch ein Aufbau auch nur in einem Impulsbereich von ± 5 % nichtdispersiv. Bei einer Feldverteilung, bei der das vertikale Magnetfeld B_y auf der Strahlachse s zunimmt, wird der Krümmungsradius der Teilchenbahn kleiner mit steigendem s. Unter einem bestimmten Eintrittswinkel θ_α verlassen die Teilchen den Magneten genau an der Stelle, an der sie eingetreten sind. Ändert sich bei einer Variation des Impulses die Bahnlänge, aber nicht die Form der in Abbildung 5.5(a) dargestellten Kurve, so ist Eintritts- und Austrittspunkt unabhängig vom Impuls der Teilchen. Es läßt sich zeigen, daß dies der Fall ist, wenn $B_y \sim s^n$ ist [19]. Ist $n = 1$, so hat man ein Quadrupolfeld und für dieses ist $\theta_\alpha = 40{,}70°$ [8]. Will man insgesamt eine Ablenkung von 90°($\theta_\alpha = 45°$) muß $n = 0{,}8$ betragen.

Aufgrund der verschwindenden horizontalen Felder in der Mittelebene lassen sich folgende Bewe-

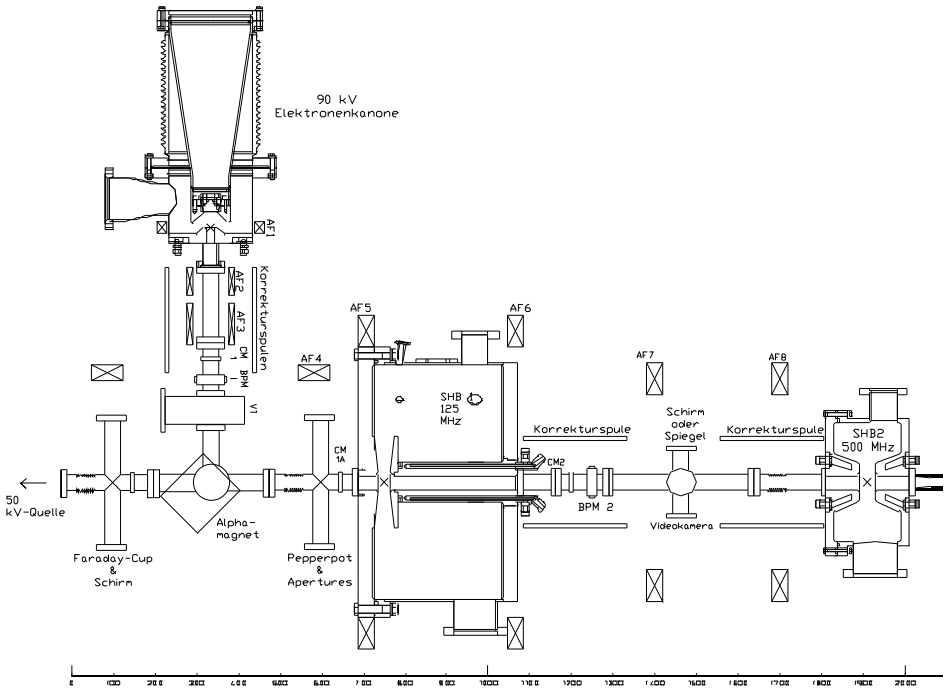
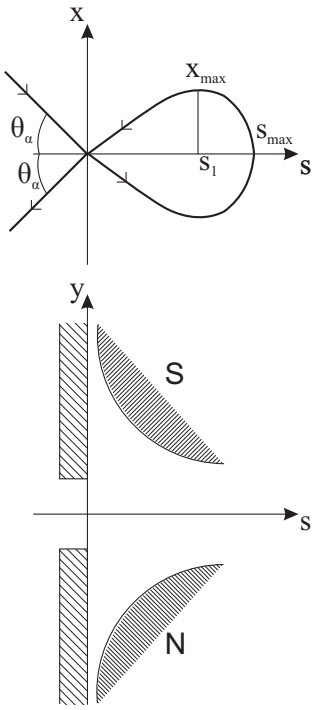
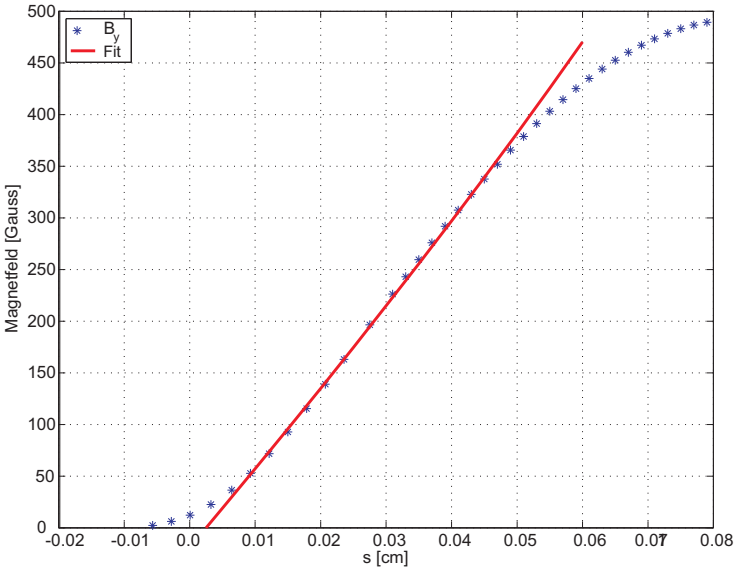


Abbildung 5.4.: Der an die Bonner Gegebenheiten angepaßte Aufbau mit Strahlweiche.



(a) Schematisch



(b) Magnetfeld

Abbildung 5.5.: Teilchenbahn und Magnetfeld in einem Alphamagneten.

gungsgleichungen für die Teilchenbewegung in x und s aufstellen:

$$\frac{d^2s}{dt^2} = \left(\frac{eG}{m_e}\right) s^n \frac{dx}{dt}\,, \tag{5.1}$$

$$\frac{d^2x}{dt^2} = \left(\frac{eG}{m_e}\right) s^n \frac{ds}{dt}\,. \tag{5.2}$$

Durch Integration der Gleichung 5.2 ergibt sich:

$$\frac{dx}{dt} = v \sin\theta_\alpha - \left[\frac{eG}{m_e(n+1)}\right] s^{(n+1)}\,. \tag{5.3}$$

Aus der Energieerhaltung läßt sich der Ort errechnen an dem die Auslenkung in x maximal wird [19]:

$$s_1 = \left[\frac{(n+1)p\sin\theta_\alpha}{Ge}\right]^{1/(n+1)}\,. \tag{5.4}$$

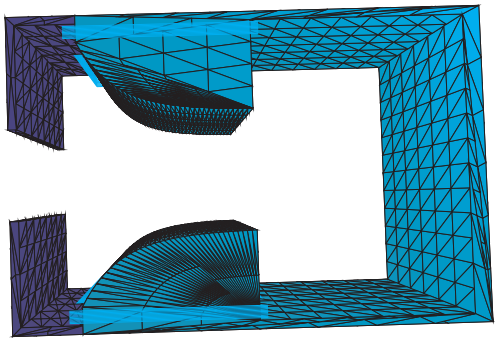
Die maximale Auslenkung in s erhält man aus der Beziehung:

$$s_{\max} = \left[\frac{(n+1)p}{eG}(1+\sin\theta_\alpha)\right]^{1/(1+n)}\,. \tag{5.5}$$

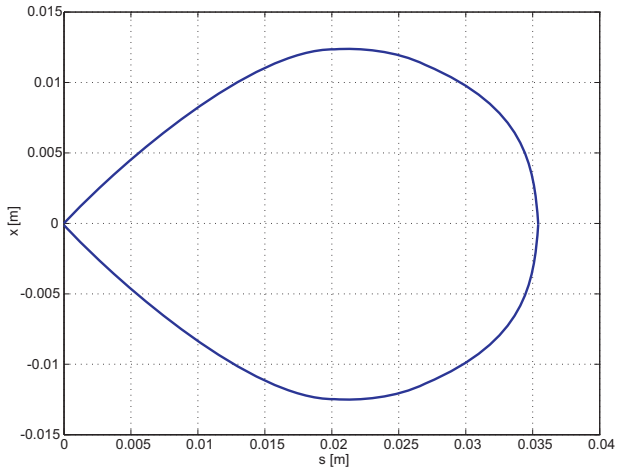
Für die Strahlweiche am LINAC 3 wurde ein Alphamagnet entworfen, der eine Breite von 12 cm und eine Tiefe von 20 cm besitzt. Das hintere Gap hat eine Tiefe von 11 cm, damit auch der Strahl von der polarisierten Elektronenquelle ungehindert durch den Alphamagneten geführt werden kann. Um die Spulen mit 1000 Windungen um die Polschuhe wickeln zu können, wurde eine Höhe des Alphamagneten

von 12 cm gewählt. Die Tiefe der Polsschuhe ist 6 cm. Der Abstand zwischen Polschuh und Feldklammer beträgt 2,5 cm. Zur Erzeugung eines Feldes, dessen vertikale Komponente die Beziehung $B_y = Gs^{0,8}$ erfüllt, wird die Polschuhform bei einem Abstand der Polschuhe von 50 mm durch folgende Gleichung beschrieben:

$$y(s) = 25 + \frac{50}{\pi} e^{\frac{-\pi(s-60)}{50}} \; . \tag{5.6}$$



(a) Alphamagnet



(b) Teilchenbahn

Abbildung 5.6.: Dreidimensionale Ansicht des gerechneten Alphamagneten. Teilchenbahn im Magneten gerechnet für eine Erregung mit 1000 AW.

Wird der in Abbildung 5.6(a) gezeigte Alphamagnet mit 1000 AW erregt, so ergeben Rechnungen mit MAFIA [92] den in Abbildung 5.5(b) gezeigten Magnetfeldverlauf mit einem maximalen Magnetfeld $B_{\max} = 490$ G. In der Graphik ist als durchgezogene Linie eine Kurve mit einer $s^{0,8}$ eingezeichnet. Nach den Gleichungen 5.4 und 5.5 ergeben sich für einen Strahl einer Energie von 90 keV Werte von

$$s_1 = 2 \text{ cm} \quad \text{und} \quad s_{\max} = 3{,}57 \text{ cm}.$$

In Abbildung 5.6(b) ist die Bahn des Teilchens im Magneten durch numerische Integration der Gleichung 5.3 bestimmt worden.

Da die Bahnlänge vom Impuls des Teilchens abhängt, verkürzt ein Alphamagnet die Länge eines Bunches [94]. Somit sind für einen angestrebten Einzelbunchbetrieb keine nachteiligen Einflüße auf das Bunchingverhalten des Injektors zu erwarten.

5.2. Die Netzgeräte

Da in Abschnitt 5.1 gezeigt wurde, daß der LINAC 3 mit denselben Spannungsamplituden U in den Resonatoren der Prebuncher und den Strukturen der Buncher wie in Hamburg betrieben werden kann, sollen in diesem Kapitel die Anforderungen an die noch zu beschaffenden Leistungssender formuliert werden.

Die benötigte Leistung für die beiden Prebuncher berechnet sich bei bekannter Shuntimpedanz R_s durch die Gleichung [95]:

$$P_{\text{hf}} = \frac{U^2}{2R_s}. \tag{5.7}$$

Damit ist die geforderte Senderleistung für den 125 MHz-Prebuncher 2,7 kW und für den 500 MHz-Prebuncher 3,7 kW. Zur Berechnung der Hochfrequenzleistung zur Erzeugung der Feldgradienten in den beiden Bunchern gilt folgende Beziehung:

$$P_{\mathrm{hf}} = \frac{U^2}{K^2 r_s l}\,. \tag{5.8}$$

l ist die Länge der Struktur und $K \approx 0{,}8$ ein Korrekturfaktor [95]. Mit den in Tabelle 5.1 aufgelisteten Kenndaten der Resonatoren und Strukturen ergeben sich Werte von 2,7 MW für den TWB1 und 3,7 MW für den TWB2.

Die Hochfrequenzkomponenten

	R_s/Q [Ω]	Q	U [kV]	Senderleistung
125 MHz Prebuncher:	82	2647	34	2,7 kW
500 MHz Prebuncher:	101	2694	36	3,7 kW
$\beta = 0{,}6$ Buncher (TWB1):	437	415	560	2,7 MW
$\beta = 0{,}6$ Buncher (TWB2):	2982	10000	8400	3,7 MW

Tabelle 5.1.: Liste der für den Betrieb der Hochfrequenzsender wichtigen Daten der Resonatoren am LINAC 3.

Für die Beschleunigerstruktur steht schon ein 35 MW-Klystron zur Verfügung. Mit dieser Hochfrequenzleistung läßt sich ein Feldgradient von 13,8 MV/m erzeugen. Hiermit können die Elektronen bei einem Strahlstrom von 100 mA auf eine Energie von 80 MeV beschleunigt werden.

Zur Erzeugung der Solenoidfelder sind Ströme von bis zu 1310 A erforderlich. Tabelle 5.2 listet detailliert die Ströme der einzelnen Spulen auf.

Die Spulen

	Radius [cm]	Windungen	Strom [A]
AF1	11,4	100	4,5
AF2	4,5	320	2,5
AF3	4,5	500	2,5
AF4	24,3	32	45
AF5	36,2	32	125
AF6	36,2	32	125
AF7	24,3	32	110
AF8	24,3	32	110
AF9 - AF23	18,3	32	480
AF24	17,1	14	1310
AF25 u. AF26	17,4	14	1310

Tabelle 5.2.: Kenndaten der Spulen am LINAC 3.

6. Bestimmung des Standortes und Entwurf der Transferkanäle für den LINAC 3

6.1. Der Standort

Wegen seiner Länge von fast zehn Metern, ist es nicht möglich den LINAC 3 an die Position eines der beiden momentan betriebenen Injektoren, die knapp vier Meter lang sind, zu stellen. Im folgenden werden zwei Alternativen für die Aufstellung vorgestellt und begründet.

Abbildung 6.1 zeigt den momentanen Aufbau der Bonner Beschleunigeranlage im Bereich der Injektion mitsamt den baulichen Gegebenheiten. Die beiden zur Zeit verwendeten Linearbeschleuniger LINAC 1 und LINAC 2 sind im linken unteren Bereich zu erkennen. Beide Injektoren nutzen dieselben Injektionselemente im Synchrotron. Dies ist möglich, da beide über mehrere Umläufe einschießen und die Energien der beiden Beschleuniger sich nur wenig unterscheiden.

Die Energie der vom LINAC 3 beschleunigten Elektronen ist etwa 80 MeV. Damit steht fest, daß die zur Zeit eingebauten Bumper und der Septummagnet nicht weiter verwendet werden können. Das heißt, daß ein komplett neues Injektionssystem aufgebaut werden muß, was als Nebeneffekt die Freiheit bietet, die Injektionselemente an einer anderen Stellen als der momentanen zu positionieren. Warum der Einschuß dennoch an derselben Stelle gewählt wurde, soll im folgenden kurz erläutert werden.

Durch die Anordnung der für die Extraktion aus dem Synchrotron in den Stretcherring benötigten Magnete[1] sowie des Resonators für die Beschleunigungsspannung im Synchrotron in allen feldfreien Stücken außer zwischen Magneten M 11 und M 12, zwischen M 12 und M 1 und schließlich zwischen M 1 und M 2, kommen nur noch die drei genannten feldfreien Bereiche für einen Einbau des Injektionsseptummagneten und eines schnellen Kickers in Frage. Das feldfreie Stück zwischen M 1 und M 2 scheidet aus, da für die gewünschte Injektion über einen Umlauf Septummagnet und Kicker einen Synchrotonmagneten voneinander entfernt eingebaut werden sollten (vgl. Kapitel 7.2.2), und zwischen M 2 und M 3 ist für ein weiteres Bauelement kein Platz. Aufgrund der schon erwähnten Länge des LINAC 3 von zehn Metern bietet sich unter der Bedingung, daß der Teststrahlbereich erhalten bleiben soll, auch für den Einschuß zwischen M 11 und M 12 keine praktikable Lösung. Damit wird als Injektionsort die schon jetzt genutzte Stelle 50 cm vor der Eisenkante des M 1 festgelegt.

In den Abbildungen 6.2 und 6.3 sind die zwei Alternativen für die Aufstellung des LINAC 3 gezeigt. Beide Alternativen ermöglichen Transferkanäle für einen „verlustfreien“ Strahltransport und eine gute Anpassung der Strahlparameter des LINAC 3 an die geforderten Strahlparameter im Synchrotron am Injektionspunkt. Alternative 1 sieht vor, den LINAC 3 in dem Bereich aufzubauen, in dem LINAC 1 derzeit steht. Hierfür sind lediglich geringe bauliche Maßnahmen erforderlich (vgl. Abb. 6.2). Alternative 2 bedeutet den Abbau des LINAC 2 und eine weitgehende bauliche Neustrukturierung des Bereiches (Abb. 6.3).

Welcher von beiden Möglichkeiten der Vorzug gegeben werden sollte, ist an dieser Stelle nicht zu entscheiden, sprechen doch für Alternative 2 die geringeren Anforderungen an die magnetischen Elemente. Die geringeren baulichen Maßnahmen sind der Vorteil der Alternative 1. Darüber hinaus wird im

[1] Dies sind die drei in der Zeichnung mit B1-B3 bezeichneten Bumpermagnete, die drei Kickermagnete (K1-K3) und die drei Septumsmagnete (S1-S3).

Abschnitt 6.2.2 gezeigt, daß auch die Anforderungen, welche der Transferkanal in Alternative 1 mit sich bringt, von magnetischen Elementen in Standardbauweise gut erfüllt werden.

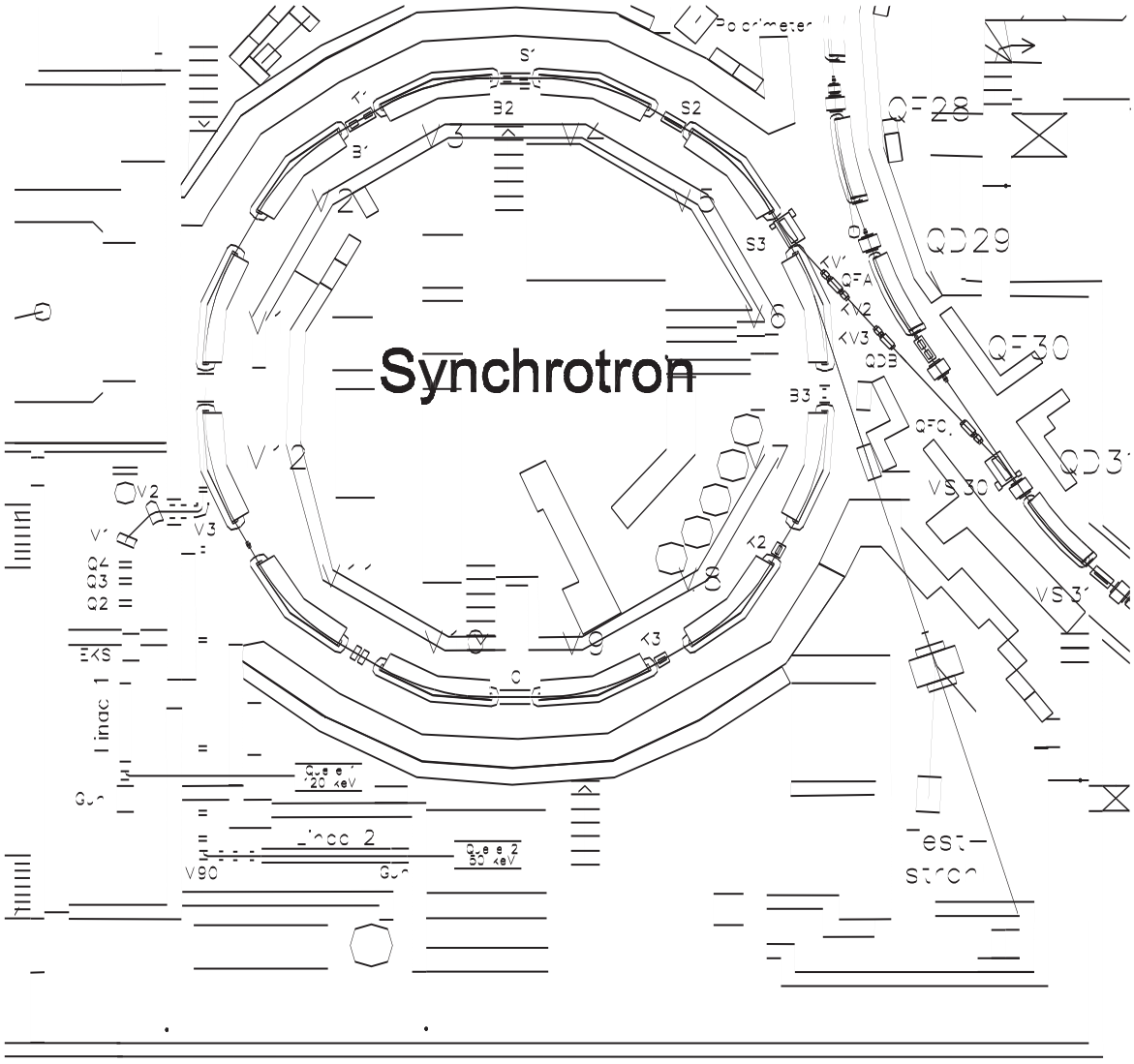


Abbildung 6.1.: Der Bereich der Injektion an der Bonner Beschleunigeranlagen mit Gebäudegrundriß

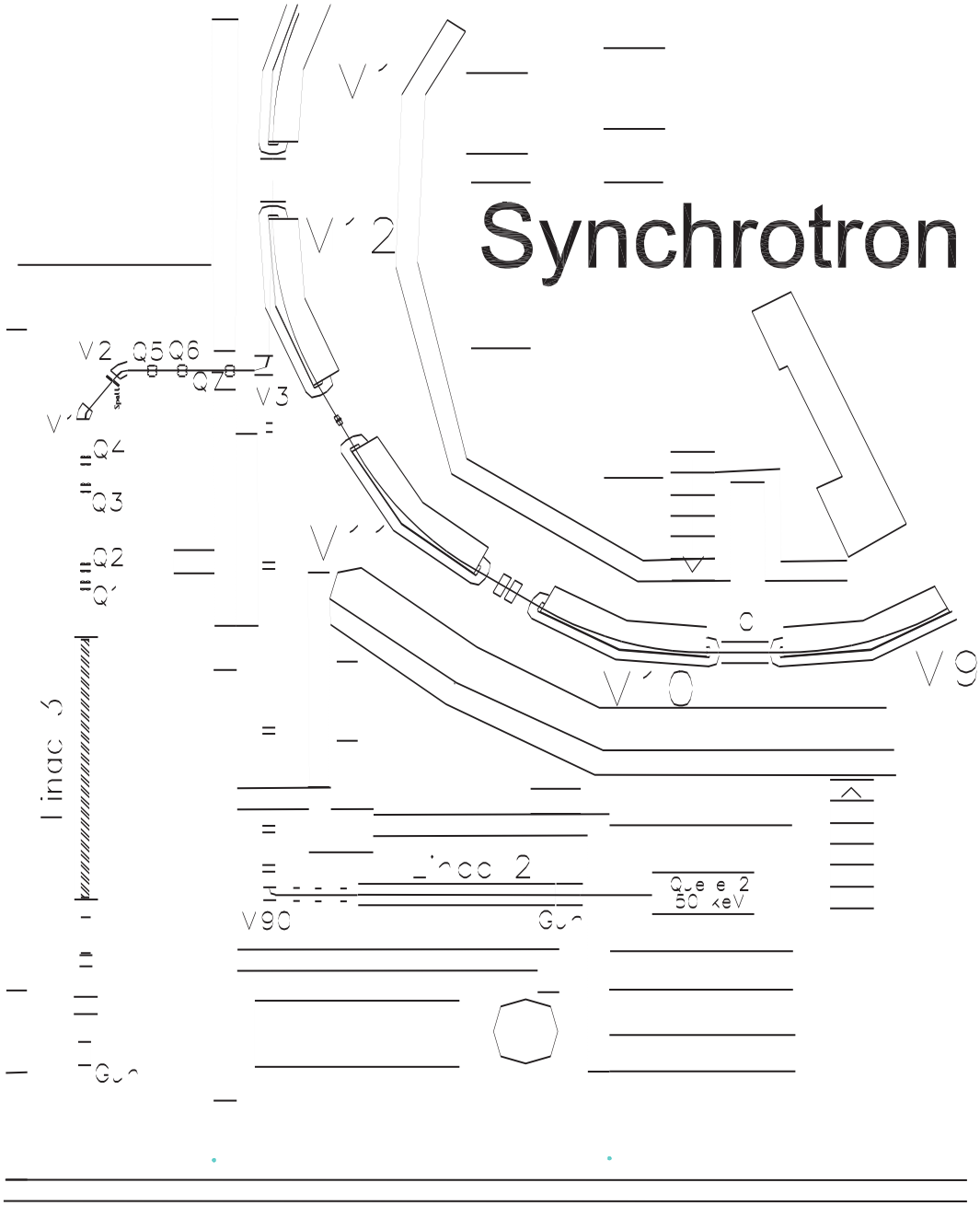


Abbildung 6.2.: Alternative 1

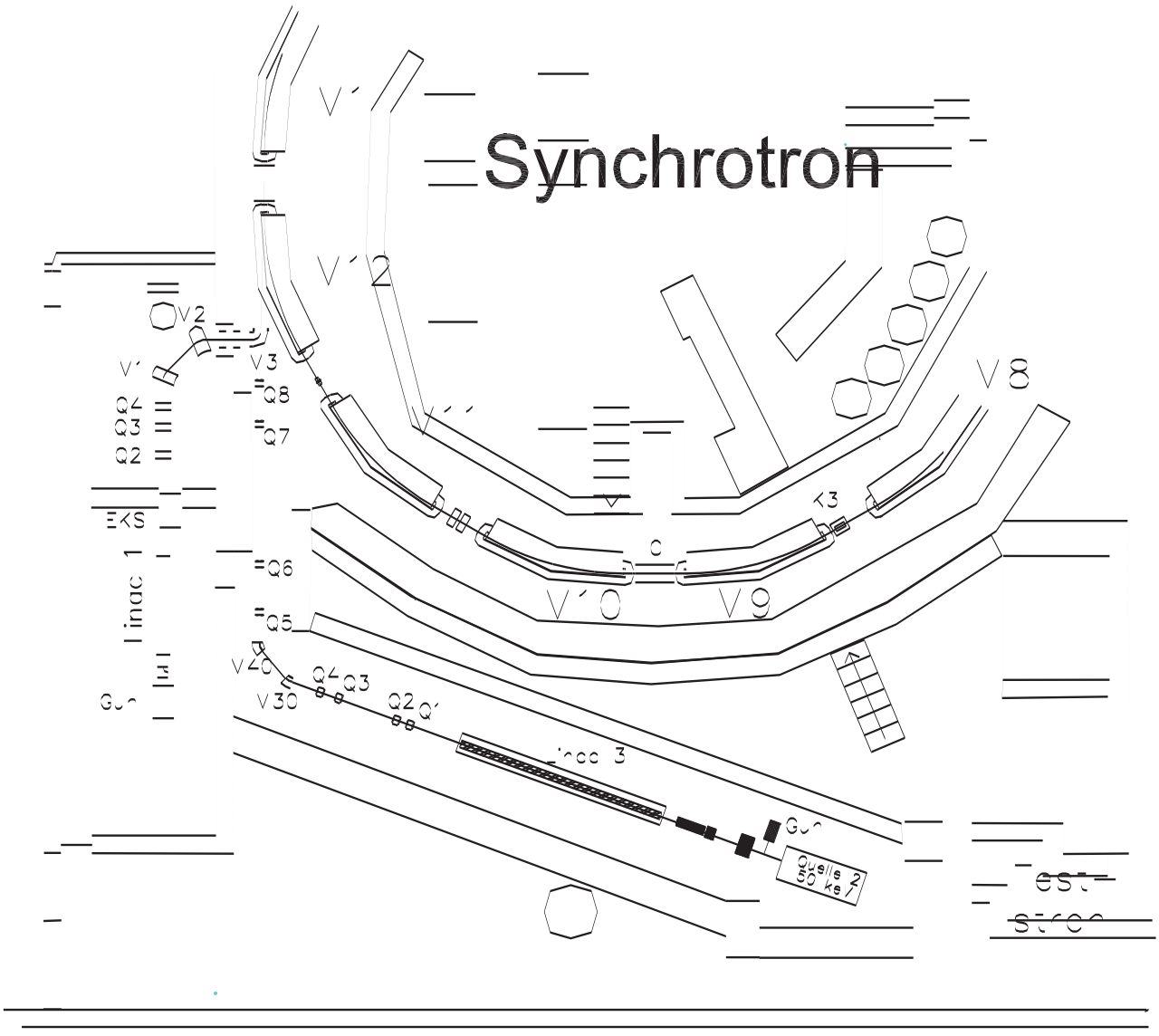


Abbildung 6.3.: Alternative 2

6.2. Die Transferkanäle

Bevor die beiden Transferkanalmöglichkeiten für den Linac 3 ausführlich dargestellt werden, sollen zum Vergleich kurz die beiden zur Zeit existierenden Transferkanäle gezeigt werden. Zum Transferkanal des LINAC 2 findet sich eine ausführliche Darstellung in [7].

Transfer LINAC 1

Der ursprüngliche Transferkanal wurde von A. Febel und P. Lütter [20] entworfen. Die Bedingungen für den Aufbau waren eine Achromasie des Gesamtsystems, die Anpassung an die optischen Parameter im Synchrotron und eine Strahltaille an einer Stelle mit großer Dispersion, um mit Hilfe eines Spaltes eine Energieunschärfe des Strahles von $\pm$0,5 % zu erreichen. Als maximale σ-Strahlbreite wurde in der Horizontalen 4 cm und in der Vertikalen 1,5 cm gefordert. Später wurde dann, um die Intensität des Strahls im Synchrotron zu erhöhen, durch den Einbau eines Energiekompressorsystems die vom Linearbeschleuniger gelieferte Energieunschärfe von $\pm$5 % um einen Faktor 7 reduziert [73]. Dieser Einbau brachte eine Änderung der Optik im Transferkanal mit sich, die von F. Nolden [64] durchgeführt wurde. Er fügte einen siebten Quadrupol strahlabwärts des M3 hinzu. Zur Zeit wird der Transfer des LINAC 1 ohne die Quadrupole Q1 und Q7 in Abbildung 6.4 betrieben. Die Strahlbreite und die Dispersionsfunktion im Transfer sind in den Abbildungen 6.5 für die verschiedenen Entwürfe dargestellt.

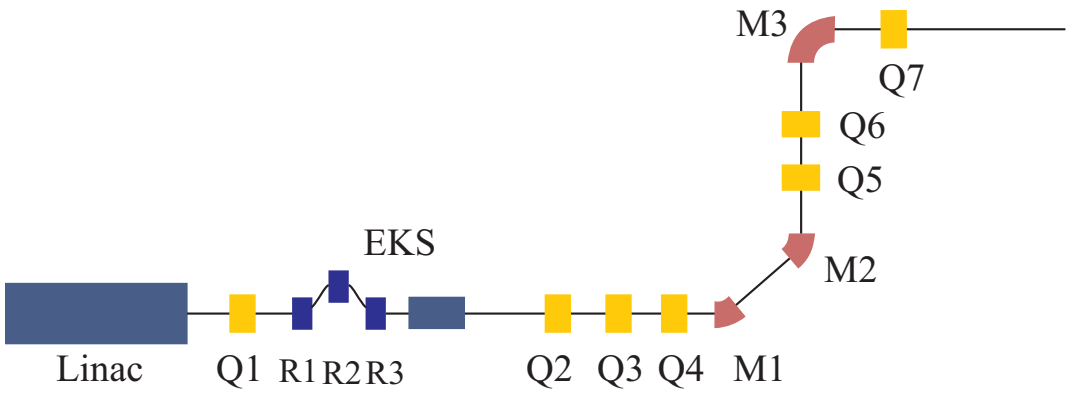
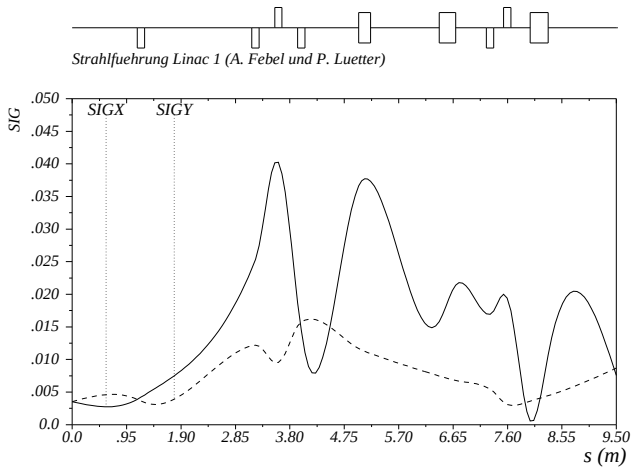


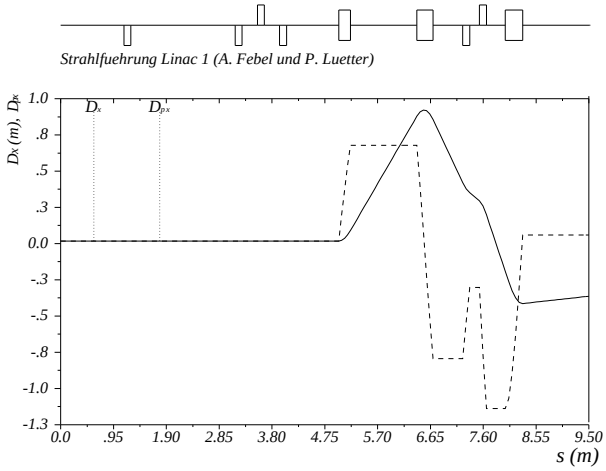
Abbildung 6.4.: Schematische Darstellung des Transferkanals zwischen LINAC 1 und Boostersynchrotron im Entwurf von F. Nolden. Der von A. Febel und P. Lütter entworfene Tranferkanal ist ohne das EKS und den Quadrupol Q7. Zur Zeit wird der Transfer ohne den Quadrupol Q1 und Quadrupol Q7 betrieben.

LINAC 2

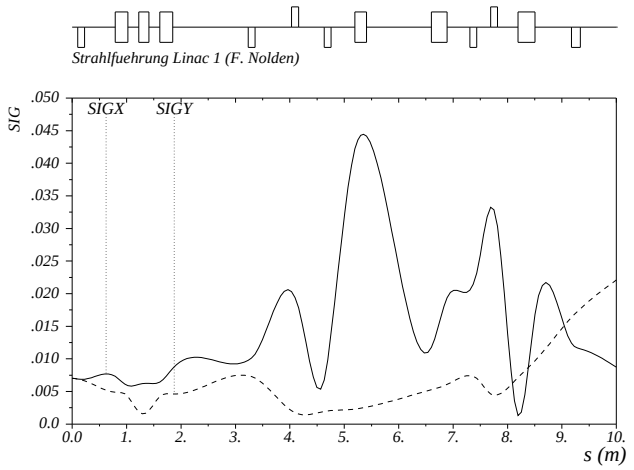
Der momentan realisierte Transferkanal zwischen LINAC 2 und dem Boostersynchrotron beruht auf einem Entwurf von W. Schneider [82]. Dieser Entwurf wurde später modifiziert, da zum einen kein Alphamagnet zur 90° Ablenkung eingebaut wurde, zum anderen auf den Einbau eines EKS verzichtet wurde. Randbedingungen für den Aufbau des Transfers waren damit, die Strahlbreite kleiner als die Vakuumkammer (Durchmesser 65 mm) zu halten und die optischen Parameter des Strahls am Ausgang des Linearbeschleunigers an die optischen Parameter an der Einlenkstelle im Synchrotron anzupassen. Das Resultat ist in den Abbildungen 6.6 gezeigt.



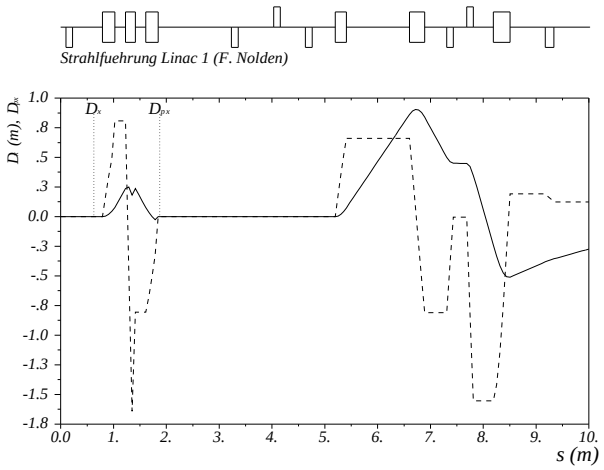
(a) Strahlenveloppen nach Febel und Lütter



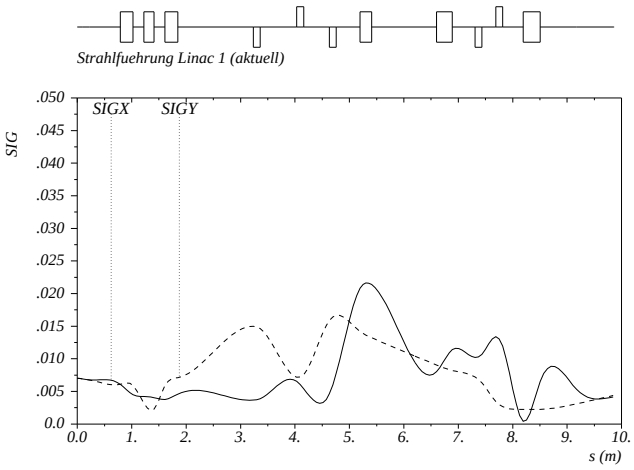
(b) Dispersionsfunktion und ihre Ableitung nach Febel und Lütter



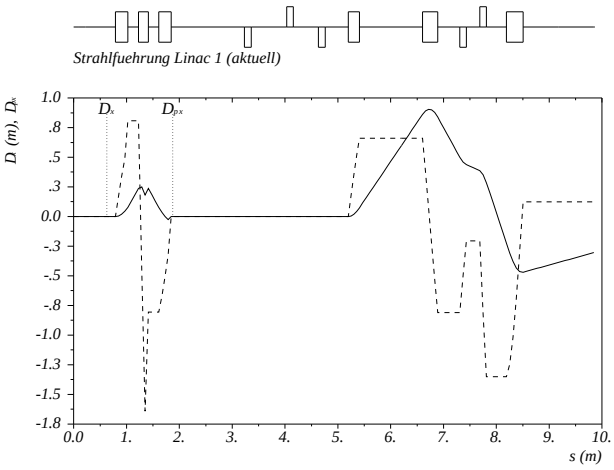
(c) Strahlenveloppen nach Nolden



(d) Dispersionsfunktion und ihre Ableitung nach Nolden

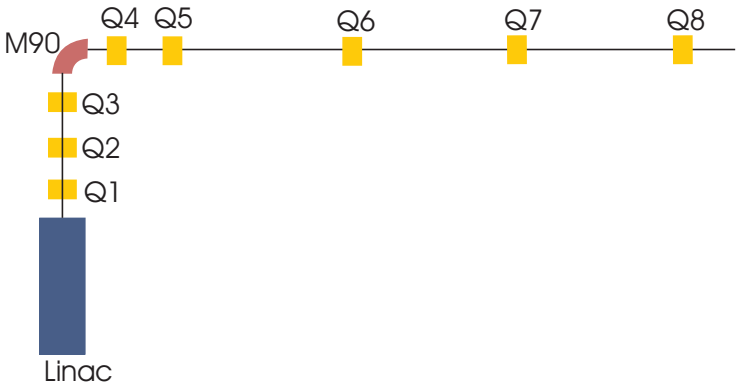


(e) Strahlenveloppen momentaner Aufbau

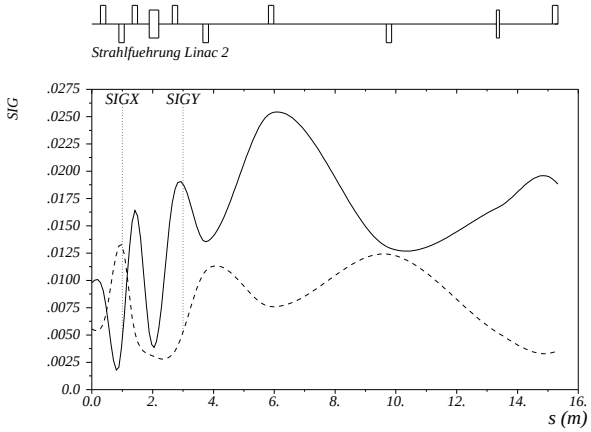


(f) Dispersionsfunktion und ihre Ableitung (mom. Aufb.)

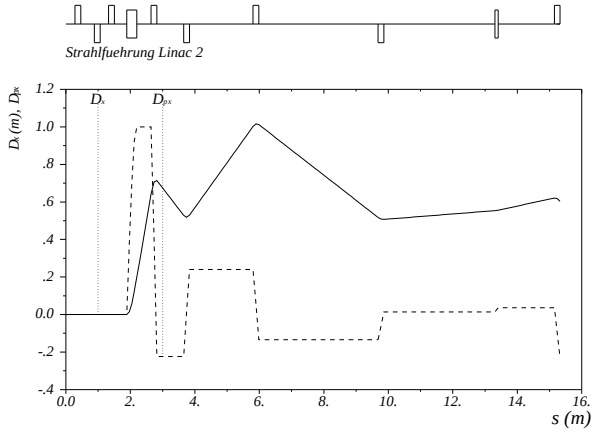
Abbildung 6.5.: Der Transferkanal zwischen LINAC 1 und dem Boostersynchrotron in der ursprünglichen Konzeption (A. Febel u. P. Lütter) mit der Erweiterung durch ein EKS (F. Nolden) und die momentane Betriebsart.



(a) Schematischer Aufbau des Transferkanals zwischen LINAC 2 und Boostersynchrotron



(b) Strahlenveloppen



(c) Dispersionsfunktion und ihre Ableitung

Abbildung 6.6.: Transferkanal zwischen LINAC 2 und Boostersynchrotron

6.2.1. Transferkanäle

Die Anforderungen

Der Transferkanal zwischen dem LINAC 3 und dem Boostersynchrotron muß zum einen die optischen Parameter des Linearbeschleunigers in die optischen Parameter des Synchrotrons am Injektionspunkt transformieren. Zum anderen soll der Strahl möglichst verlustfrei durch den Transferkanal gelangen. Da das Vakuumsystem des LINAC 3 in CF35-Technik ausgelegt ist, wurde versucht die Strahlbreite im Transfer so schmal zu halten, daß auch dieser mit einem Vakuumrohr eines Innendurchmessers von 35 mm aufgebaut werden kann. Um genügend Sicherheit gegen mögliche Strahllageabweichungen zu haben und die Streuverluste an den Kammerwänden zu minimieren, wurde gefordert, daß die 5σ-Strahlbreite kleiner als 35 mm ist. PARMELA-Rechnungen ergeben eine Emittanz von $0{,}6\,\pi$ mm mrad am Linac-Ausgang. Die optischen Funktionen am Ausgang der Beschleunigerstruktur des LINAC 3 sind:

$$\begin{aligned} \text{horizontal:} \quad & \beta_x^L = 50\ \text{m},\ \alpha_x^L = -0{,}5\,, \\ \text{vertikal:} \quad & \beta_y^L = 50\ \text{m},\ \alpha_y^L = -0{,}5\,. \end{aligned}$$

Die Dispersionsfunktion ist in beiden Ebenen Null. Diese Funktionswerte müssen auf die optischen Parameter am Injektionsort abgebildet werden. Diese sind:

horzontal:	β_x^I	= 5,324 m,
	α_x^I	= -1,869,
	D_x^I	= 1,371m,
	$D_x'^I$	= 0,333 rad,
vertikal:	β_y^I	= 2,886 m,
	α_y^I	= 1,199.

Dies bedeutet, es ist mindestens ein dispersives Element in den Transferkanal zu integrieren. Um weiter zu gewährleisten, daß die relative Energieabweichung $\pm$0,5 % nicht überschreitet, bietet sich der Einbau eines Spaltes an. An der Einbauposition des Spaltes sollte der Transferkanal eine Strahltaille aufweisen und die Dispersion möglichst groß sein, damit die Strahlbreite von der Energie bestimmt wird. Dann kann an dieser Stelle das Energiespektrum je nach Breite der Spaltöffnung auf Grund der Beziehung $x = D\Delta p/p$ schmaler oder breiter gemacht werden.

Beim Entwurf des Transferkanals ist darauf zu achten, daß die Teilchen auf dem Weg zum Injektionspunkt in das Streufeld des Magneten M 12 geraten. Das Streufeld beginnt 1,8 m strahlaufwärts von der Eisenkante des M 12. Der Injektionspunkt liegt 1,3 m strahlabwärts der Eisenkante. Der Einfluß des Streufeldes des Magneten auf die Teilchenbahn, in der horizontalen Ebene beschrieben durch den Teilchenvektor (x, x', $\Delta p/p$), wird durch folgende Matrizen, die den Teilchenvektor von Beginn des Streufeldes S bis zum Injektionspunkt I transformieren, berechnet [64]:

$$M_{S\to I}^x = \begin{pmatrix} 2{,}39062 & 4{,}66506 & 0{,}07457 \\ 0{,}74791 & 1{,}87972 & -0{,}02838 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad M_{S\to I}^y = \begin{pmatrix} -0{,}07695 & 1{,}774855 & 0 \\ -0{,}57302 & 0{,}21041 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

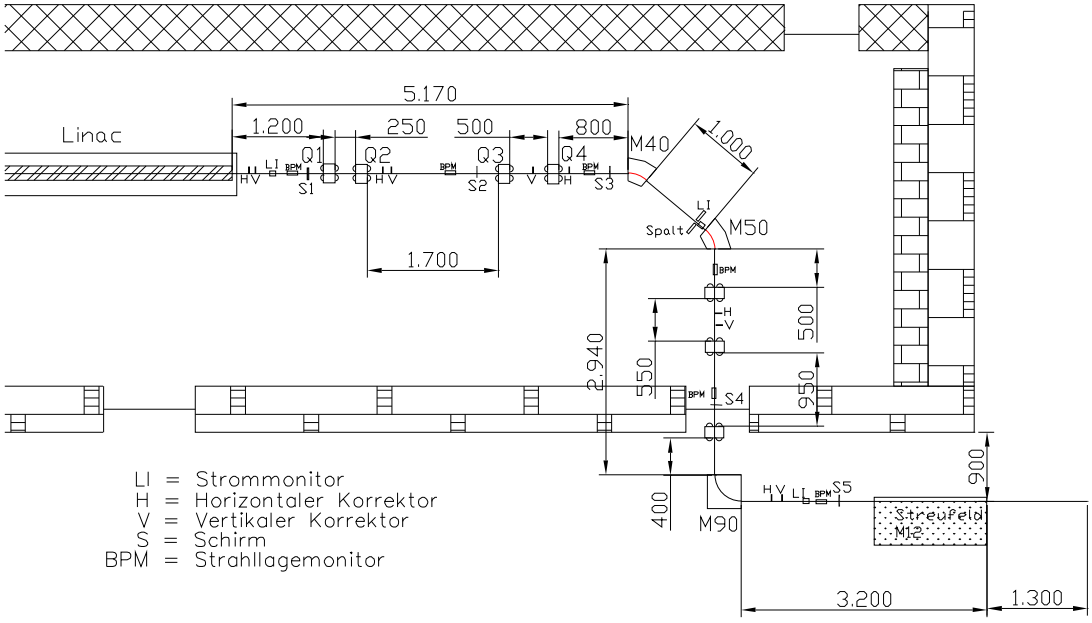
Damit ergeben sich die optischen Funktionen am Beginn des Streufeldes, auf die der Transferkanal optimiert werden muß:

horizontal:	β_x^S	= 4,391 m,
	α_x^S	= 1,974,
	D_x^S	= 0,745 m,
	$D_x'^S$	= -0,104 rad,
vertikal:	β_y^S	= 3,677 m,
	α_y^S	= -1,699.

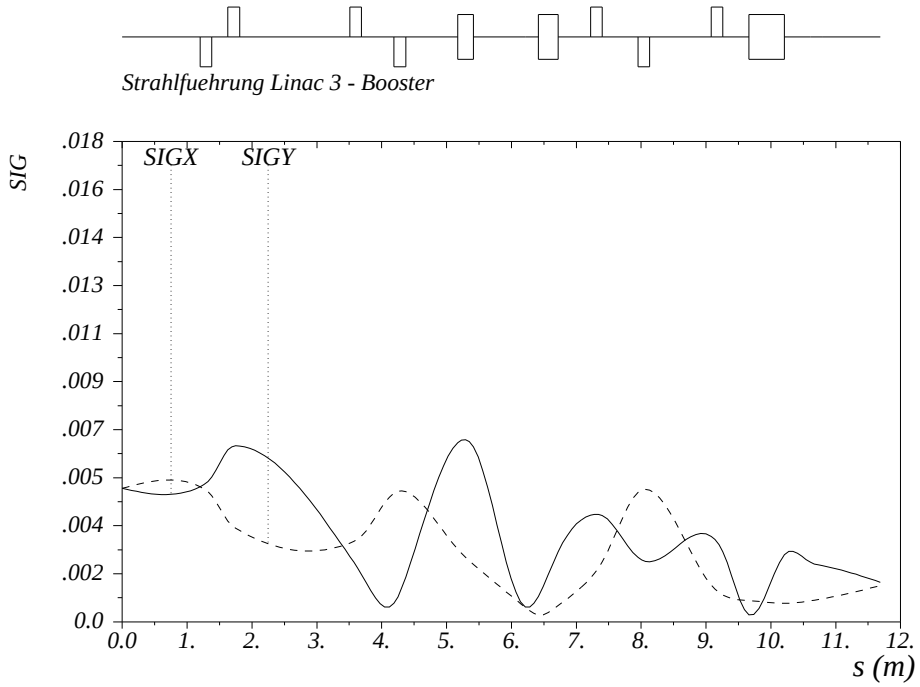
Da die Anforderungen an die Transferkanäle bekannt sind, sollen im folgenden die Entwürfe für Alternative 1 und Alternative 2 vorgestellt werden. Auf die genaue Vorgehensweise bei der Entwicklung des endgültigen Aufbaus zum Beispiel die ersten groben Überlegungen mit Hilfe der dünnen Linsennäherung [86] wird hierbei nicht eingegangen. Sehr hilfreich bei der Feinarbeit waren die beiden Optikprogramme MAD [25] und WinAgile [13], die beide über sogenannte „Matching"-Routinen verfügen.

Alternative 1

Aus Abbildung 6.2 wird deutlich, daß bei diesem Standort des Linearbeschleunigers wie beim Aufbau des LINAC 1 ein Parallelversatz des Strahls zu bewältigen ist. Die in Zeichnung 6.7(a) mit einem Rautenmuster versehene Wand ist eine massive Wand, die nicht verrückt werden kann. Somit liegt der Versatz zwischen Einschuß und Linearbeschleuniger bei maximal 4,30 m. Für diesen Versatz sind mindestens zwei Ablenkmagnete erforderlich. Will man wie schon beschrieben einen Spalt zur Energieselektion an einer Stelle hoher Dispersion und horizontaler Strahltaille einbauen, so empfiehlt sich ein Aufbau aus drei Ablenkmagneten, wobei die Summe der Winkel zweier Ablenkmagnete gleich dem Ablenkwinkel

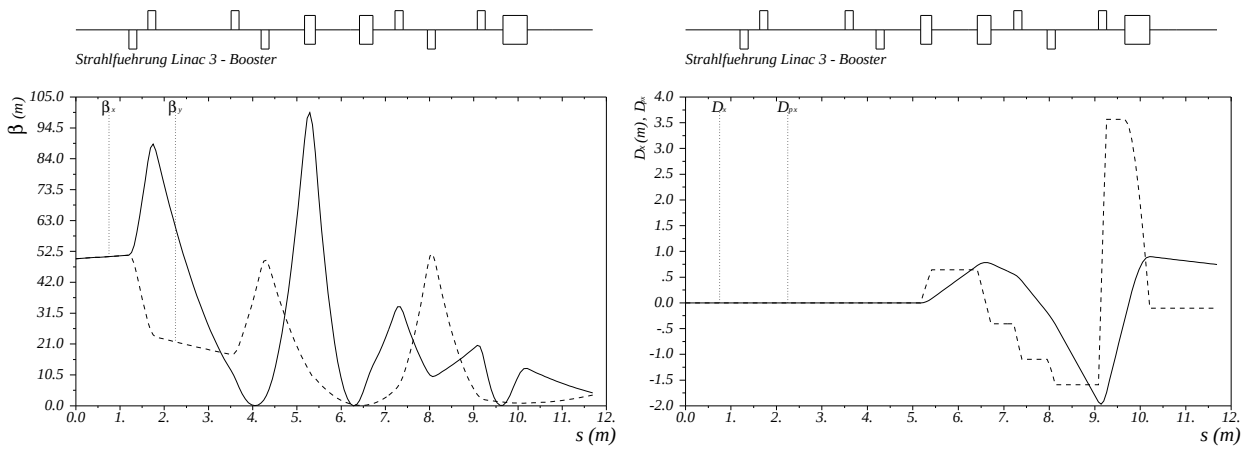


(a) Der Aufbau



(b) Strahlbreite

Abbildung 6.7.: Technischer Aufbau des Transferkanals für die Alternative 1 und Verlauf der Strahlenveloppe. Der Maximalwert der Ordinate entspricht dem Aperturradius der Vakuumkammer.



(a) β-Funktion

(b) Dispersionsfunktion und ihre Ableitung

Abbildung 6.8.: Die optischen Funktionen des Transferkanals für Alternative 1.

des dritten Magneten ist. Um die Umbauarbeiten an der Trennwand zwischen Synchrotron und Linearbeschleuniger klein zu halten, wurde ein Aufbau aus einem 40° (M40), einem 50° (M50) und einem 90° (M90) Ablenkmagneten gewählt.

Beim Entwurf des Transferkanals wurde zuerst die Dispersion des Linacs ($D_x^L = D_x'^S = 0$ m) an die Dispersionswerte am Beginn des Streufeldes ($D_x^S = 0{,}745$ m, $D_x'^S = -0{,}104$ rad) angepaßt. Diese Entkopplung der Anpassung von Dispersion und transversaler Phasenfläche ist immer dann möglich, wenn ein dispersionsfreies Teilstück vorhanden ist [43]. Da der gesamte Aufbau nicht achromatisch sein darf, ist eine gute Anpassung der sechs anzupassenden Größen $\beta_{x,y}$, $\alpha_{x,y}$, D_x und D_x' mit zwei Quadrupolen, die über vier Freiheitsgrade, jeweils Position und Fokussierungsstärke, verfügen, nicht zu erreichen [14]. Aufgrund der sieben freien Parameter eines Quadrupoltripletts ist mit diesem eine Anpassung der Dispersion unter den Randbedingungen, daß sich zwischen M40 und M50 eine Strahltaille befindet und die Betafunktion in beiden transversalen Ebenen einen Wert von 105 m nicht überschreitet mit großer Genauigkeit möglich. Es ergeben sich folgende Fokussierungsstärken[2] k der Quadrupole Q5 bis Q7:

$$\begin{aligned} \text{Q5:} \quad k &= 7{,}641\ 1/\text{m}^2, \\ \text{Q6:} \quad k &= -9{,}383\ 1/\text{m}^2, \\ \text{Q7:} \quad k &= 14{,}986\ 1/\text{m}^2. \end{aligned}$$

Die Quadrupole besitzen eine effektive Feldlänge von 18 cm. Die Länge der Driftstrecken ist in der Abbildung 6.7(a) eingezeichnet. Die Strahltaille mit einer horizontalen Betafunktion $\beta_x = 0{,}681$ m und einer Dispersionsfunktion von $D_x = 0{,}6$ m liegt 20 cm vor der Eisenkante des M50. Dies ermöglicht die Kombination des Schlitzes mit einem Strommonitor zur Bestimmung des Energiespektrums des Linearbeschleunigers.

Transformiert man die Twiss-Parameter vom Beginn des Streufeldes mit Hilfe der Transfermatrizen an die Eisenkante des M1 zurück, ist als letzter Schritt die Phasenfläche des LINAC 3 an die Phasenfläche am M1 anzupassen. Aufgrund der für die Phasenflächenanpassung relativ kurzen Länge des Transfers zwischen Strukturende und Eisenkante M1 von ca. 5 m und der großen Differenz der Betafunktionen in horizontaler ($\beta_x = 90$ m) und vertikaler ($\beta_y = 14{,}8$ m) Richtung ist eine Anpassung mit Hilfe nur eines Quadrupoltripletts oder eines Quadrupoldubletts nicht möglich. Daher wurde eine Anordnung bestehend

[2] Positive Werte von k bedeuten, der Quadrupol fokussiert in der horizontalen Ebene, negativen Werten entspricht eine Fokussierung in der Vertikalen.

aus zwei Dubletts gewählt. Die Quadrupolkoeffizienten der Quadrupole Q1 bis Q4 werden von MAD mit folgenden Werten angegeben:

$$\begin{aligned} \text{Q1:} \quad & k = -4{,}291\ 1/\text{m}^2, \\ \text{Q2:} \quad & k = \ \ 5{,}459\ 1/\text{m}^2, \\ \text{Q3:} \quad & k = \ \ 6{,}397\ 1/\text{m}^2, \\ \text{Q4:} \quad & k = -6{,}652\ 1/\text{m}^2. \end{aligned}$$

Die Länge der dazwischen liegenden Driftstrecken ist in Abb. 6.7(a) eingezeichnet.

Den Verlauf der Strahlbreite (σ) und der Beta- und Dispersionsfunktion im Transferkanal der Alternative 1 zeigen die Abbildungen 6.7(b) und 6.8.

Vorschläge für die Position der zur Korrektur der Strahllage erfordlichen Korrekturmagnete sind in der Abbildung 6.7(a) eingezeichnet. Es sind ebenfalls mögliche Positionen von Schirmstationen zur Überprüfung der Strahllage und zur Messung der transversalen Phasenraumellipsen vermerkt. Mit den drei Schirmen S1-S3 kann die sogenannte Drei-Schirmmethode zur Emittanzbestimmung eingesetzt werden. Mit einer Kombination der Quadrupole Q1 und Q2, sowie dem Schirm S2 läßt sich eine als „Quadrupolscan“ bezeichnete Emittanzmeßmethode nutzen (s.a. Kapitel B). Die Schirme S4 und S5 dienen der Korrektur der Strahllage während des Einstellens des Transferkanals. Da diese Schirme strahlzerstörend wirken, müssen für eine Messung der Strahllage während des Betriebes Strahlpositionsmonitore verwendet werden. Vorschläge für mögliche Einbauorte finden sich ebenfalls in der Abbildung. Strommonitore dienen der weiteren Optimierung und sollten sich am Linacausgang und am Ende des Transferkanals beim Magneten M3 befinden. Ein dritter Strommonitor kann bei einem Einbau hinter dem Spalt zur Messung des Energiespektrums des Linearbeschleunigers herangezogen werden. Für die aufgeführten Strahldiagnosemittel sind am Ende des Kapitels Beispiele aufgeführt.

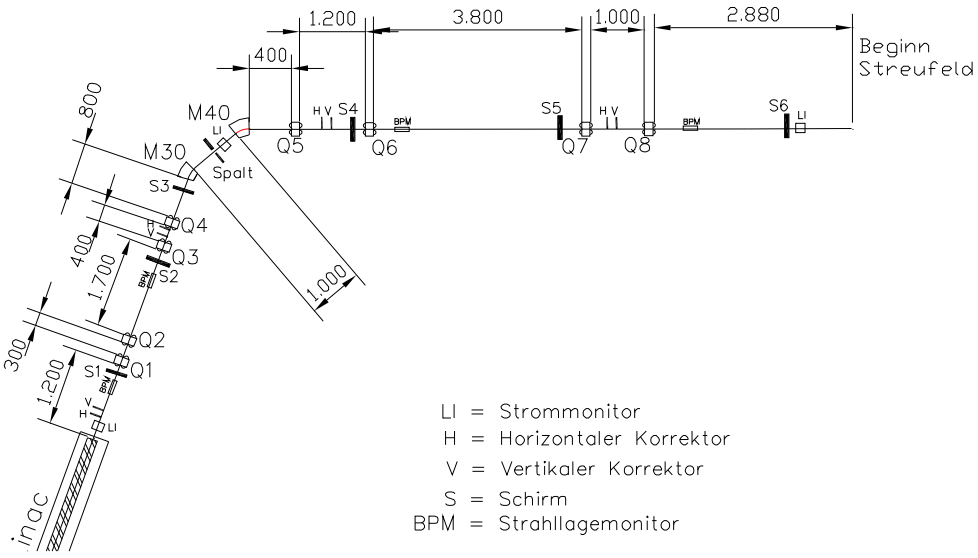
Alternative 2

Wird der LINAC 3 in jenem Bereich aufgebaut, in welchem momentan der LINAC 2 steht, ist kein Parallelversatz zu bewerkstelligen. Somit sind bei dem Entwurf des Transferkanals die Beschränkungen lediglich gegeben durch die Länge des Linearbeschleunigers von der Gun bis zum Ende der Beschleunigungsstruktur von fast 10 m. Es ist zu berücksichtigen, daß die 50 kV-Quelle für polarisierte Elektronenstrahlen auch an den Linac angebaut werden kann und Platz für Strahlenschutzwände vorhanden ist. Da aufgrund der geforderten Dispersion mindestens ein Ablenkmagnet in den Transferkanal integrieren werden muß, wurde ein Gesamtablenkwinkel von 70°gewählt. Wie schon im vorhergehenden Abschnitt erwähnt, ist auch hier eine Stelle wünschenswert, an der die Strahlbreite durch die Dispersion bestimmt ist und nicht durch die Betafunktion. Daher wird die Ablenkung durch zwei Magnete von 30° bzw. 40° erfolgen, die durch eine ein Meter lange Driftstrecke getrennt sind. Damit sind auch die zur Verfügung stehenden freien Strecken zwischen Linac-Ausgang und M30 mit etwa 5,10 m bzw. zwischen M40 und dem Beginn des Streufeldes mit 10 m festgelegt.

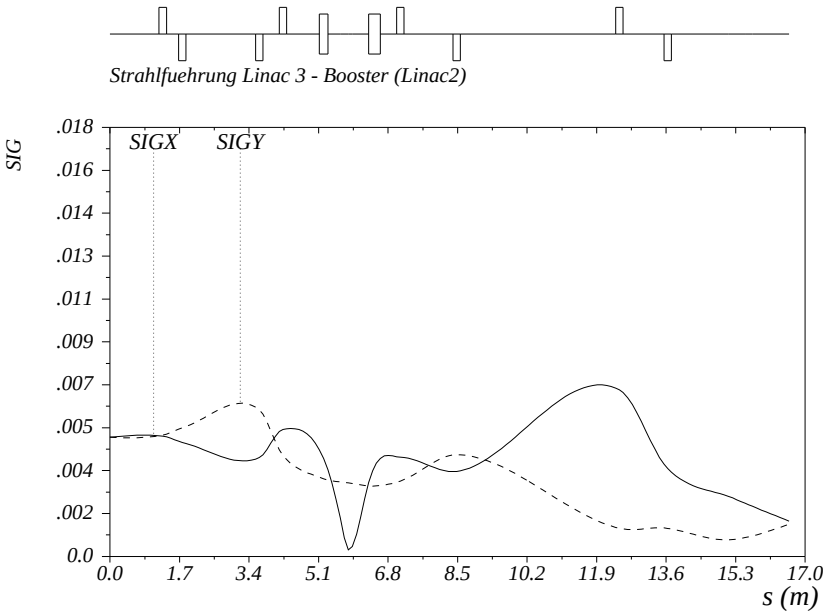
Wie schon in Alternative 1 wurde auch für diesen Transferkanal die Dispersion und die transversale Phasenfläche getrennt behandelt. Das beste Ergebnis wird von der in Abbildung 6.9(a) gezeigten Anordung von vier Quadrupolen erzielt. Die Fokussierungsstärken werden von MAD angegeben mit:

$$\begin{aligned} \text{Q4:} \quad & k = -3{,}434\ 1/\text{m}^2, \\ \text{Q6:} \quad & k = \ \ 3{,}099\ 1/\text{m}^2, \\ \text{Q7:} \quad & k = -2{,}189\ 1/\text{m}^2, \\ \text{Q8:} \quad & k = \ \ 0{,}894\ 1/\text{m}^2. \end{aligned}$$

Durch diese Fokussierungsstärken und die zwischen den Quadrupolen liegenden Driftstrecken sind wieder Werte für die Twiss-Parameter am Beginn des M30 vorgegeben. Diese sind $\beta_x = 40{,}049$ m,



(a) Der Aufbau



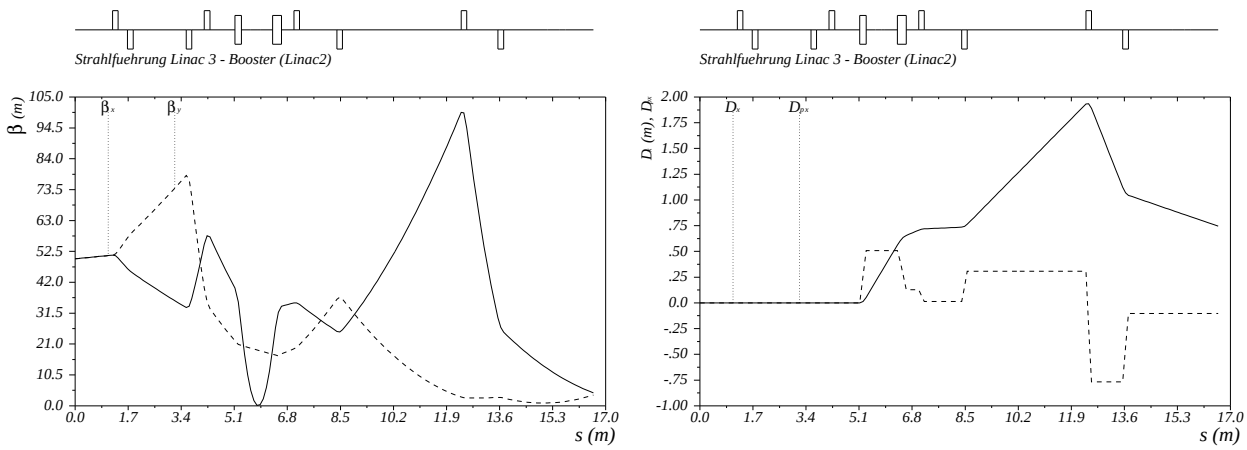
(b) Strahlbreite

Abbildung 6.9.: Aufbau und Strahlbreite der Alternative 2

$\alpha_x = 9{,}874$, $\beta_y = 20{,}547$ m und $\alpha_y = 1{,}601$. Wie in Alternative 1 ist eine Anordnung aus zwei Dubletts die beste Lösung für die Transformation der Phasenflächen. Die erforderlichen Quadrupolstärken betragen:

$$\begin{aligned} \text{Q1:} \quad k &= 0{,}719\ 1/\text{m}^2, \\ \text{Q2:} \quad k &= -2{,}448\ 1/\text{m}^2, \\ \text{Q3:} \quad k &= -3{,}772\ 1/\text{m}^2, \\ \text{Q4:} \quad k &= 3{,}665\ 1/\text{m}^2. \end{aligned}$$

Der fertige Entwurf des Transferkanals ist in Abbildung 6.9(a) im schematischen Aufbau mit den Maßen



(a) β-Funktion **(b)** Dispersionsfunktion und ihre Ableitung

Abbildung 6.10.: Die optischen Funktionen zur Alternative 2

für die Driftstrecken eingezeichnet. Abbildung 6.9(b) zeigt die Strahlbreite und Abbildung 6.10 Beta- und Dispersionsfunktion für den Gesamtaufbau. Die für die Festlegung der Energieunschärfe geforderte Strahltaille befindet sich 50 cm strahlabwärts der Eisenkante des M30.

In Abbildung 6.9(a) sind mögliche Einbaustellen für die Strahllagekorrekturmagnete, die Schirmstationen, die Strahllagemonitore und die Intensitätsmonitore eingezeichnet.

6.2.2. Die Elemente der Transferkanäle

Im folgenden werden Elemente, die für den Aufbau der geschilderten Transferkanäle geeignet sind, vorgeschlagen.

Der Quadrupol

Das Feld eines Quadrupols wird durch die Beziehungen

$$\begin{aligned} B_x &= gy\,, \\ B_y &= gx\,, \end{aligned} \tag{6.1}$$

mit dem Feldgradienten $g = \partial B_x/\partial y = \partial B_y/\partial x$ beschrieben. Die gewünschte Feldkonfiguration erzeugen vier Eisenpole, deren Konturen Hyperbeln entsprechen [28]:

$$xy = \pm\frac{R^2}{2}\,. \tag{6.2}$$

R ist der Radius des zwischen den Polflächen liegenden Kreises (Abb. 6.11).

Durch die Randfelder ist die effektive Feldlänge l_q eines Quadrupols größer als seine Eisenlänge l_e. Es gilt:

$$l_q = l_e + R\alpha\,.$$

α ist ein dimensionsloser Faktor, der abhängig von der Entfernung zwischen Leiterspule und Polschuh typischerweise Werte zwischen 0,8 und 1 annimmt [28]. Da die Spulen bei dem gewählten Quadrupoltyp nahe an die Polspitzen heranreichen, wird α zu 0,85 abgeschätzt. Damit ergibt sich für eine Eisenlänge von $l_e = 16$ cm und einen Radius $R = 21$ mm eine effektive Feldlänge von

$$l_q = 18\,\text{cm}.$$

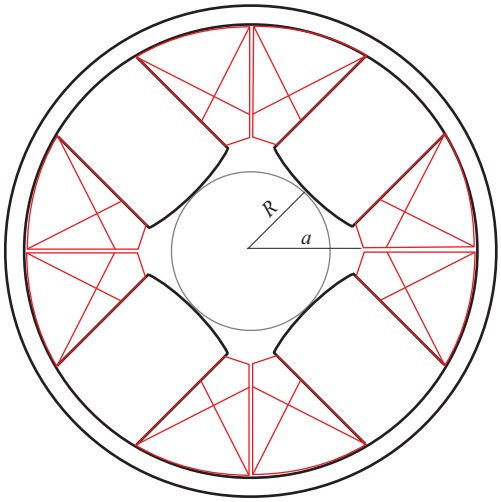


Abbildung 6.11.: Quadrupol

Zur Erzeugung eines bestimmten Feldgradienten g ist bei einem vorgegebenen Radius R eine Ampere-Windungszahl NI notwendig, welche sich für eine Spule wie folgt berechnet:

$$NI = \frac{gR^2}{2\mu_0} \,. \tag{6.3}$$

Die in den Entwürfen für die Transferkanäle bestimmten Quadrupolstärken k sind die auf den Impuls p des Teilchens normierten Feldgradienten:

$$k = \frac{eg}{p} = 0{,}2998 \frac{g[\mathrm{T/m}]}{p[\mathrm{GeV/c}]} \,. \tag{6.4}$$

Damit ergeben sich bei einer Energie von 80 MeV Feldgradienten für Alternative 1 im Bereich von -2,50 T/m bis 4,16 T/m und für Alternative 2 von -1,01 T/m bis 0,977 T/m. Hieraus lassen sich die notwendigen Ampere-Windungen NI zur Erzeugung der maximalen Feldgradienten berechnen. Für einen Radius von $R = 21$ mm sind dies 731 AW für Alternative 1 und 176 AW für Alternative 2. Um noch Freiraum hin zu höheren Fokussierungsstärken zu haben, wird eine Ampere-Windungszahl von 1000 AW festgelegt. Die Quadrupole sollten ohne Wasserkühlung betrieben werden können. Dies ist möglich, wenn die Stromdichte in den Leitern einen Wert von 1 A/mm^2 nicht überschreitet. Verwendet man einen Leiter einer Querschnittsfläche von 2×5 mm^2, ergibt sich für einen Spule eine Windungszahl von 100. Der Innendurchmesser des 1 cm dicken Eisenmantels ist 12 cm.

Der ohmsche Widerstand einer Spule beträgt etwa 110 mΩ, schaltet man diese in Reihe so ist der Spannungsabfall bei 10 A etwa 4 V. Die Induktivität des Quadrupols kann mit einer Näherungsformel berechnet werden [83]:

$$L_q = \mu_0 l_q \left(\frac{Na}{R}\right)^2 = 3{,}7\,\mathrm{mH}. \tag{6.5}$$

a ist der Abstand Quadrupolmitte – Spulenoberfläche. In der nachfolgenden Aufstellung sind einige Daten des Quadrupols zusammengefaßt.

Eisenlänge:	16 cm,
Effektive Länge	18 cm,
Aperturradius:	2,1 cm,
Innenradius Eisenmantel:	12 cm,
Ampere-Windungen:	1000 AW,
Leiterquerschnitt:	2×5 mm^2,
Anzahl Windungen:	100,
max. Spulenstrom:	10 A,
max. Feldgradient:	5,7 T/m.

Die Ablenkmagnete

Für den Ablenkwinkel φ senkrecht zu einem Magnetfeld $B(\vec{r})$ gilt

$$d\varphi(\vec{r}) = \frac{e}{p} B(\vec{r}) dl \ , \tag{6.6}$$

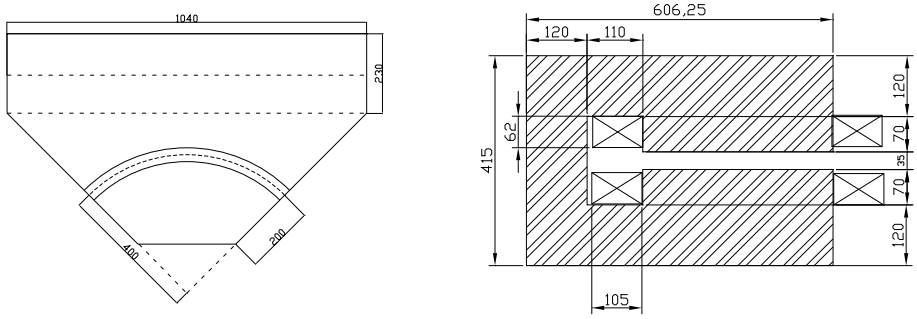
wobei e die Elementarladung und dl ein Teil der Teilchenbahn ist. Der gesamte Ablenkwinkel φ_{ges} ergibt sich aus (6.6) durch Integration über den Weg des Teilchens von einem feldfreien Punkt vor dem Magneten bis zu einem feldfreien Punkt hinter dem Magneten. Da Elektronen einer Energie von 80 MeV nahezu Lichtgeschwindigkeit haben, ist $\beta \approx 1$, womit gilt $E \cong cp$. Damit erhält man als Formel zur Berechnung des Ablenkwinkels eines Teilchens aus der Energie und dem Feldintegral

$$\varphi_{\text{ges}} = \frac{ec}{E} \int_{\text{Weg}} B(\vec{r}) ds \ . \tag{6.7}$$

Das Feldintegral (6.7) nähert man in der Praxis an als Produkt einer einheitlichen Feldstärke B_0 und einer effektiven Magnetfeldlänge l_{eff}, d.h. der Feldverlauf wird rechteckförmig angenommen:

$$\varphi_{\text{ges}} = \frac{ec}{E} B_0 l_{\text{eff}} \ . \tag{6.8}$$

Für die Ablenkmagneten in den beiden Transferkanälen mußte ein Kompromiß gefunden werden zwischen einer kompakten Bauweise und einer mit konventionellen Mitteln noch gut beherrschbaren Magnetfeldstärke. Daher wurde für die benötigten Ablenkwinkel von 30°, 40°, 50°, und 90°ein Ablenkradius von $r = 40$ cm gewählt. Abbildung 6.12 zeigt eine mögliche Variante für den 90°-Magneten. Bei einem Polschuhabstand von 35 mm betragen die effektiven Magnetfeldlängen eines solchen Aufbaus zwischen 24,86 cm und 66,75 cm.



(a) Aufsicht **(b)** Seitenansicht

Abbildung 6.12.: 90°-Ablenkmagnet für den Transferkanal nach Alternative 1 (Maße in mm).

Die Magnetfeldstärken liegen damit in einem Bereich von 0,5620 T für den 30°-Ablenkmagneten und 0,628 T für den 90°-Ablenkmagneten. Zur Erzeugung dieser Magnetfeldstärke sind 17492 Ampere-Windungen erforderlich. Um etwas Reserve zu haben, sollte jede Spule 9000 AW leisten können. Wird ein Kupferleiter mit einem Querschnitt von $5 \times 2{,}5$ mm^2 verwendet, ergibt sich für 600 Windungen eine Stromdichte von 1,2 A/mm^2. Der Kupferwiderstand der Spule ist etwa 2 Ω.

Die Korrekturmagnete

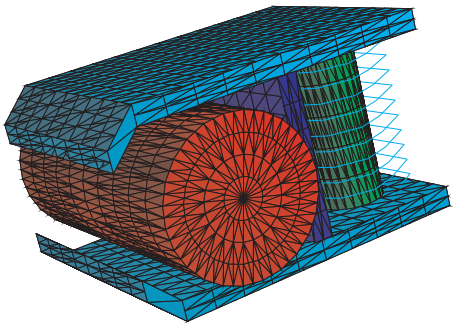
Zur Korrektur der Strahllage bieten sich kleine C-förmige Dipolmagnete an, die sich im Entwurf an die Korrekturmagnete im Stretcherring [45] anlehnen. Sie sind aus Blechen hoher Permeabilität als Polschuhe und einer Spule mit Magneteisenkern aufgebaut (Abb. 6.13(a)). Die Homogenität des magnetischen Flußes wird durch ein kleines Blech auf Höhe der Kammermitte verbessert. Da der Transferkanal aus einer runden Vakuumkammer besteht, kann dieser Korrekturmagnet sowohl zur horizontalen als auch zur vertikale Strahlablenkung eingesetzt werden. Bei einem Außendurchmesser der Vakuumkammer von 38 mm beträgt der Polschuhabstand 46 mm. Ist die Eisenlänge der Magnete 6 cm, so errechnet MAFIA eine effektive Feldlänge von 102 mm (s. Abb. 6.13(b)). Mit einer Magnetspule aus 500 Windungen und einem Strom von 1,3 A läßt sich damit ein vertikales Magnetfeld von 167 Gauß im Zentrum der Vakuumkammer erzeugen. Dies reicht aus, um den 80 MeV-Elektronenstrahl um einen Winkel von 7 mrad abzulenken. Die Induktivität der Magnete wird zu 42 mH berechnet. Als Netzgeräte können hier, wie im Stretcherring, bipolare, computergesteuerte Netzgeräte, sogenannte COPS[3] eingesetzt werden. Diese liefern bei einer maximalen Spannung von 20 V bis zu 2 A Strom.

Die Strahldiagnose

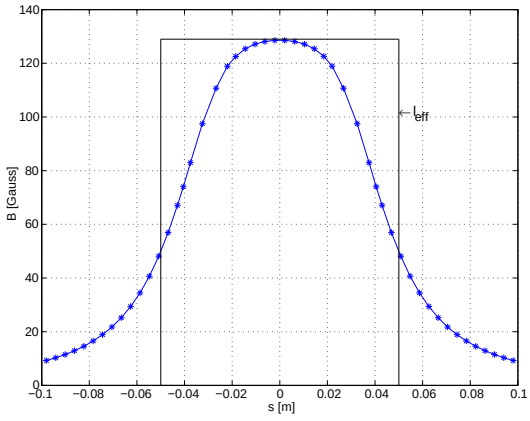
Optische Monitore

Als optische Monitore kommen entweder empfindliche Fluoreszenzschirme oder Aluminiumfolien zur Nutzung der optischen Übergangsstrahlung in Betracht. Fluoreszenzschirme bieten die Möglichkeit auch geringe Ströme noch sichtbar zu machen, allerdings ist ihr Nachteil die Nichtlinearität zwischen der Intensität des einfallenden Strahles und der Intensität der emittierten Strahlung bei hohen Strahlströ-

[3] **C**omputer **O**perated **P**ower **S**upply [5]



(a) Aufbau des Korrektormagneten



(b) Magnetfeld B_y als Funktion von s bei 1 A.

Abbildung 6.13.: Dreidimensionale Ansicht und Magnetfeldverlauf entlang der Strahlachse des Korrektormagneten.

men. Die Intensität der optischen Übergangsstrahlung, die entsteht, wenn ein geladenes Teilchen mit konstanter Geschwindigkeit eine Grenzfläche zwischen zwei Materialien unterschiedlicher Dieelektrizitätskonstanten durchdringt, ist dagegen im sichtbaren Bereich linear zur Intensität des Strahls. Sie hat den weiteren Vorteil gegenüber der Fluoreszenz, daß sie instantan entsteht und somit kein Nachleuchten auftritt. Der kohärente Anteil im Ferninfrarot kann zur Untersuchung der Bunchlänge genutzt werden. Als mechanischer Aufbau bietet sich ein zweistufiger Pneumatikkolben, wie er schon im Transferkanal des LINAC 2 eingebaut ist, an.

Strahllagemonitore
An der Swiss-Light-Source (SLS) wurden für den Transferkanal zwischen Linearbeschleuniger und Speichering spezielle Streifen-Strahllagemonitore entwickelt [76,77]. Streifenmonitore bestehen aus vier Metallsstreifenelektroden auf denen durch die bewegten Ladungen des Strahls abhängig von der Entfernung zwischen Elektron und Elektrode eine Ladung induziert wird. Durch entsprechende Summen- und Differenzbildung kann dann auf die Lage des Strahls zurückgerechnet werden. Die Empfindlichkeit der Elektrode ist proportional zum Sinus der untersuchten Frequenzkomponente im Strahl. Die maximale Sensitivität auf eine Frequenzkomponente des Strahls erhält man, wenn die Elektrode $\lambda/4$ lang ist [50]. Die bei der SLS eingesetzten Monitore sind auf die 500 MHz-Komponente des Strahls abgestimmt.

Die Strommonitore
Als Strommonitore bieten sich „Integrating Current Transformer“ (ICT) an. Diese können kurze Pulse im Nanosekundenbereich messen und sind gleichzeitig sensitiv auf die Strahllage [6]. ICTs sind aufgewickelte hochpermeable Metallbänder, die vom Prinzip die Sekundärseite eines Transformators sind, dessen einwindige Primärspule der Strahl ist.

7. Die Injektion ins Synchrotron

7.1. Das Synchrotron

Das 1967 erbaute Bonner 2,5 GeV-Synchrotron (Abbildung 7.1) besteht aus zwölf Ablenkmagneten in „Combined-Function“-Bauweise, d.h. die Magnetfelder sind Gradientendipolfelder. Hierdurch werden zusätzlich zu den ablenkenden Dipolfeldern fokussierende bzw. defokussierende Quadrupolfelder sowie Sextupolfelder erzeugt. Am Bonner Synchrotron sind die Magnete je zur Hälfte fokussierend und defokussierend, was eine Struktur von zwölf O/2 F D O/2 Zellen ergibt. Wie schon in Kapitel 6 erwähnt, sind in den Driftstrecken zwischen Magnet M 2 und Magnet M 9 die für die Extraktion erforderlichen Bumper-, Septa- und Kickermagnete eingebaut [65]. Zusätzlich befindet sich zwischen M 9 und M 10 die Beschleunigungsstrecke, ein im TM_{010}-Mode betriebener 500 MHz-Hochfrequenzresonator [87]. Der Injektionsseptummagnet steht zwischen den Magneten M 12 und M 1. Tabelle C.1 im Anhang C enthält eine Liste der mechanischen Daten des Synchrotrons.

Das Magnetfeld der Synchrotronmagnete B, das sich aus einem Gleichfeldanteil $B_{=}$ und einem Wechselfeld $B_{\sim}$ zusammensetzt, hat den zeitlichen Verlauf:

$$B = B_{=} - B_{\sim} \cos \omega t \,,$$

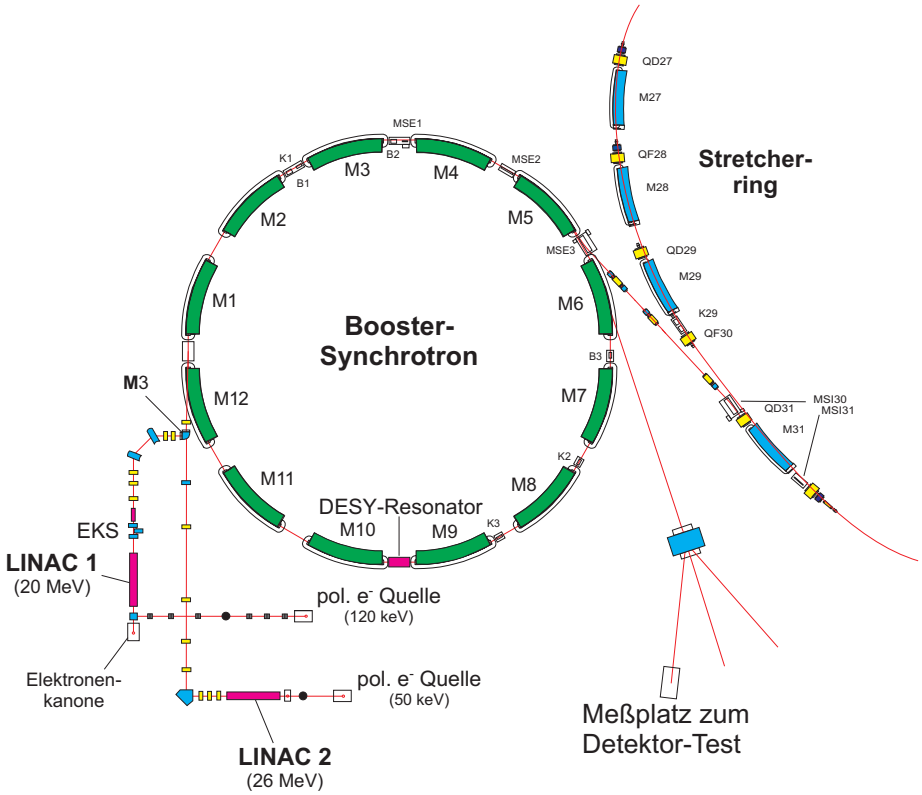


Abbildung 7.1.: Das Bonner 2,5 GeV-Synchrotron

mit $\omega = 2\pi \cdot 50\ \text{Hz} = 314\ \text{s}^{-1}$. Die Endenergie des Synchrotrons kann je nach Bedarf zwischen 0,5 und 1,6 GeV variiert werden. Da die Extraktion immer zum Zeitpunkt des Maximalfeldes erfolgt, verändern sich sowohl das Gleichfeld als auch das Wechselfeld für unterschiedliche Endenergien. Der Verlauf des Wechselfeldes wird so geregelt, daß zwischen dem minimalen Feld $B_{\min}$ und dem Nulldurchgang von B 1,15 ms liegen, was mit Hilfe von „Peaking Strips“ überwacht wird. Das Verhältnis κ zwischen $B_\sim$ und $B_=$ wird für jede Endenergie konstant gehalten $\kappa = B_\sim/B_= = 1{,}069$. Somit ist der zeitliche Energieverlauf $E(t)$ für jede Endenergie $E_{\max}$ durch folgende Gleichung festgelegt:

$$E(t) = \frac{E_{\max}}{1+\kappa}(1 - \kappa\cos\omega t)\,. \tag{7.1}$$

Abbildung 7.2(a) stellt den Energieverlauf für Endenergien zwischen 1,2 und 1,6 GeV dar.

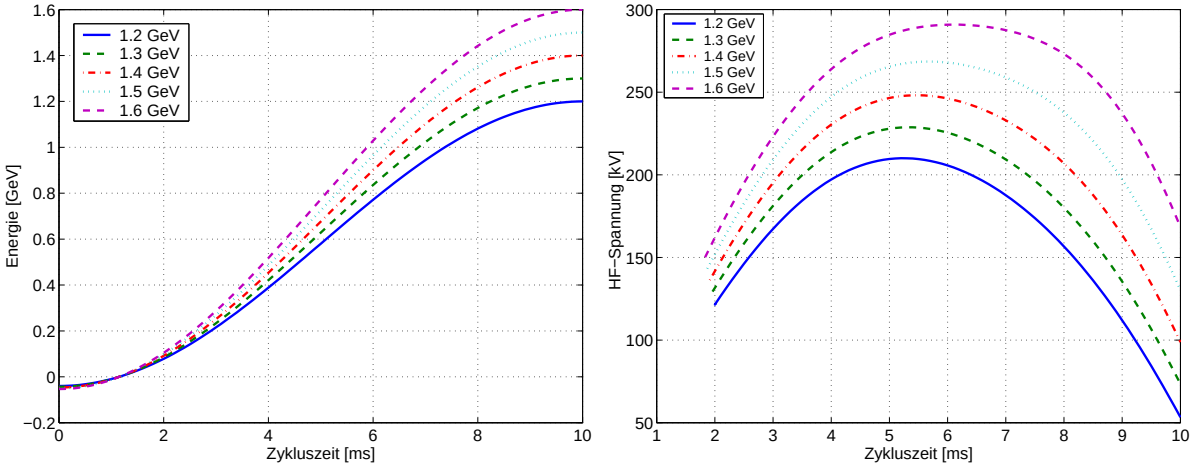
Auf Grund dieser Betriebsart des Synchrotrons ist der Zeitpunkt t_{inj}, zu dem die vom Linearbeschleuniger mit einer Energie E_{inj} gelieferten Elektronen eingeschossen werden, sowohl abhängig von der Injektions- als auch der Endenergie. Es gilt mit t_{Bmin} als dem Zeitpunkt, zu dem das Magnetfeld minimal wird:

$$t_{\text{inj}} = t_{\text{Bmin}} + \frac{1}{\omega}\arccos\left(\frac{1}{\kappa}\left[1 - \frac{E_{\text{inj}}}{E_{\max}}(1+\kappa)\right]\right)\,. \tag{7.2}$$

Da sich das Magnetfeld während des Einschusses ändert, hat ein mit 25 MeV (80 MeV) eingeschossenes Elektron ohne Beschleunigung durch die Hochfrequenz schon nach einem Umlauf einen bis zu 24 keV[1] (30 keV) zu kleinen Impuls verglichen mit dem durch das Magnetfeld vorgegebenen Sollimpuls p_s ($p_s = \rho eB$). Dies hat zur Folge, daß auch Elektronen, die während der Injektion über mehrere Umläufe zu einem späteren Zeitpunkt als t_{inj} eingeschossen werden, einen zu kleinen Impuls besitzen.

Zum Ende des Beschleunigungszyklus spielt die Synchrotronstrahlung aufgrund des abflachenden Sinus die größere Rolle. Nach Sands [75] ist die je Umlauf durch Synchrotronlicht abgestrahlte Energie für ein Elektron: $E_{\text{sy}} = 8{,}85 \cdot 10^{-5} E^4/\rho$ (ρ ist der Ablenkradius der Dipole, hier 7,65 m). Damit ist der Energieverlust pro Umlauf für ein Elektron einer Energie von 1,6 GeV im Synchrotron 76 keV. Unter der zusätzlichen Bedingung, daß die synchrone Phase von $\phi_s = 160°$ bei Einschuß auf $\phi_s' = 135°$ bei

[1] Gerechnet für einen Magnetfeldverlauf bei einer Endenergie von 1,6 GeV.



(a) Energieverlauf

(b) HF-Amplitudenverlauf

Abbildung 7.2.: Energieverlauf und korrespondierender Verlauf der Hochfrequenzspannungsamplitude des Synchrotrons für verschiedene Endenergien bei einer Injektionsenergie von 80 MeV.

Endenergie verschoben wird, sind die Anforderungen an die Hochfrequenzregelung gegeben und von H. Netter in dessen Diplomarbeit [63] in folgender Form umgesetzt worden:

$$U_{\mathrm{hf}} = \frac{83{,}63\frac{\mathrm{Vs}}{\mathrm{kG}}}{\sin\phi_s}\dot{B} + \frac{50{,}26\frac{\mathrm{V}}{\mathrm{kG}^4}}{\sin\phi_s'}B^4 \,. \tag{7.3}$$

Abbildung 7.2 zeigt für verschiedene Endenergien den Energieverlauf im Synchrotron und die jeweils dazugehörige Kurve der Hochfrequenzamplitude im Resonator.

Die Strahloptik des Synchrotrons wurde unter der Annahme, daß es sich um einen idealen Beschleuniger handelt[2], mit MAD [25] berechnet. Tabelle C.2 im Anhang C listet charakteristische Werte der optischen Funktionen auf.

7.2. Die Injektionsmöglichkeiten

7.2.1. Einschuß über mehrere Umläufe

Bei einem Einschuß über mehrere Umläufe („multi-turn-injection“) wird der Strahl über mehrere Umläufe des Kreisbeschleunigers injiziert. Hierzu wird die Sollbahn im Zirkularbeschleuniger zu Beginn der Injektion durch eine Beule nahe an die Schneide eines Septummagneten herangeführt (Abb. 7.3), und dann wird während der Dauer der Injektion die Beulenamplitude kontinuierlich verringert. Das Zurückfahren der Beule ermöglicht ein nahezu gleichmäßiges Füllen des Phasenraumvolumens des Synchrotrons, wenn die Emittanz des injizierten Strahls deutlich kleiner ist als die Akzeptanz des Synchrotrons. In der Literatur wird der Begriff des „Phasenraumstacking“ verwendet [95]. Da die Akzeptanz in der Horizontalen größer ist als in der Vertikalen, wird meist (auch im Synchrotron) die Sollbahn in der horizontalen Ebene verbogen. Die Verringerung der Beulenamplitude kann bei einem kontinuierlich anwachsenden Magnetfeld dadurch erreicht werden, daß die HF ausgeschaltet wird. Durch diese so entstehende Energiedifferenz zwischen der durch das Magnetfeld vorgegebenen Sollenergie und der Injektionsenergie verringert sich der Ablenkradius in den Dipolen. Dies führt zu einer Abwanderung der Sollbahn hin zur Kammermitte.

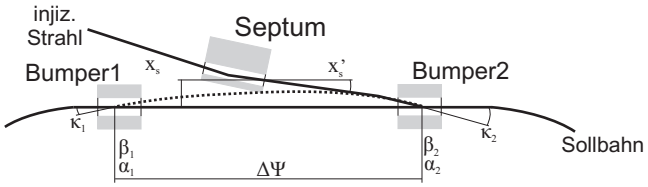


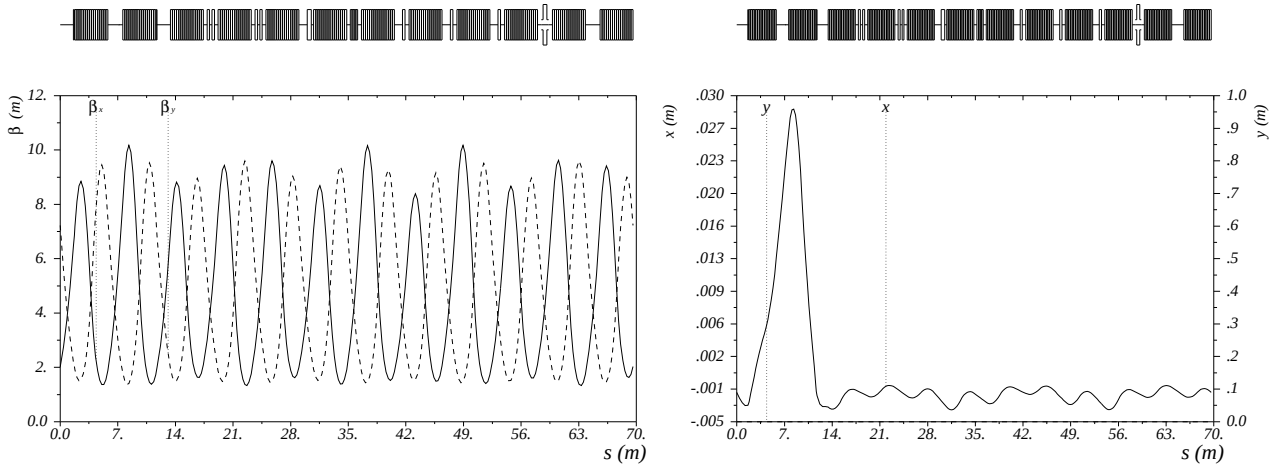
Abbildung 7.3.: Schematischer Aufbau für einen Einschuß über mehrere Umläufe

Zur Erzeugung einer geschlossenen Sollbahnbeule sind bei einem Phasenvorschub $\Delta\Psi = \pi$ für die Betatronschwingung zwischen zwei Orten im Ring nur zwei Ablenkmagnete erforderlich. Für diesen Fall läßt sich für die beiden Kickwinkel κ_1 und κ_2 die Beziehung berechnen:

$$\kappa_2 = \sqrt{\frac{\beta_1}{\beta_2}}\kappa_1 \,. \tag{7.4}$$

Am Synchrotron sind diese Ablenkmagnete zwei Helmholtzspulen-Anordnungen [29], die sich 12,8 cm vor M12 und 12,8 cm nach M1 befinden. Abbildung 7.4(b) zeigt die durch diese Spulen erzeugte Beule. Bei einer Injektion werden die Betatronschwingungen angeregt, welche in Abbildung 7.4(a)) dargestellt

[2] Feldmessung von J. Drees ergaben Abweichungen für die Feldgradienten von geringer als 1 % [16]. Diese Abweichungen führen dann zu relativen Arbeitspunktänderungen von 0,2 % bei einer Impulsabweichung von 0,5 %.



(a) Betafunktion mit Injektionsbeule

(b) Sollbahn mit Beule bei Einschuß

Abbildung 7.4.: Betafunktion und Sollbahn des Synchrotrons bei maximaler Beulenamplitude. Der Injektionspunkt liegt bei $s = 7{,}1$ m.

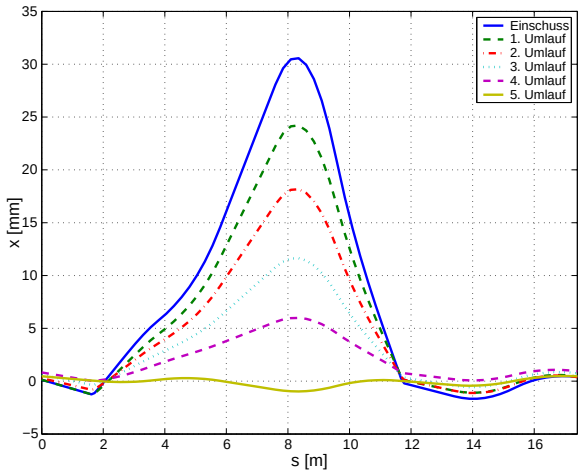


Abbildung 7.5.: Zeitlicher Verlauf der Injektionsbeule für verschiedene Umläufe nach Injektionsstart. Der Injektionspunkt liegt bei $s = 7{,}1$ m. $s = 0$ m ist das Ende des Magneten M 11 und $s = 17{,}4$ m ist das Ende von Magnet M 2. Die Magnetspulen liegen bei $s = 1{,}7$ m und $s = 11{,}6$ m.

sind. Da die oben beschriebene Verringerung der Sollbahnbeule durch eine ausgeschaltete HF mit 1,6 mm je Umlauf zu gering ist, wird die Beule durch die Helmholtzspulen-Anordnung mit einer Geschwindigkeit von 3 cm/μs innerhalb von fünf Umläufen kontinuierlich zurückgefahren (Abbildung 7.5). Febel u. Lütter [20] legen in ihrer Arbeit folgende Startwerte für die injizierten Teilchen fest:

$$x_s = \ \ 3{,}12 \text{ cm},$$
$$x'_s = 10{,}25 \text{ mrad}.$$

Beim Einschuß über mehrere Umläufe muß sowohl die Dispersionsfunktion als ihre Ableitung Null sein. Um dieser Bedingung zu genügen, wurden folgende Werte für die Twiss-Parameter am Injektionspunkt errechnet [20]:

$$\beta_x = 2{,}93 \text{ m}, \alpha_x = -1{,}03 \quad \text{und} \quad \beta_y = 2{,}87 \text{ m}, \alpha_y = 1{,}1934 \ .$$

7.2.2. Einschuß über einen Umlauf

Beim Einschuß über einen Umlauf („single-turn-injection“) müssen am Injektionsort die optischen Funktionen des Transferkanals $\beta_i, \alpha_i, D_i, D_i'$ mit denen des Ringes $\beta_s, \alpha_s, D_s, D_s'$ horizontal und vertikal übereinstimmen. Ein weiterer Unterschied zum Einschuß über mehrere Umläufe besteht im apparativen Aufbau, der aus einem Septummagnet und einem schnellen Kicker (Abb. 7.6) besteht. Das Zentrum des injizierten Strahls sollte bei einem horizontalen Einschuß am Ende des Septummagneten mindestens eine Entfernung x_s vom Zentrum der Maschinenapertur besitzen, die sich folgendermaßen berechnen läßt [72]:

$$x_s = \sqrt{\beta_{xs}}(\sqrt{\epsilon_i} + \sqrt{\epsilon_s}) + D_{xs}\left(\left(\frac{\Delta p}{p}\right)_i + \left(\frac{\Delta p}{p}\right)_s\right) + d_s. \tag{7.5}$$

Es ist ϵ_i die Emittanz des injizierten Strahls und ϵ_s die Emittanz des im Ring umlaufenden Strahls. $\Delta p/p$ ist die Impulsunschärfe des Strahles und d_s sei die effektive Breite der Septumsschneide.

Aus dieser Position x_s läßt sich mit Hilfe der Transportmatrix der Winkel des Strahls am Septum x_s' und der Kickwinkel Θ_k des Kickers, der strahlabwärts vom Septummagneten mit einem Phasenvorschub $\Delta\Psi$ positioniert ist, berechnen. Da der injizierte Strahl bis zur Kickermitte die Mitte des Strahlrohres erreichen soll ($x_k = 0$), sollte der Winkel des Strahls am Ausgang des Septummagneten

$$x_s' = -(\alpha_{xs} + \cot\Delta\Psi)x_s/\beta_{xs} \tag{7.6}$$

betragen. Damit der Strahl am Kicker auf den Sollorbit gelenkt wird, muß der Kickwinkel Θ_k gleich dem Winkel $-x_k'$ des Strahls am Kicker sein:

$$\Theta_k = x_s/\sqrt{\beta_{xs}\beta_{xk}}\sin\Delta\Psi\,. \tag{7.7}$$

β_{xk} ist die horizontale Betafunktion in der Mitte des Kickers. Um einen kleinen Kickwinkel Θ_k zu erhalten, sollten β_{xk} und β_{xs} groß, sowie der Phasenvorschub $\Delta\Psi$ im Idealfall $\pi/2$ sein.

Der Septummagnet für den Einschuß über einen Umlauf wird an der gleichen Stelle eingebaut, wie der Septummagnet für den momentan praktizierten Einschuß über mehrere Umläufe (Abb. 7.8). Der Injektionsort liegt 50 cm vor der Eisenkante des M 1. Die optischen Funktionen der horizontalen Ebene haben hier die Werte $\beta_{xs} = 5{,}324$ m, $\alpha_{xs} = -1{,}870$ und $D_{xs} = 1{,}370$ m. Die Emittanz des injizierten Strahls ist $0{,}6\,\pi$ mm mrad und die Emittanz des Strahls im Synchrotron wird mit $5\,\pi$ mm mrad nach oben abgeschätzt [20]. Mit einer Dicke der Septumsschneide d_s von 2 mm und einer Impulsunschärfe von 0,5 %, ergibt sich für eine 1σ-Strahlbreite eine minimale Ablage von $x_s = 2{,}19$ cm. Um die Strahlverluste an der Septumsschneide gering zu halten, wird zur endgültigen Festlegung der Ablage am Septummagneten eine 2σ-Strahlbreite betrachtet, damit ist $x_s = 3{,}1$ cm. Der schnelle Kicker wird 40 cm von der Eisenkante des Magneten M 1 entfernt, d.h. 4,90 m strahlabwärts vom Ausgang des Septummagneten eingebaut. Zum einen ist an dieser Stelle der Phasenvorschub mit 91° nahe dem Idealfall von 90°, zum anderen hat man keine Probleme beim Einbau wegen der überstehenden Spulen der Synchrotronmagnete. Die horizontale Betafunktion am Kicker ist $\beta_{xk} = 3{,}007$ m und der horizontale Phasenvorschub zwischen dem Ausgang des Septums und der Kickermitte $\Delta\Psi = 1{,}589$.

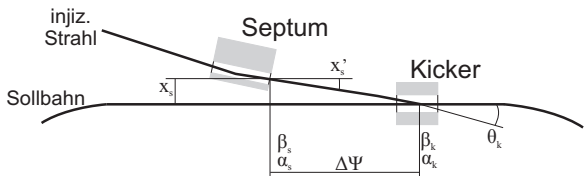
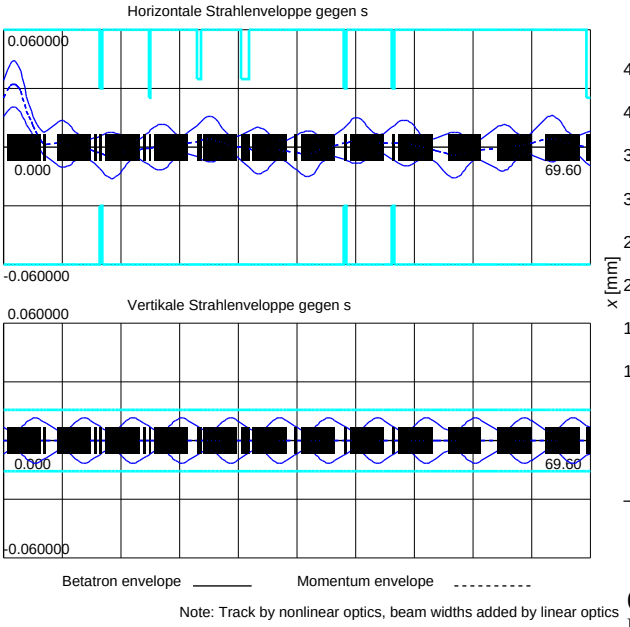
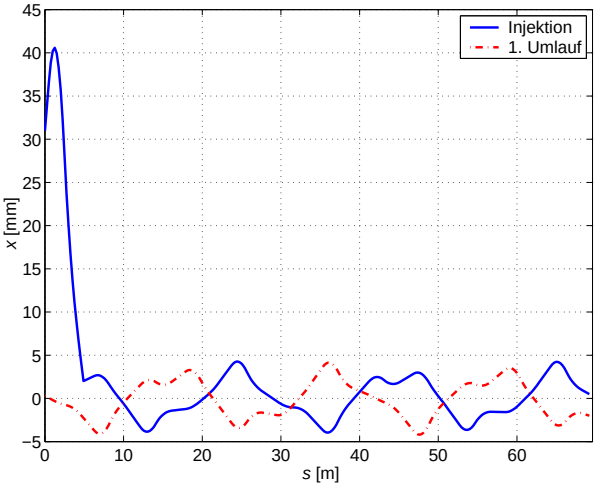


Abbildung 7.6.: Einschuß über einen Umlauf nach [14].



(a) 1σ-Strahlenveloppe bei Injektion



(b) Bahn des Sollteilchens nach Injektion und einem Umlauf

Abbildung 7.7.: 1σ-Strahlenveloppe und Sollbahn des durch Single-Turn-Injektion eingeschossenen Strahls für einen Umlauf. Der Injektionspunkt liegt bei $s = 0$ m, der schnelle Kicker bei $s = 4{,}9$ m. In (a) sind die Aperturbegrenzungen durch die für die Extraktion im Ring eingebauten Bumper, Kicker und Septa eingezeichnet.

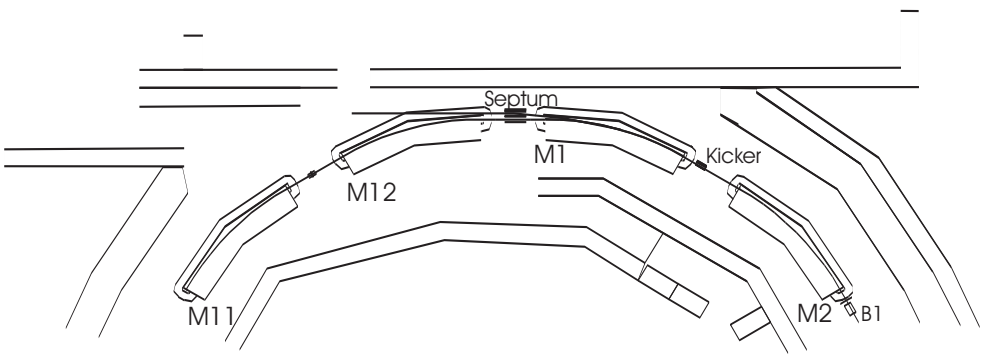


Abbildung 7.8.: Schematische Darstellung der Einbauorte der Injektionselemente für einen Einschuß über einen Umlauf am Synchrotron.

Damit erhält man schließlich folgende Werte für den Einschuß über einen Umlauf:

$$\begin{aligned} x_s &= \ \ 3{,}1 \text{ cm}, \\ x'_s &= 11{,}1 \text{ mrad}, \\ \Theta_k &= \ \ 7{,}8 \text{ mrad}. \end{aligned}$$

7.3. Berechnung der Injektionseffizienz

7.3.1. Das Rechenprogramm

Da keines der bekannten Programme zur Berechnung von Strahloptiken oder Teilchentracking wie z.B. MAD[3], TRANSPORT [15] und WinAGILE [13] eine zeitliche Variation der HF-Amplitude und des Magnetfeldes berücksichtigen kann, wurde, um die Injektionseffizienz in das Synchrotron zu berechnen, ein Computerprogramm in MATLAB [88] geschrieben. Zur Überprüfung des MATLAB-Programmes wurde mit diesem Programm und mit MAD v.8.23/acc jeweils bei konstanter Magnetfeldstärke und ohne Berücksichtigung des Beamloadings durch den umlaufenden Strahl die Teilchenbewegung im longitudinalen Phasenraum (ϕ, $\Delta p/p$) berechnet. Die Ergebnisse sind in Abbildung 7.9 dargestellt und zeigen nur geringe Unterschiede zwischen der Berechnung mit MATLAB und MAD.

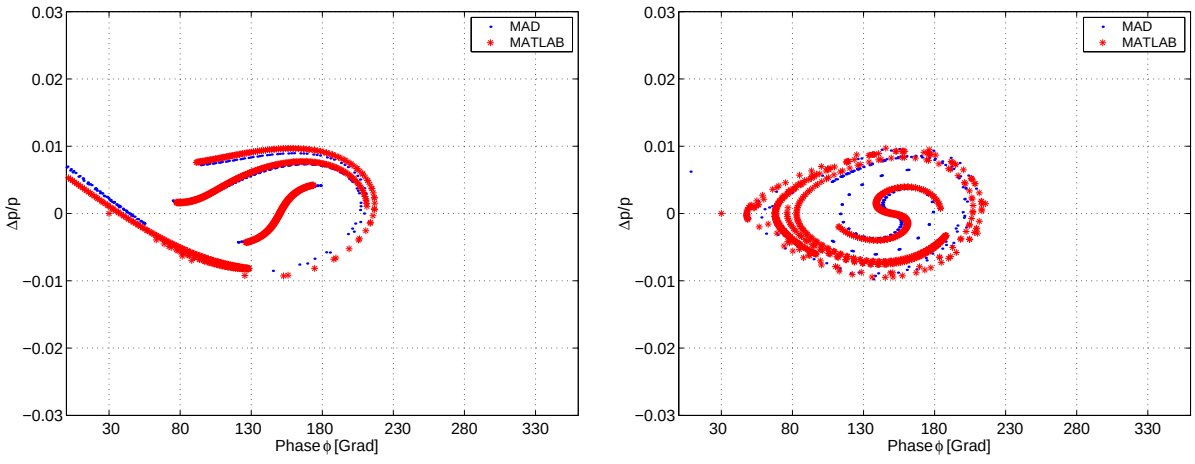
Mit dem selbstentwickelten Programm auf MATLAB-Basis kann sowohl die Variation der HF-Amplitude als auch das veränderliche Magnetfeld in die Berechnung der Teilchenbewegung mittels Matrixmultiplikation berücksichtigt werden. Das Magnetfeld wird jeweils nach einem Viertel des Ringes neu berechnet. Da die Höhe der Amplitude der Beschleunigungsspannung (berechnet nach Gl. 7.3) in den Resonatoren eine entscheidende Rolle bei den Tracking-Rechnungen spielt (vgl. auch Kapitel 2.3 oder [54, 55]), wird der Einfluß des Strahlstromes auf die Spannung in den Resonatoren durch folgende Gleichungen berücksichtigt [48, 49]:

$$U_{\mathrm{ind}} = R_s I_b \left(1 - e^{-\frac{\omega}{Q}t}\right) , \tag{7.8}$$

$$\tan \phi_{\mathrm{v}} = \frac{I_b R_s}{U_{\mathrm{hf}}} \cos \phi_s \, . \tag{7.9}$$

Die Shuntimpedanz ist $R_s = 9\,\mathrm{M}\Omega$, die Kreisfrequenz $\omega = 2\pi \cdot 500$ MHz und die Güte des Resonators $Q = 32000$. I_b ist der Strahlstrom im Synchrotron, der bei den Simulationen mit 100 mA angenommen wurde. In den Abbildungen 7.10 sind U_{ind} und ϕ_{v} für einen Simulationsdurchgang dargestellt. Simuliert wurde immer über die ersten hundert Umläufe, da der Einfangprozeß bis dahin abgeschlossen ist. Ein Teilchen gilt als verloren, wenn es entweder am Injektionspunkt auf die Septumsschneide trifft, oder

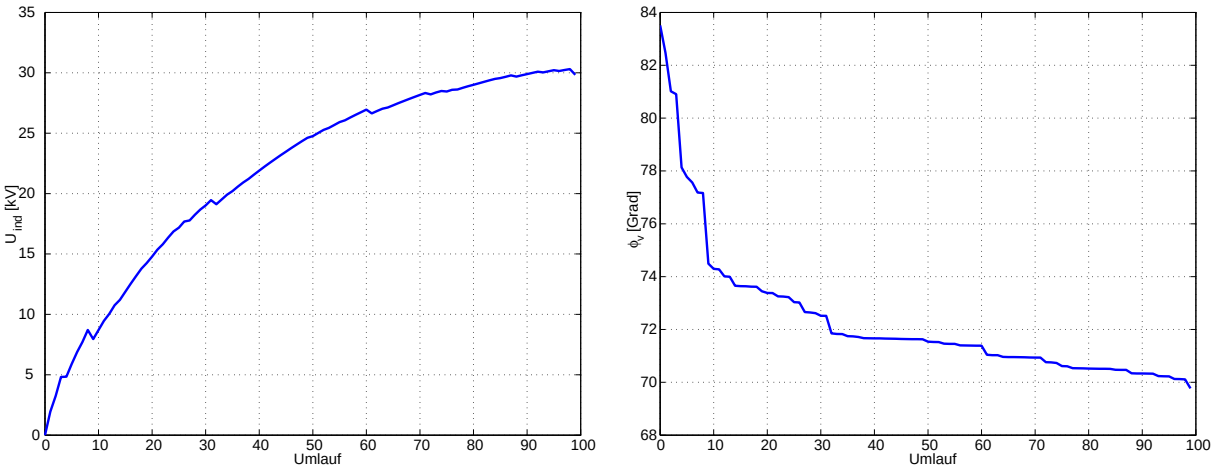
[3] Hier wurde auch die Version 8.23/acc [26] getestet. Diese kann in Erweiterung zu Version 8.22 Teilchen „beschleunigen“.



(a) 10 Umläufe

(b) 100 Umläufe

Abbildung 7.9.: Vergleich zwischen der mit MAD und mit MATLAB berechneten Teilchenbewegung im longitudinalen Phasenraum im Synchrotron nach 10 und 100 Umläufen. Beamloading und zeitliche Variation des Magnetfeldes während der simulierten 100 Umläufe wurden nicht berücksichtigt.



(a) Induzierte Spannung

(b) Winkel zwischen U_{ind} und U_{hf}

Abbildung 7.10.: Im Resonator induzierte Spannung und Phasenverschiebung zwischen induzierter Spannung und Beschleunigungsspannung. Die Kanten in der Kurve für die induzierte Spannung resultieren aus dem Teilchenverlust.

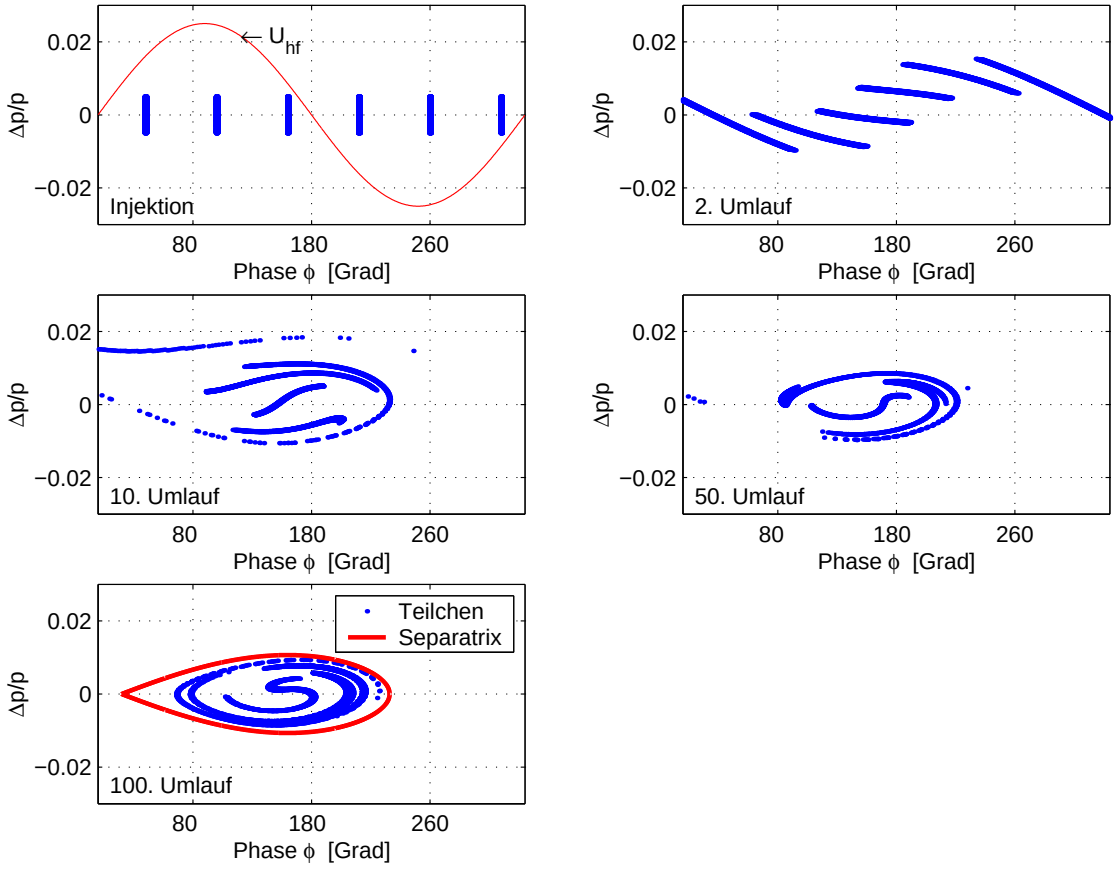


Abbildung 7.11.: Longitudinaler Phasenraum im Synchroton bei Einschuß und nach 2, 10 , 50 und 100 Umläufen. Im Bild, das den 100. Umlauf zeigt, ist noch die durch HF-Amplitude und synchrone Phase $\phi_s = 160°$gegebene Separatrix eingezeichnet.

die Energieabweichung größer als 3 % ist. Abbildung 7.11 zeigt den longitudinalen Phasenraum für verschiedene Umläufe.

7.3.2. Einschuß über mehrere Umläufe

Als Startparameter für die Rechnungen zur Injektionseffizienz wurden die von Febel und Lütter [20] berechneten Werte für den zu injizierenden Strahl genommen. So ist die Sollbahnablage des 4 mm breiten Strahls $x_s = 3{,}12$ cm und der Winkel zur Sollbahn $x'_s = 10{,}25$ mrad. Die maximal zulässige Energieabweichung ist $\Delta p/p = 0{,}5$ %. Als Startverteilung wurden die Teilchen über 360° Phase der HF-Frequenz von 500 MHz in 6 Paketen einer Phasenbreite von $1^\circ{}_{500\mathrm{MHz}}$[4] und einer rechteckförmigen Impulsverteilung von $\pm 0{,}5$ % erzeugt (vgl. Abbildung 7.11). Ein solches Ensemble an Elektronen wird im folgenden als „Synchrotronbunch“ bezeichnet.

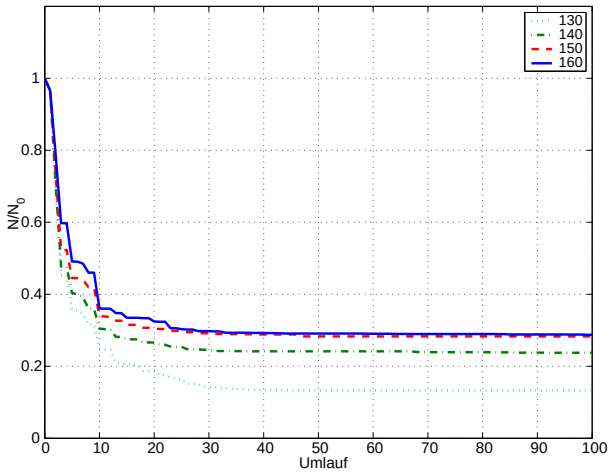
Zuerst wird die Effizienz nur eines Synchrotronbunchs, dessen Energie gleich der Energie des Synchrotrons ist, bestimmt. Hierzu wird die Anzahl der Teilchen nach 100 Umläufen N_{100} durch die Anzahl der Startteilchen N_0 geteilt. In Übereinstimmung mit den Rechnungen von Febel und Lütter[5] erhält man bei einer Injektionsenergie von 25 MeV den höchsten Prozentsatz eingefangener Elektronen von 30 % für eine synchrone Phase von 160°. Der Intensitätsverlauf dieser Simulation ist in Abbildung 7.12(a) für unterschiedliche synchrone Phasen von 130° bis 160° dargestellt. Für einen Puls von 1 μs Länge, der in der Simulation dadurch realisiert wurde, daß über vier Umläufe jeweils ein Synchrotonbunch unter Berücksichtigung der Energieverschiebung zwischen Injektionsenergie und Magnetfeld zur Simulation hinzugenommen wurde, ist die Gesamtmenge aller „injizierten“ Teilchen $N_0 = 36360$, nach 100 Umläufen sind noch $N_{100} = 6450$ (18 %) Teilchen vorhanden (Abb. 7.12(b)). Daß so viele Teilchen verloren gehen, hat zwei Gründe. Zum einen ist die Energieabweichung für die letzten Teilchen mit 100 keV gegenüber der Sollenergie beträchtlich, zum anderen ist die Beulenamplitude schon deutlich reduziert, so daß die Teilchen an der Ablenkspule nicht mehr vollständig zur Sollbahn hin abgelenkt werden, d.h. die Betatronschwingungsamplitude wird größer.

Um zu sehen, welchen Vorteil eine höhere Injektionsenergie bei gleicher Injektionsmethode brächte, wurde mit gleichen Startwerten für x, x', und $\Delta p/p$, aber einer Einschußenergie von 80 MeV gerechnet. Hierbei erhält man für einen Synchrotonbunch eine Effizienz von 35 % (Abb. 7.12(c)). Beim Einschuß über mehrere Umläufe kommt man bei gleicher Anzahl eingeschossener Teilchen wie bei 25 MeV auf einen Endwert von 7580 Teilchen (21 %) (Abb. 7.12(d)). Dies resultiert vor allem aus der bei einer Einschußenergie von 80 MeV größeren Steigung des Sinus zum Injektionszeitpunkt als bei 25 MeV Injektionsenergie, was einen größeren Energieunterschied zur Sollenergie für die „späteren“ Teilchen bedeutet. Beim LINAC 3 besteht die Möglichkeit, den Strahl durch den zweiten Subharmonischen-Buncher (s. Kapitel 4.3) mit 500 MHz zu bunchen. In der Startverteilung wurden die Teilchen daher longitudinal nur über $180^\circ{}_{500\mathrm{MHz}}$ Phase verteilt. Für diesen Fall ergibt sich für einen Synchrotronbunch eine Effizienz von 72 %, und die Menge an Teilchen durch eine Injektion über mehrere Umläufe steigt auf 16834 (49 %) (Abb. 7.12(e) u. 7.12(f)). Es ist eine deutliche Steigerung gegenüber der jetzigen Einschußenergie im Fall eines mit 500 MHz vorgebunchten Strahles zu verzeichnen. Wird der Strahl nicht vorgebuncht sind die Verbesserung in der Einfangeffizienz nur gering.

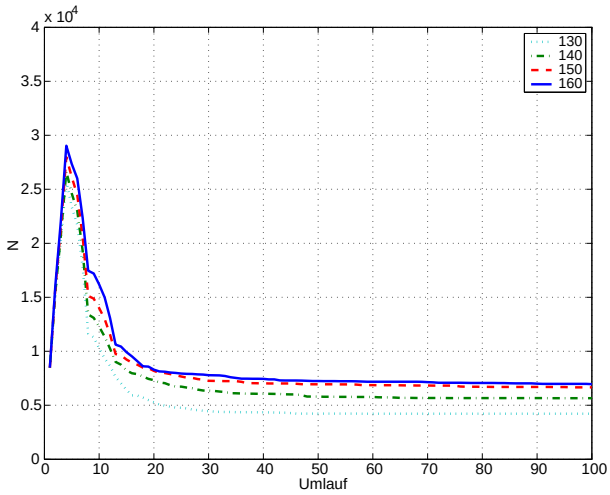
Aufgrund zweier Effekte ist der Unterschied in der Einfangeffizienz bei 25 MeV und 80 MeV in der Praxis größer als die Berechnungen voraussagen. Zum einen wurde nicht berücksichtigt, daß die Homogenität des Magnetfeldes aller 12 Magnete bei 80 MeV besser ist als bei 25 MeV, und zum anderen wurden die Raumladungseffekte, die zu einer kohärenten Arbeitspunktverschiebung führen, vernachlässigt. Diese sind proportional zu $1/\beta\gamma$ und beeinflußen den Strahl bei 25 MeV stärker als bei 80 MeV.

[4] Mit Hilfe der Notierung der Frequenz im Index soll deutlich werden, auf welche Frequenz sich die Angabe der Phasenlänge bezieht.

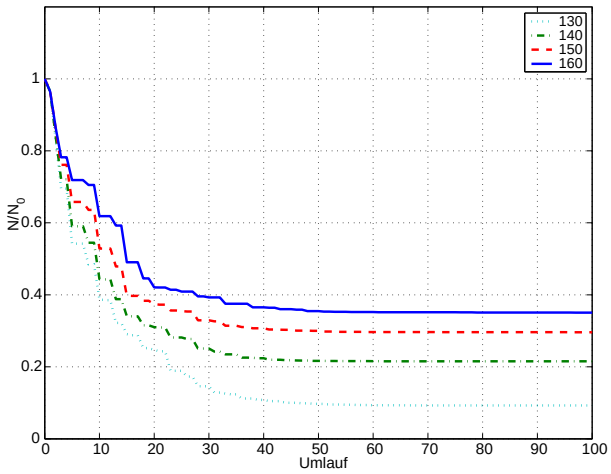
[5] H.-D. Wehner hat in seiner Diplomarbeit [91] ebenfalls Rechnungen zur Einfangeffizienz durchgeführt, allerdings betrachtet er nur den longitudinalen Phasenraum. Bei ihm werden 40 % der eingeschossenen Elektronen eingefangen. Auch dieses Ergebnis konnte bestätigt werden.



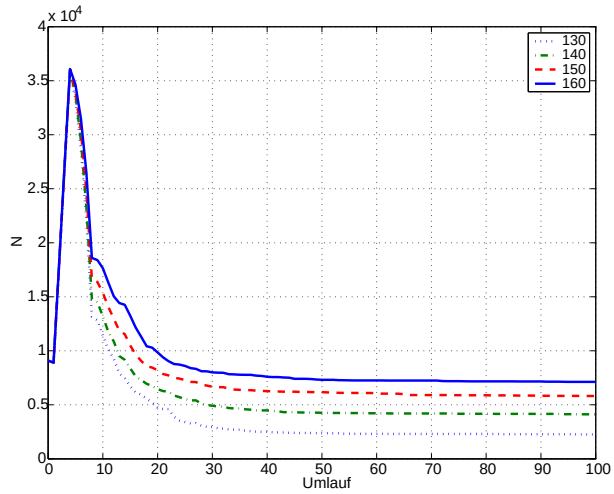
(a) 25 MeV Einschuß über einen Umlauf



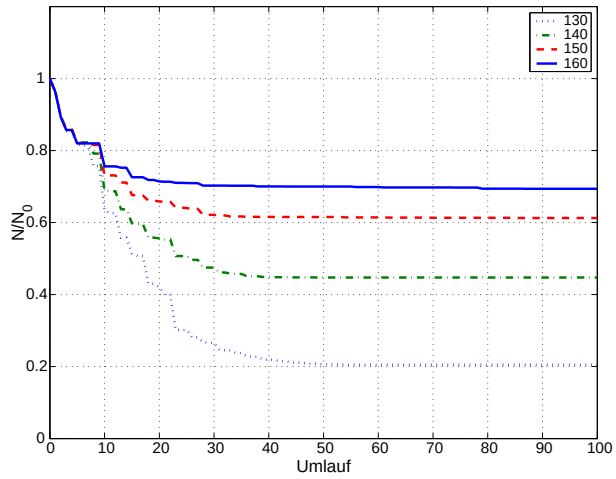
(b) 25 MeV Einschuß über 4 Umläufe



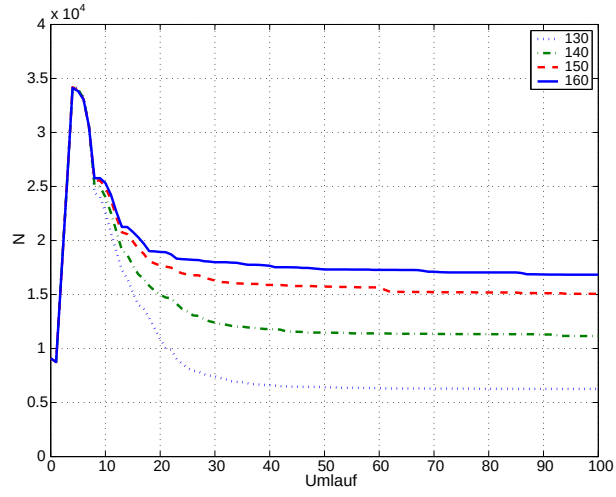
(c) 80 MeV Einschuß über einen Umlauf



(d) 80 MeV Einschuß über 4 Umläufe



(e) 80 MeV Einschuß über einen Umlauf (500 MHz gebuncht)

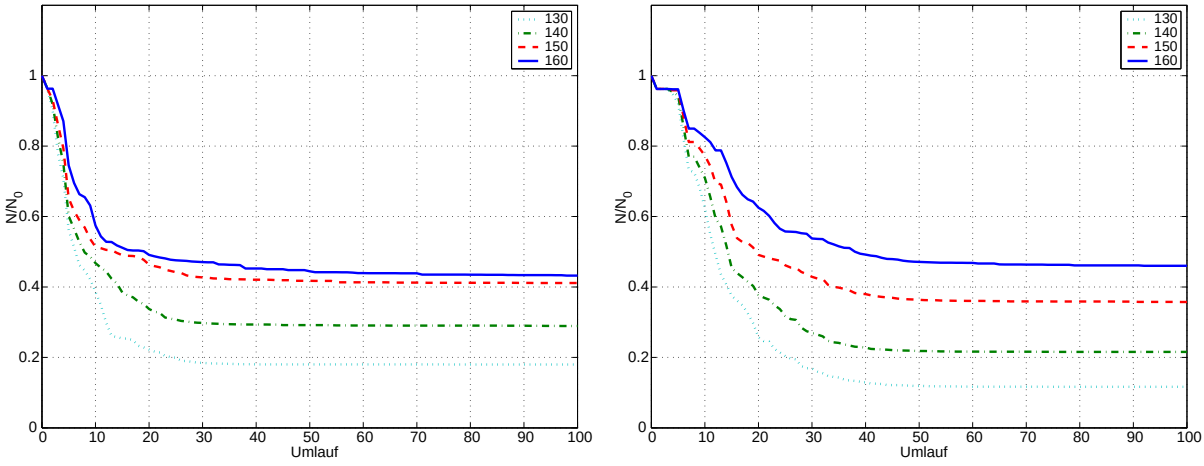


(f) 80 MeV Einschuß über 4 Umläufe (500 MHz gebuncht)

Abbildung 7.12.: Intensitätsverlauf über 100 Umläufe im Synchrotron mit einmaligem Einschuß und mit Einschuß über vier Umläufe für Injektionsenergien von 25 und 80 MeV und für verschiedene Sollphasen ϕ_s. Gerechnet für ein Injektionsschema eines Einschusses über **mehrere** Umläufe.

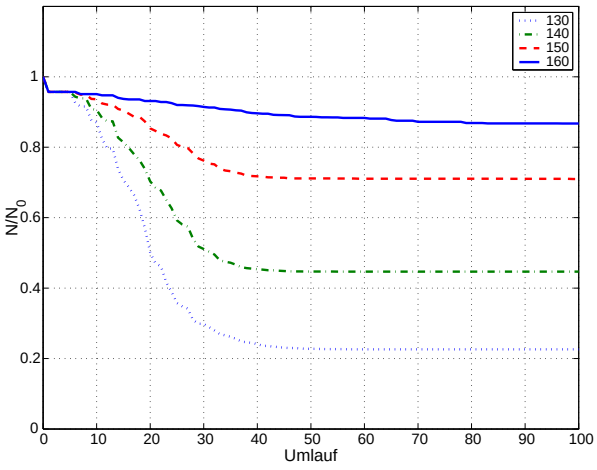
7.3.3. Injektion über einen Umlauf

Die Startverteilung für die Berechnungen zur Einfangeffizienz beim Einschuß über einen Umlauf ist, um einen direkten Vergleich zu den im vorhergehenden Abschnitt besprochenen Simulationen zu haben, longitudinal dieselbe. Dies bedeutet, über 360° von 500 MHz werden äquidistant 6 Bunche von $1^\circ_{500\mathrm{MHz}}$ Breite und einer rechteckförmigen Impulsverteilung von ± 5 % verteilt. Die Entfernung zur Sollbahn beträgt jetzt $x_s = 3{,}1$ cm und der Winkel $x'_s = 11{,}1$ mrad (s. Abschnitt 7.2.2). Die Strahlbreite ist aufgrund der Dispersion am Injektionspunkt 8 mm. Ein Teilchen gilt bei diesen Rechnungen wieder als verloren, wenn es auf die Septumsschneide ($x = 2$ cm) trifft, oder die Impulsabweichung größer als ± 3 % ist. Damit erhält man eine Verbesserung der Injektionseffizienz bei einer Einschußenergie von 25 MeV auf 43 % und bei 80 MeV auf 46 % bzw. auf 87 % für den mit 500 MHz gebunchten Strahl (vgl. Abb. 7.13(a) bis 7.13(c)). Tabelle 7.1 stellt noch einmal die Werte für den Einschuß über einen Umlauf und über mehrere Umläufe einander gegenüber.

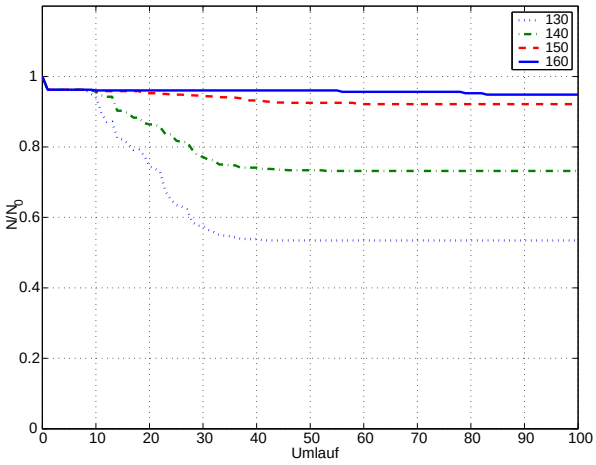


(a) Injektionsenergie 25 MeV

(b) Injektionsenergie 80 MeV



(c) Injektionsenergie 80 MeV (500 MHz gebuncht)



(d) Injektionsenergie 80 MeV (Einzelbunch)

Abbildung 7.13.: Intensitätsverlauf bei einem Einschuß über **einen** Umlauf. Dargestellt sind die ersten 100 Umläufe im Synchrotron für Injektionsenergien von 25 und 80 MeV und synchrone Phasen von 130° bis 160°. In (c) wird ein mit 500 MHz gebunchter 80 MeV-Strahl eingeschossen. In (d) ist der Verlauf für einen Einzelbuncheinschuß gezeigt.

Die bisherigen Ergebnisse für eine Einschußenergie von 80 MeV spiegeln die Einfangeffizienzen wider, die man bei einem Betrieb des LINAC 3 mit der Quelle für polarisierte Elektronenstrahlen erreichen kann. Für den Betrieb mit der thermischen Elektronenkanone lassen sich aber aufgrund der Möglichkeit, einzelne Elektronenbunche von 6 ps Länge am Ausgang des Linearbeschleunigers zu erzeugen, Einfangeffizienzen von 96 % erreichen (Abb. 7.13(d)).

	25 MeV	80 MeV	80 MeV[1]
MTI	2475 (30 %)	3186 (35 %)	6306 (72 %)
STI	3931 (43 %)	4183 (46 %)	7884 (87 %)

Tabelle 7.1.: Vergleich der Teilchenanzahl nach 100 Umläufen für einen Synchrotronbunch bei Einschuß über einen Umlauf (STI) und über mehrere Umläufe (MTI) mit Injektionsenergien von 25 und 80 MeV. In der mit [1] markierten Spalte ist der Strahl bei der Injektion mit 500 MHz gebuncht. Alle Durchläufe wurden mit 9090 Teilchen gestartet.

7.4. Die Injektionselemente

7.4.1. Der Septummagnet

Allgemein

Ein Septummagnet ist ein C-Magnet, in dessen Gap sich eine ein- oder mehrwindige Spule befindet. Um die Streufelder klein zu halten, sollten der Hin- und der Rückleiter mit den Polschuhen abschließen. Da der Strom in Hin- und Rückleiter antiparallel ist, erhält man im Gap ein homogenes, magnetisches Dipolfeld, das durch das Eisenjoch geschlossen wird. Abbildung 7.14 zeigt einen Septummagneten und dessen Magnetfeld. Da die offene Seite des Magneten dem umlaufenden Strahl zugewandt ist, ist der Außenleiter, auch Septum genannt, schmal, um den Teilchenverlust durch Streuung zu minimieren.

Die Stärke des magnetischen Flusses B eines Septummagneten läßt sich aus der durch die Leiter fließenden Stromstärke I berechnen zu:

$$B_s = \frac{\mu_0 I n}{h_g}\,. \tag{7.10}$$

h_g ist der Polschuhabstand des Septummagneten, n die Anzahl der Windungen (im Fall des Injektionsseptums ist $n = 1$) und $\mu_0 = 1{,}2566 \cdot 10^{-6}$ Vs/Am die magnetische Permeabilität im Vakuum.

Die Anforderungen

In Abschnitt 7.2.2 wurde abgeleitet, daß der Winkel $\Delta x'$, um den das Injektionsseptum den vom Linearbeschleuniger kommenden Strahl ablenken muß, 11,1 mrad beträgt. Um einen Teilchenstrahl einer Energie E um einen Winkel $\Delta x'$ abzulenken, ist eine magnetische Induktion B_s erforderlich, die von der Länge des Magneten l_m abhängig ist:

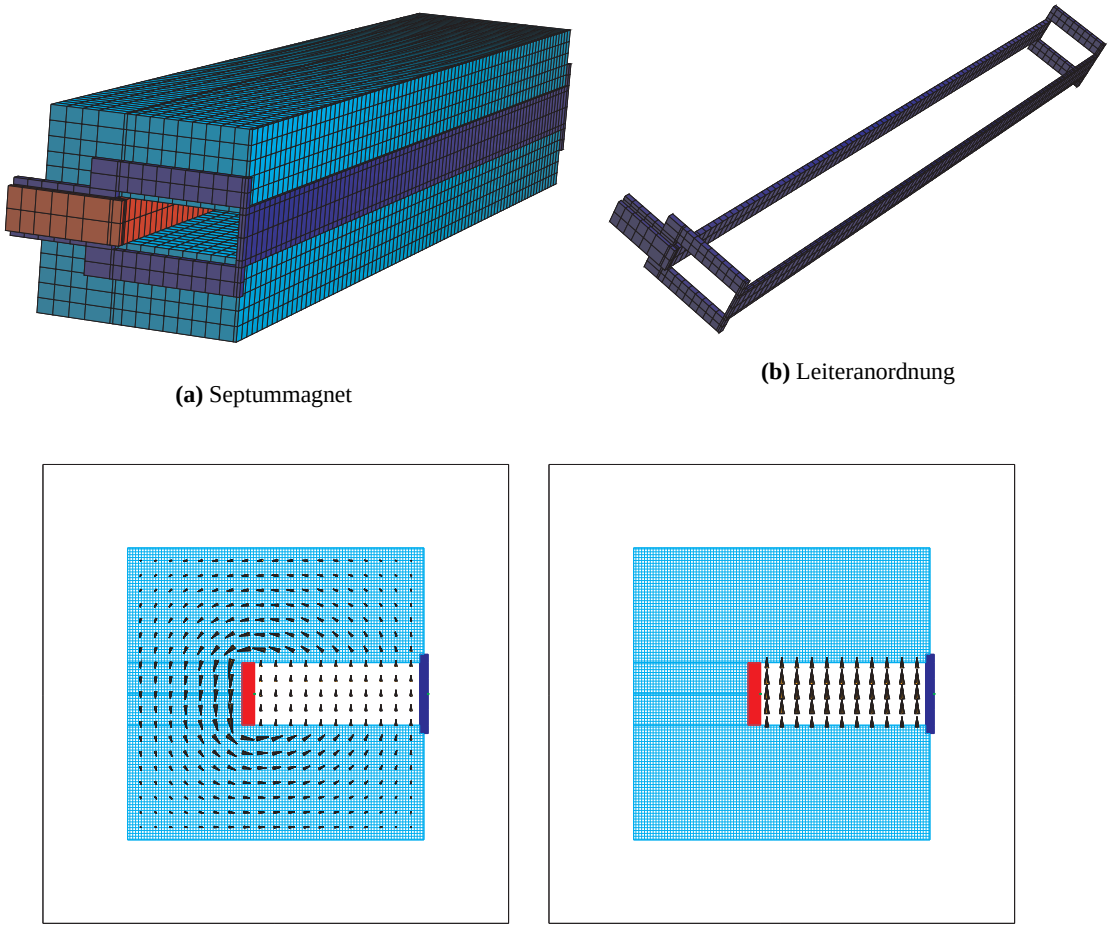
$$B_s = \frac{\Delta x' E}{c\, e\, l_{\mathrm{m}}}\,. \tag{7.11}$$

Damit ergibt sich für eine Magnetlänge l_{m} von 40 cm und eine Energie der Elektronen von $E = 80\,\mathrm{MeV}$ eine magnetische Induktionsstärke von

$$B_s = 7{,}4\,\mathrm{mT}.$$

Zur Festlegung des Abstandes der Polschuhe h_g gilt folgende Abschätzung der vertikalen Ausdehnung des injizierten Strahls am Magneten:

$$5 \cdot \sqrt{\beta_{zs}\epsilon_i} = 7{,}7\ \mathrm{mm},$$



(a) Septummagnet

(b) Leiteranordnung

(c) B-Feld

(d) H-Feld

Abbildung 7.14.: (a) und (b) zeigen eine dreidimensionale Darstellung des Septummagneten und der Leiterschleife. In (c) und (d) ist das mit MAFIA [92] berechnete B- und H-Feld dargestellt.

mit $\beta_{zs} = 3{,}98$ m, der maximalen vertikalen Betafunktion im Bereich des Septummagneten und der Emittanz des injizierten Strahls $\epsilon_i = 0{,}6\,\pi$ mm mrad. Daher ist $h_g = 15$ mm ausreichend. Die gleiche Abschätzung wird für die Gapbreite w_g durchgeführt:

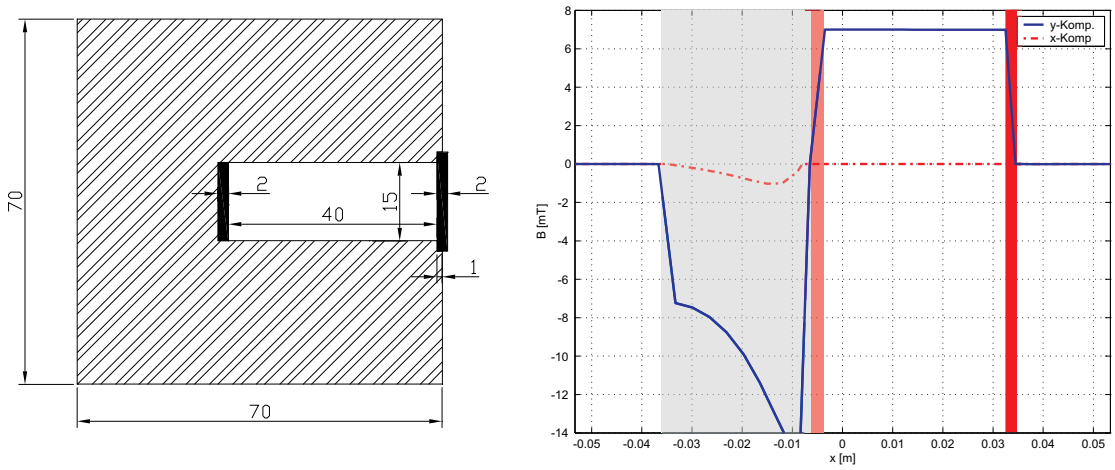
$$5 \cdot \sqrt{\beta_{xs}\epsilon_i + (D_{xs}\Delta p/p)^2} = 35{,}4 \text{ mm}.$$

$\beta_{xs} = 5{,}324$ m ist die maximale horizontale Betafunktion am Septummagneten und $D_{xs} = 1{,}370$ m die Dispersion am Injektionsort. Die Impulsunschärfe ist $\Delta p/p = 0{,}5$ %. Für die endgültige Festlegung der Gapbreite muß noch die horizontale Bewegung von 3 mm des Strahlmittelpunktes durch die Ablenkung eingerechnet werden. Dies ergibt eine Breite des Magnetgaps von $w_g = 40$ mm. Mit diesen Werten läßt sich die Stromstärke I berechnen zu

$$I = 88 \text{ A}.$$

Der Aufbau

Da die Stromdichte in einem elektrischen Leiter, der nicht wassergekühlt wird, einen Wert von ca. 4 A/mm^2 nicht überschreiten sollte [57], hat die Septumsschneide eine Höhe von 17 mm und eine Breite von 2 mm. Der Innenleiter besitzt die Abmessungen 15×2 mm^2. Für die Rechnungen mit MAFIA [92]



(a) Schnitt durch den Septummagnet (Maße in mm)

(b) B-Feld an diesem Schnitt

Abbildung 7.15.: Schnitt durch den Injektionsseptummagneten (Bemaßung in mm) mit dazugehörigem B-Feld.

wurde das Magneteisen `Dyba30`[6] eingesetzt, welches unter anderem im Ejektormagneten [21] verwendet wurde.

MAFIA-Rechnungen des Magnetfeldes ergeben für einen Strom von 88 A die in Abbildung 7.15(b) gezeigte Kurve, deren Form auch so in der Literatur beschrieben wird [46]. Die horizontale Feldkomponente ist um einen Faktor 10^{-5} schwächer als die vertikale. Das Streufeld des Septummagneten ist mit wenigen μT im erwarteten Bereich [36] und damit vernachlässigbar für den umlaufenden Strahl[7]. Der Septummagnet kann daher und aufgrund der Stromdichte von kleiner als 3 A/mm^2 als Gleichstrommagnet betrieben werden.

Die Induktivität L_s des Septummagneten läßt sich mit folgender Formel berechnen [83]:

$$L_s = \frac{2 l_{\text{eff}} \mu_0}{h_g} \left(\frac{w_g}{2} + \frac{d_s}{3} \right) . \tag{7.12}$$

Es ist $l_{\text{eff}} = \frac{1}{B_s} \int B_s(s) ds$ die effektive Magnetfeldlänge, die sich durch die Gleichung

$$l_{\text{eff}} = l_m + 2kh_g = 0{,}417 \text{ m} \tag{7.13}$$

mit $k = 0{,}56$ annähern läßt [83]. Mit dieser effektiven Feldlänge ist die Magnetinduktivität

$$L_s = 1{,}44 \ \mu\text{H}.$$

Die Rechnung mit MAFIA kommt auf einen Wert von $L_s = 1{,}40 \ \mu$H. In Tabelle 7.2 sind alle charakteristischen Werte für den Septummagneten zusammengefaßt.

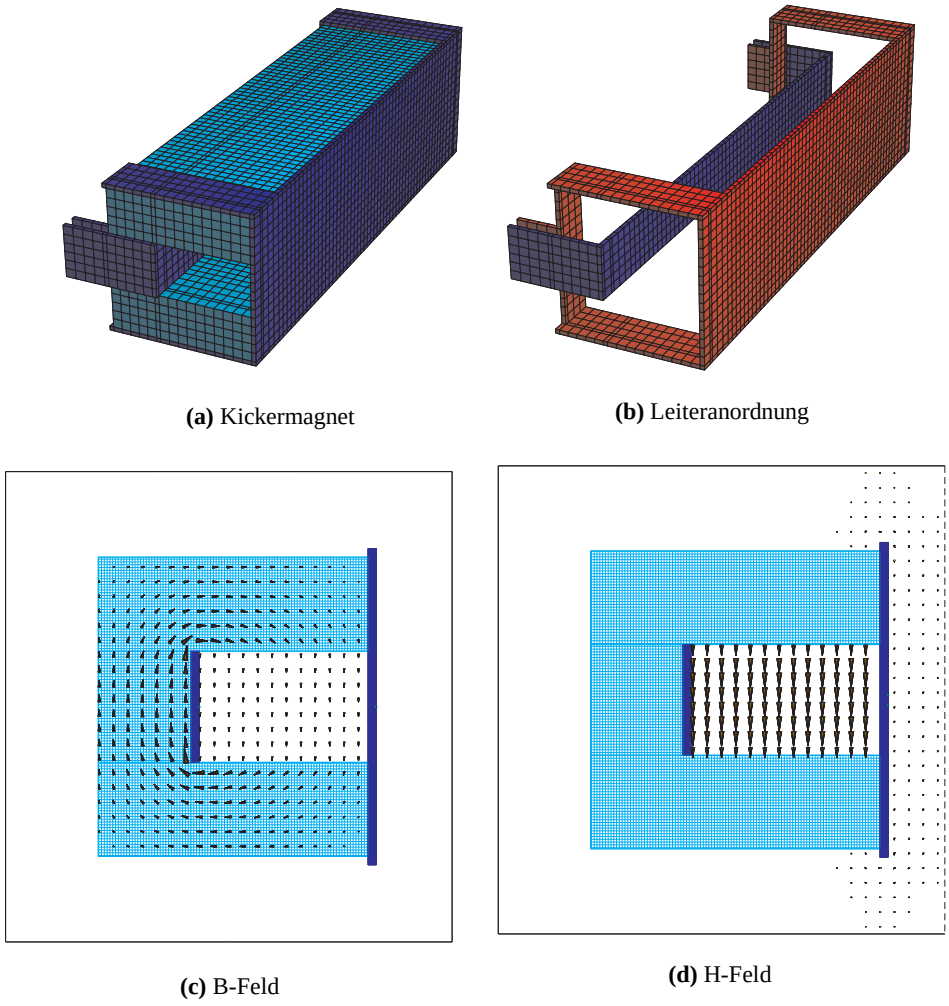
[6] $\mu_{\text{rel}} = 4000$ [44]

[7] Das Magnetfeld der Synchrotronmagnete beträgt bei dieser Energie schon 350 mT.

7.4.2. Der Injektionskicker

Allgemein

Als Kickermagnete bezeichnet man Ablenkmagnete mit sehr kurzen Anstiegszeiten $< 10^{-6}$ s und Pulsdauern τ_p zwischen 10^{-6}s und 10^{-7}s. Aufgrund dieser kurzen Pulsdauern sind Magnete erforderlich, welche nur eine kleine Induktivität von wenigen μH besitzen, da sonst die notwendigen Spannungen zu groß werden. Daher bestehen Kickermagnete häufig nur aus einer aus wenigen Leitern gebildeten Spule oder aus einem Hin- und Rückleiter in einem C-förmigen Ferritjoch [74]. Letztere Anordnung wurde für den Injektionskicker in dem hier betrachteten Fall gewählt.



(a) Kickermagnet

(b) Leiteranordnung

(c) B-Feld

(d) H-Feld

Abbildung 7.16.: Dreidimensionale Darstellung des Kickermagneten und der Leiteranordnung. In (c) und (d) ist das Ergebnis der MAFIA-Rechnungen für das B- und das H-Feld gezeigt.

Die Anforderungen

In Abschnitt 7.2.2 wurde für den Injektionskicker ein Ablenkwinkel von 7,8 mrad errechnet. Um das Magnetfeld im Kicker möglichst gering zu halten, gleichzeitig aber noch nah genug an der Stelle zu sein, an der der Phasenvorschub zwischen Ausgang Septummagnet und Kicker 90° ist, wurde eine Länge l_k des Kickers von 30 cm gewählt. Damit ergibt sich nach Gleichung 7.11 eine magnetische Induktion

$$B_k = 6{,}9 \text{ mT}.$$

Zur Berechnung der Breite und der Höhe des Magnetgaps des Kickers wird die vertikale Strahlausdehnung am Einbauort des Kickers mit $\beta_{zk} = 5{,}138$ m und $\epsilon_{sy} = 5\,\pi$ mm mrad abgeschätzt zu:

$$5 \cdot \sqrt{\beta_{zk}\epsilon_{sy}} = 25{,}6 \text{ mm}.$$

Die Abschätzung in der Horizontalen liefert mit $\beta_{xk} = 3{,}007$ m und $D_{xk} = 1{,}122$ m:

$$5 \cdot \sqrt{\beta_{xk}\epsilon_{sy} + (D_{xk}\Delta p/p)^2} = 34{,}1 \text{ mm}.$$

Daher wird das Magnetgap des Kickers auf 50×30 mm^2 festgelegt. Hieraus läßt sich mit Gleichung 7.10 die zur Erzeugung des Magnetfeldes nötige Stromstärke berechnen:

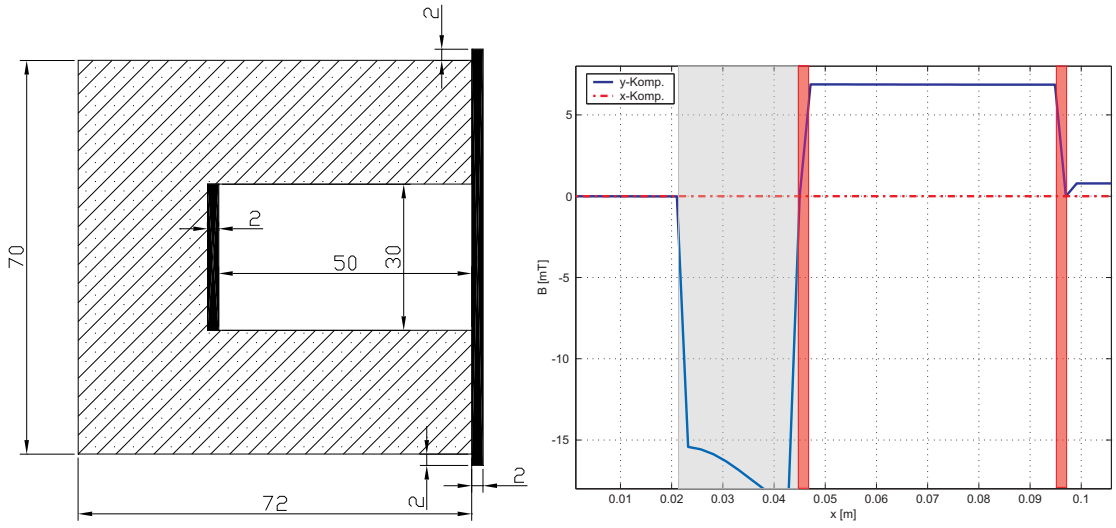
$$I_k = 165 \text{ A}.$$

Die Anforderungen an die Pulsdauer und die Anstiegszeit des Pulses ergeben sich aus der Umlaufdauer von 232 ns der Elektronen im Synchrotron. Eine Anstiegszeit von 20 ns ist ausreichend kurz, und die Pulsdauer soll 220 ns betragen.

Der Aufbau

Wie schon zu Beginn dieses Abschnittes gesagt, wurde ein Aufbau des Kickermagneten als Hin- und Rückleiter in einem Ferritjoch gewählt (Abb. 7.16(a)). Hin- und Rückleiter sind im Gegensatz zum Septummagneten nicht eine Leiterschleife, sondern zwei separate Leiter (Abb. 7.16(b)). Bei der Wahl der Leiterdicke wurde wieder berücksichtigt, daß die Stromdichte einen Wert von 4 A/mm^2 nicht überschreitet. Es ergibt sich für den Innenleiter eine Querschnittsfläche von 30×2 mm^2, für den Außenleiter 78×2 mm^2 und für die Leiter auf der Ober- und Unterseite 20×2 mm^2.

Zur Feldberechnung mit MAFIA wurden die gleichen Ferrite genommen, welche in den Tunejump-Magneten verwendet werden [35]. Diese Ferrite sind speziell für gepulste Magnete an Beschleunigeranlagen entwickelt worden und besitzen eine relative Permeabilität $\mu_{rel} = 1200$. Der damit errechnete



(a) Schnitt durch den Kickermagneten (Maße in mm)

(b) B-Feld an diesem Schnitt

Abbildung 7.17.: Schnitt durch den Injektionskicker und B-Feld an diesem Schnitt.

Verlauf der magnetischen Induktion ist in Abbildung 7.17(b) dargestellt. Die horizontale Feldkomponente ist wie beim Septummagneten vernachlässigbar gering (10^{-8} T). In Abbildung 7.16(d) erkennt man das magnetische Streufeld, welches durch die überstehenden Leiter erzeugt wird. Dies stört nicht, da die Sollbahn durch das Gapzentrum des Magneten führt.

Die Induktivität L_k des Ferritkickers errechnet sich aus der Beziehung $L_k = \mathcal{R}_a + \mathcal{R}_m$ mit den magnetischen Reluktanzen ($\mathcal{R} = l_i/A\mu$, l_i ist die Länge der Feldlinien im Magneten und A die Fläche des Flusses Φ) für Vakuum $\mathcal{R}_a$ und Ferrit $\mathcal{R}_m$ [3]:

$$L_k = \left(\frac{l_k}{\mu_{rel}\mu_0 d_{\mathrm{Fe}}} + \frac{h_g}{\mu_0 w_g} \right)^{-1} l_k^* = 0{,}715\ \mu\mathrm{H}. \tag{7.14}$$

d_{Fe} ist die Dicke des Ferritmaterials und l_k^* die effektive Feldlänge des Magneten. Rechnungen mit MAFIA liefern $L_k = 0{,}793\ \mu$H. Tabelle 7.2 faßt die Parameter des Kicker- und des Septummagneten zusammen.

Der Pulser

Meistens wird der Kickermagnet als induktiver Bestandteil eines LC-Schwingkreises aufgebaut. Der Pulsstrom wird in den meisten Fällen durch einen Kondensator mit hoher Spannung, der über ein Thyratron entladen wird, erzeugt. In dem so entstehenden LC-Schwingkreis gilt mit $\omega = 1/\sqrt{LC}$ die Differentialgleichung:

$$\ddot{I}(t) + \omega^2 I(t) = 0\ , \tag{7.15}$$

Aus der allgemeinen Lösung ergibt sich unter der Randbedingung $I(0) = 0$:

$$I(t) = I \sin(\omega t)\ . \tag{7.16}$$

Da das Thyratron bei negativen Spannungen sperrt, fließt nur eine Halbwelle lang Strom. Damit kann die Pulsdauer, gegeben durch

$$\tau_{\mathrm{kick}} = \frac{\pi}{\omega} = \pi\sqrt{LC}\,, \tag{7.17}$$

über eine entsprechende Dimensionierung des Kondensators eingestellt werden. Zum Zeitpunkt $t = 0$ ist die Spannung am Kondensator maximal, somit ist die erforderliche Ladespannung am Kondensator U_0:

$$U_0 = \omega L I_{\max}\ .$$

Diese Anordnung kann beim Injektionskicker nicht verwendet werden, da die Pulsform eine halbe Sinusschwingung ist. Für den Kicker wird dagegen ein rechteckförmiger Pulsverlauf benötigt. Aufgrund

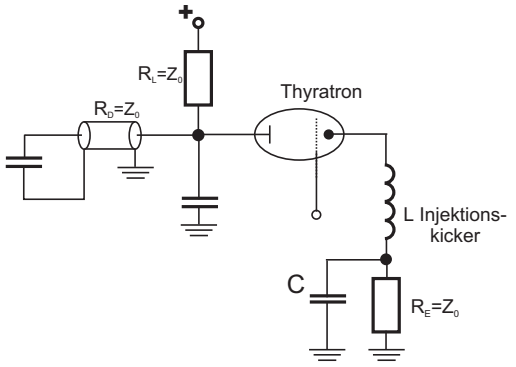


Abbildung 7.18.: Möglicher Aufbau des Kickerpulsers [41].

der Vergleichbarkeit der Anforderung an den Injektionskicker und an den Extraktionskicker des Boosters [68, 69] der Beschleunigeranlage ANKA [59] (Anstiegszeit $\leq$20 ns, Pulsdauer 100 ns) kann der Pulser ähnlich aufgebaut werden wie dieser (Abb. 7.18). Ein Koaxialkabel, welches als Verzögerungsleitung dient, wird durch ein Netzgerät aufgeladen und anschließend mit einem Thyratron als Schalter über die Induktivität des Injektionskickers und einen an das Kabel angepaßten Widerstand und Kondensator entladen. Der Kondensator verhindert Reflexionen am Kabelende. Beim Schaltvorgang bricht die Spannung auf die Hälfte zusammen. Die Ladespannung U_L, die Anstiegszeit τ_A und die Pulsdauer τ_p werden durch die folgenden Gleichungen beschrieben [53, 97]:

$$\begin{aligned} U_L &= 2Z_0 I, \\ \tau_A &= L_k/Z_0, \\ \tau_p &= l_v\sqrt{L'_K C'_K}. \end{aligned} \tag{7.18}$$

L'_K, C'_K sind die spezifischen Induktivitäten und Kapazitäten der Verzögerungsleitung und l_v deren Länge. Mit dem errechneten Wert für L_k ergibt sich bei einer geforderten Anstiegszeit τ_A von 20 ns ein Widerstandswert von 35,6 Ω. Verwendet man als Verzögerungskabel das RG-218/U, welches bei 50 Hz eine Betriebswechselspannung von 25 kV aushält, so ist $Z_0 = 45\ \Omega$ gleich dem Wellenwiderstand des Kabels. Damit würde die Anstiegszeit im Idealfall auf 15,8 ns sinken. Die Kapazität des Kondensators ergibt sich zu $C = L/Z_0^2 = 0{,}35$ nF. Die Ladespannung berechnet sich aus Gleichung 7.18 zu $U = 14{,}850$ kV. Die Induktivität je Länge und die Kapazität je Länge eines RG-218-Kabels betragen $L'_K = 251$ nH/m und $C'_K = 124$ pF/m [17]. Hieraus errechnet sich die Laufzeit je Länge

$$\tau' = 5{,}58\ \frac{\text{ns}}{\text{m}}.$$

Die Kabellänge bei einer angestrebten Pulsdauer von 220 ns ist dann $l_v = 39{,}4$ m.

Für das Thyratron kommt zum Beispiel das mit Deuterium gefüllte Keramik-Thyratron CX1154C [56] in Frage, welches auch am KEK-B [58] eingesetzt wird. Das Netzgerät zum Aufladen der Verzögerungsleitung sollte aufgrund der im Abschlußwiderstand verbrauchten Leistung von 0,5 W bei einer Spannung von 20 kV einen Strom von 100 mA liefern.

	Septummagnet	Injektionskicker
Ablenkwinkel	11,1 mrad	7,8 mrad
Magnetfeld	7,4 mT	6,9 mT
Länge	40 cm	30 cm
Gaphöhe	15 mm	30 mm
Gapbreite	40 mm	50 mm
Stromstärke	88 A	165 A
Pulsdauer	DC	220 ns
Pulsanstiegszeit		$\leq$ 20 ns
Induktivität	1,44 μH	0,715 μH

Tabelle 7.2.: Parameter des Injektionsseptummagneten und des Injektionskickers

8. Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde erörtert, ob ein neuer Injektor, bestehend aus einem Teil der Hamburger S-Band-Test-Facility, in die Bonner Beschleunigeranlage integriert werden kann. Es konnte gezeigt werden, daß ohne Veränderungen im Aufbau des Injektors, Elektronenpulse einer geringeren Energie (50 keV) als der Designenergie (90 keV) mit einer Transmission von 85 % beschleunigt werden können. Weiter ergaben Rechnungen, daß auch ein Betrieb mit einem 1 μs langen Puls von der Quelle für polarisierte Elektronenstrahlen bei ausgeschaltetem 125 MHz-Prebuncher gut möglich ist. Da der Injektor sowohl mit Elektronen aus einer thermischen Kanone, als auch mit Elektronen aus einer Quelle für polarisierte Elektronenstrahlen betrieben werden soll, ist eine Strahlweiche vor dem ersten Prebuncher einzubauen; hierfür wurde ein Alphamagnet entworfen.

Zwei mögliche Varianten für den Standort des Injektors wurden mitsamt den zugehörigen Transferkanälen erläutert. Beide Entwürfe transportieren den Strahl mit einer maximalen Strahlbreite von 7 mm in einem Strahlrohr eines Durchmessers von 35 mm vom Ende der Beschleunigerstruktur bis zum Injektionsort am Synchrotron und passen die Strahlparameter am Beschleunigerausgang an die Parameter am Injektionsort an. Für die zum Aufbau benötigten magnetischen Elemente wie Quadrupole, Ablenkmagnete und Korrekturmagnete sind Entwürfe aufgeführt. Ebenso wurden Beispiele für die Strahldiagnose gebracht.

Um die Untersuchungen zu vervollständigen, wurde noch die Verbesserung der Injektionseffizienz durch die höhere Energie des Injektors und ein neues Injektionsschema beim Einschuß in das Synchrotron berechnet. Momentan wird am Synchrotron ein Einschuß über mehrere Umläufe praktiziert, was zu Injektionseffizienzen von etwa 30 % führt. Durch eine Umstellung des Injektionsschemas auf einen Einschuß über einen Umlauf läßt sich diese Effizienz auf Werte von mehr als 80 % für den Standardbetrieb eines mit 500 MHz vorgebunchten Strahles und im Fall eines Einzelbunchbetriebes sogar auf 96 % steigern. Der für diesen Einschuß über einen Umlauf erforderliche Septummagnet wurde berechnet. Es wurde auch gezeigt, daß es möglich ist einen schnellen Kicker mit einer Anstiegs- und Abfallzeit kleiner 20 ns zu bauen.

A. Die Synchrotronschwingungen

Für die folgenden Betrachtungen sei vorausgesetzt, daß sich das elektrische Feld der Hochfrequenzstrecke durch die Gleichung

$$E(s,t) = E_0 e^{i(\omega_{\mathrm{hf}} t - ks)} = E_0 e^{i\phi_s} \tag{A.1}$$

beschreiben läßt. ω_{hf} ist die HF-Frequenz. In Zirkularbeschleunigern ist die Phase ϕ_s eine Konstante, d.h.

$$\dot{\phi}_s = \omega_{\mathrm{hf}} - k\beta c = 0\,. \tag{A.2}$$

(Hier ist $ds/dt = \beta c$ gesetzt). Sei nun $k = 2\pi/L$, wobei L der Abstand zwischen den Beschleunigungsstrecken ist. So folgt hieraus, daß $\omega_1 = 2\pi\beta c/L$, die niedrigste HF-Frequenz ist, welche die Bedingung A.2 erfüllt. ω_1 entspricht nun genau der Umlaufsfrequenz der Teilchen im Ring $\omega_u = \omega_1$. Damit ist auch jede Frequenz, die ein ganzes Vielfaches der Umlaufsfrequenz ω_u ist, zur Beschleunigung der Teilchen geeignet:

$$\omega_{\mathrm{hf}} = h\omega_u\ . \tag{A.3}$$

Die Zahl h bezeichnet man auch als „Harmonischenzahl“. Für die weiteren Ableitungen sei k nun nicht mehr konstant, da chromatische Effekte in einem Kreisbeschleuniger auftreten. So erhält man nun für $\dot{\phi}$:

$$\Delta\dot{\phi} = -\Delta(k\beta c) = -ck\Delta\beta - \beta c\frac{\partial k}{\partial p}\frac{\partial p}{\partial t}\Delta t\,. \tag{A.4}$$

Es soll weiter ϕ_s eine Konstante sein, und $\dot{\phi}_s = 0$. Die oben angesprochenen chromatischen Effekte ergeben sich aus der Impulsabhängigkeit der Wellenzahl k, die bedeutet, daß sich die Orbitlängen für Teilchen mit unterschiedlichem Impuls unterscheiden:

$$\left.\frac{\partial k}{\partial p}\right|_s = \left.\frac{\partial k}{\partial L}\frac{\partial L}{\partial p}\right|_s = -\frac{k_h}{L_s}\left.\frac{\partial L}{\partial p}\right|_s = -\frac{k_h}{L_s}\alpha_c\ , \tag{A.5}$$

mit $k_h = h2\pi/L$ und der Sollbahnlänge L_s. Es tragen nur Abschnitte mit $\rho \neq 0$ zum Momentum-Compaction-Faktor α_c bei. Mit $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)\Delta t = \Delta p$ und $mc\gamma^3\Delta\beta = \Delta p$ ergibt sich aus Gleichung A.4:

$$\dot{\phi} = -\beta c k_h(\gamma^{-2} - \alpha_c)\frac{\Delta cp}{cp_s}\,. \tag{A.6}$$

Leitet man dies nach der Zeit ab, so erhält man mit $\eta_c = (\gamma^{-2} - \alpha_c)$:

$$\ddot{\phi} + \frac{\partial}{\partial t}\left(\beta c k_h \eta_c \frac{\Delta cp}{cp_s}\right) = 0\,. \tag{A.7}$$

Da die Energie der Teilchen verglichen mit der Phasenänderung langsam variiert, kann sie als konstant angesehen werden, wodurch sich Gleichung A.7 schreiben läßt:

$$\ddot{\phi} + \frac{\beta c k_h \eta_c}{cp_s}\frac{\partial}{\partial t}\Delta cp = 0\,. \tag{A.8}$$

Der Energiegewinn eines Teilchens je Umlauf ΔE ist gegeben durch die Differenz der zugeführten Energie $\int_L E(\phi)ds = eU(\phi)$ und der zum Beispiel durch Synchrotronstrahlung abgegebenen Energie $W(E)$:

$$\Delta E = eU(\phi) - W(E)\,. \tag{A.9}$$

Entwickelt man den Energiegewinn in eine Taylor-Reihe so ergibt sich ($\varphi = \phi - \phi_s$):

$$\frac{d}{dt}\Delta E = \frac{\beta c}{L_s}\left[eU(\phi_s) + e\frac{dU}{d\phi}\bigg|_{\phi_s}\varphi - W(E) - \frac{dW}{dE}\bigg|_{E_0}\Delta E\right]. \tag{A.10}$$

Setzt man dies in Gleichung A.8 ein und $\ddot{\phi} = \ddot{\varphi}$ ergibt sich die Bewegungsgleichung:

$$\ddot{\varphi} + \frac{ck_h\eta_c\beta c}{cp_sL_s}e\frac{dU}{d\phi}\bigg|_{\phi_s}\varphi - \frac{ck_h\eta_c\beta c}{L_s}\frac{dW}{dE}\bigg|_{E_0}\frac{\Delta cp}{cp_s} = 0\,. \tag{A.11}$$

Somit hat man für **kleine** Phasenschwingungen unter der Näherung $\sin\phi \sim \phi$ die Differentialgleichung:

$$\ddot{\varphi} + 2\alpha_s\dot{\varphi} + \Omega_s^2\varphi = 0\,. \tag{A.12}$$

Das Dämpfungsglied α_s ist:

$$\alpha_s = -\frac{c}{2L_s}\frac{dW}{dE}\bigg|_{E_0}, \tag{A.13}$$

und die Synchrotronfrequenz Ω_s ist:

$$\Omega_s^2 = \frac{ck_h\eta_c\beta c}{cp_sL_s}e\frac{dU}{d\phi}\bigg|_{\phi_s}. \tag{A.14}$$

In den meisten Fällen ist die Dämpfungszeit lang gegen die Periodendauer der Synchrotronschwingung. Wodurch aus Gleichung A.12 die Gleichung

$$\ddot{\varphi} + \Omega_s^2\varphi = 0\,. \tag{A.15}$$

Ist $U(\phi) = U_0\sin\phi$ so wird hieraus durch entwickeln um die Sollphase ϕ_s mit $\phi = \varphi + \phi_s$:

$$U(\phi_s + \varphi) = U_0\left(\sin\phi_s\cos\varphi + \sin\varphi\cos\phi_s\right). \tag{A.16}$$

Damit ist die Synchrotronfrequenz:

$$\Omega_s^2 = \frac{ch\eta_c\beta c}{cp_sL_s}eU_0\cos\phi_s\,, \tag{A.17}$$

oder mit der Umlaufsfrequenz ω_u:

$$\Omega_s^2 = \frac{\omega_u^2h\eta_ceU_0\cos\phi_s}{2\pi\beta cp_s}\,. \tag{A.18}$$

B. Methoden der Emittanzmessung

B.1. Allgemeines zur Messung der Emittanz

Eine direkte Messung der Emittanz ist aufgrund deren Abhängigkeit sowohl von der Strahlbreite als auch von der Strahldivergenz nicht möglich. Denn die Divergenz kann im Gegensatz zur Strahlbreite nicht direkt gemessen werden. Mißt man dagegen die Strahlbreite an verschiedenen Orten oder variiert die Fokussierungsbedingungen, läßt sich die Emittanz aus den unterschiedlichen Strahlbreiten berechnen. Besteht diese Möglichkeit nicht, ist die Divergenz indirekt, aus einer von der Winkelverteilung abhängigen räumlichen Verteilung zu errechnen.

Die Meßmethoden zur Emittanzbestimmung lassen sich grob in zwei Kategorien unterteilen. Die eine Kategorie beinhaltet Meßtechniken, welche den Strahl beeinflussen, ihn aber nicht zerstören. Ein Beispiel hierfür ist die Messung der Emittanz durch das Variieren der Fokussierungsstärke eines Quadrupols. In der anderen Kategorie lassen sich die strahlzerstörenden Techniken wie Spalt oder Pepper-Pot zusammenfassen. Diese Meßtechniken schneiden Teile des Strahls heraus, deren räumliche Entwicklung dann mit Hilfe eines Schirmes gemessen wird. Im folgenden wird auf das Meßprinzip der Drei-Schirmmethode und der Variation der Quadrupolstärke eingegangen. Die beiden strahlzerstörenden Möglichkeiten werden zum Beispiel in [71] ausführlich erläutert.

B.2. Variation der Fokussierungsstärke eines Quadrupols

Da man durch einen Quadrupol die Form und Lage der Phasenraumellipse kontrolliert verändern kann, besteht die Möglichkeit, die Emittanz mit Hilfe eines Quadrupols und eines Schirms zu messen. Zur Bestimmung der Emittanz geht man so vor, daß die Strahlbreite in Abhängigkeit von der Fokussierungsstärke k des Quadrupols gemessen wird und man dann mit Hilfe der Strahlmatrix $\boldsymbol{\sigma}$ auf die Emittanz ϵ zurückrechnet. Die Strahlmatrix $\boldsymbol{\sigma}$ im zweidimensionalen Phasenraum ist definiert als

$$\boldsymbol{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} \\ \sigma_{21} & \sigma_{22} \end{pmatrix} = \epsilon \begin{pmatrix} \beta & -\alpha \\ -\alpha & \gamma \end{pmatrix} , \tag{B.1}$$

$$\sigma_{12} = \sigma_{21} .$$

Mit Hilfe dieser Strahlmatrix läßt sich die Strahlemittanz errechnen [93]:

$$\epsilon^2 = \sigma_{11}\sigma_{22} - \sigma_{12}^2 = \det \boldsymbol{\sigma} . \tag{B.2}$$

Gleichung (B.2) folgt aus $\beta\gamma - \alpha^2 = 1$ und Gleichung (B.1). Somit erlaubt es die Kenntnis der Strahlmatrix an einem Punkt s_0, die Emittanz zu berechnen. Für die p verschiedenen Werte der Fokussierungsstärke k gilt:

$$\sigma_{p,11}(k_p) = m_{11}(k_p)^2\sigma_{11} + 2m_{11}(k_p)m_{12}(k_p)\sigma_{12} + m_{12}(k_p)^2\sigma_{22} . \tag{B.3}$$

Zur Errechnung der Emittanz wird nun die Strahlgröße[1] $\sigma_{p,11}$ am Schirm diesmal als Funktion der Quadrupolstärke k bestimmt und das Resultat mit dem theoretischen Ausdruck verglichen. Die Matrixelemente $m_{11}(k)$ und $m_{12}(k)$ sind bei einem Aufbau in einem *dispersionsfreien* Stück, der nur aus einem in

[1] Es ist zu beachten, daß die Strahlbreite $\sqrt{\sigma_{11}}$ gemessen wird und nicht σ_{11}.

der untersuchten Ebene fokussierenden Quadrupol der Länge l, einer Driftstrecke L und einem Schirm besteht

$$m_{11}(k) = \cos\sqrt{k}l - L\sqrt{k}\sin\sqrt{k}l \ , \tag{B.4}$$

$$m_{12}(k) = \frac{1}{\sqrt{k}}\sin\sqrt{k}l + L\cos\sqrt{k}l \ . \tag{B.5}$$

Die m_{ij} erhält man aus einfacher Matrixmultiplikation der Transfermatrizen für eine Driftstrecke M_{D} und für einen fokussierenden Quadrupol:

$$M_{\mathrm{QF}} = \begin{pmatrix} \cos\sqrt{k}l & \frac{1}{\sqrt{k}}\sin\sqrt{k}l \\ -\sqrt{k}\sin\sqrt{k}l & \cos\sqrt{k}l \end{pmatrix} \ . \tag{B.6}$$

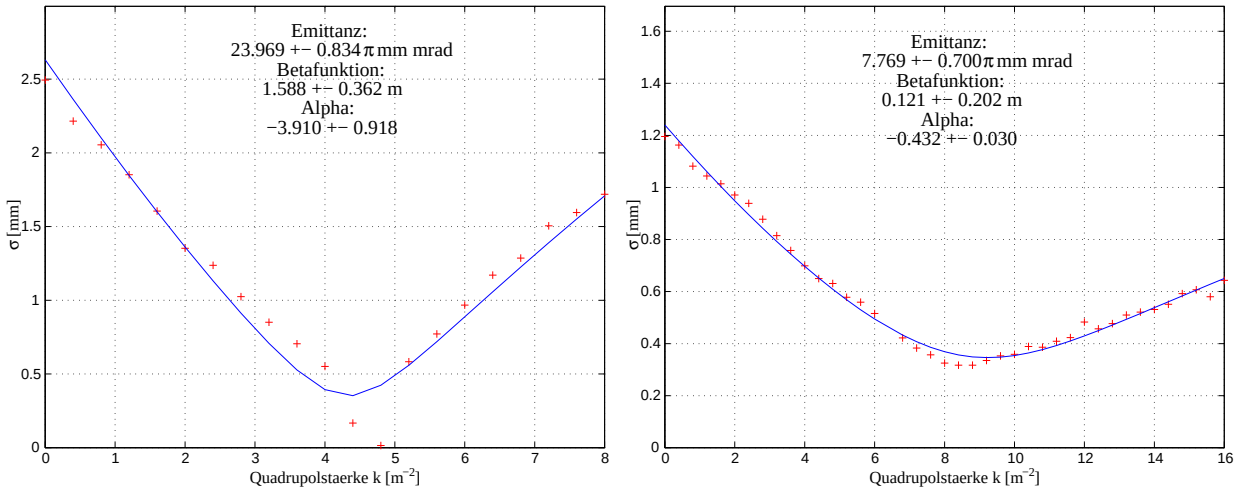
Da die Werte für l, k und L bekannt sind, kann man die Parameter σ_{11},σ_{12} und σ_{22} an die gemessene Kurve anpassen. Mit den so gewonnenen Werten für die σ_{ij} läßt sich die Emittanz aus der Gleichung (B.2) berechnen. Damit der nichtlineare Zusammenhang zwischen der Strahlbreite und der Quadrupolstärke erkennbar wird, muß die Strahlbreite deutlich verändert werden. Abbildung B.1 zeigt das Ergebnis solch eines Vorganges am Beispiel einer Emittanzmessung am Ausgang des LINAC 2.

Ist die Dispersion D von Null verschieden, so muß von der Beziehung

$$\sigma_{11} = \beta\epsilon + D^2\left(\frac{\Delta p}{p}\right)^2 \tag{B.7}$$

ausgegangen werden. Zur Berechnung der Emittanz ist jetzt die Kenntnis der Dispersionsfunktion notwendig. Diese kann unabhängig von der Emittanz gemessen werden, indem man die Energie des Strahles variiert und die Positionsänderung auf dem Schirm mißt. Durch den linearen Zusammenhang

$$\Delta x(s) = D(s)\frac{\Delta p}{p} \tag{B.8}$$



(a) Horizontale Ebene

(b) Vertikale Ebene

Abbildung B.1.: Emittanzmessung am LINAC 2 mit Hilfe der Quadrupolscanmethode.

kann durch eine Geradenanpassung an die Meßwerte die Dispersionsfunktion am Schirm bestimmt werden. Eine Messung von $\frac{\Delta p}{p}$ geschieht zum Beispiel mit einem Energiespalt. Besteht zusätzlich die Möglichkeit, die Dispersion in Abhängigkeit zum Beispiel der Fokussierungsstärke eines Quadrupols zu messen, so kann hieraus über die Beziehung

$$D(k) = m_{11}(s)D_0 + m_{12}(s)D_0' + m_{16}(s) \tag{B.9}$$

außer D_0 auch D_0' berechnet werden. $m_{16}(s) = \rho(1 - \cos\frac{s}{\rho})$ (ρ ist der Ablenkradius) ist von Null verschieden, wenn sich im Strahlweg zwischen Quadrupol und Schirm ein Ablenkmagnet befindet. Daher ist für die Messung darauf zu achten, daß sich kein Dipol im Strahlweg befindet.

B.3. Die Drei-Schirmmethode

Bei der sogenannten „Drei-Schirmmethode“ mißt man die Strahlbreite σ an drei Positionen s_0, s_1 und s_2 mit Hilfe von Schirmen[2] (Abbildung B.2), und bestimmt dann hieraus die Emittanz. Sei σ_i die Strahlbreite am i-ten Schirm dann ist in einem dispersionsfreien Stück:

$$\sigma_i = \sqrt{\beta_i \epsilon}\,, \qquad i = 0{,}1{,}2. \tag{B.10}$$

Die Betafunktion β_i an den Orten s_1 und s_2 läßt sich durch die Twiss-Parameter β_0, α_0 und γ_0 am Ort s_0 ausdrücken:

$$\beta_i = m_{i,11}^2\beta_0 - 2m_{i,11}m_{i,12}\alpha_0 + m_{i,12}^2\gamma_0\,, \quad i = 1{,}2. \tag{B.11}$$

Die $m_{i,11}$ und $m_{i,12}$ sind die Elemente der Transfermatrix zwischen der Stelle s_0 und s_1 oder s_2. Die Gleichung B.10 kann nun durch die Gleichungen

$$\epsilon = \sigma_0^2\Lambda\,, \quad \beta_0 = \frac{1}{\Lambda}\,, \quad \text{und} \quad \alpha_0 = \frac{\Gamma}{2\Lambda}$$

gelöst werden. Γ und Λ werden aus den Strahlbreiten σ_i und $m_{i,11}$,$m_{i,12}$ berechnet:

$$\Gamma = \frac{[(\sigma_3/\sigma_1)^2 - m_{3,11}^2]/m_{3,12}^2 - [(\sigma_2/\sigma_1)^2 - m_{2,11}^2]/m_{2,12}^2}{(m_{2,11}/m_{2,12}) - (m_{3,11}/m_{3,12})}\,,$$
$$\Lambda = (\sigma_2/\sigma_1)^2/m_{2,12}^2 - (m_{2,11}/m_{2,12})^2 + (m_{2,11}/m_{2,12})\Gamma - \Gamma^2/4\,.$$

Sind zwischen den Schirmen zwei äquidistante Driftstrecken der Länge L und hat man keine Dispersion, so werden mit der Transfermatrix für eine Driftstrecke:

$$M_{\mathrm{D}} = \begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix}\,, \tag{B.12}$$

die Matrixelemente $m_{i,11} = 1$ und $m_{i,12} = i \cdot L$.

Will man sämtliche Strahlparameter α, β, D_0, D_0' und ϵ bestimmen, so läßt sich dies mit einer Anordnung aus fünf Schirmen und einem vor dem vierten Schirm liegenden Ablenkmagneten realisieren [22]. Die Dispersionsfunktion am i-ten Schirm ist:

$$D_i = m_{i,11}D_0 + m_{i,12}D_0' + m_{i,16}\,, \quad i = 2{,}3{,}4{,}5. \tag{B.13}$$

Mit Hilfe der Gleichungen B.11 und B.7 kann B.13 in Matrixform geschrieben werden (mit $\delta = \Delta p/p$):

$$\Sigma = M\Pi\,, \tag{B.14}$$

[2] Dies können sowohl Fluoreszenzschirme als auch OTR-Schirme sein.

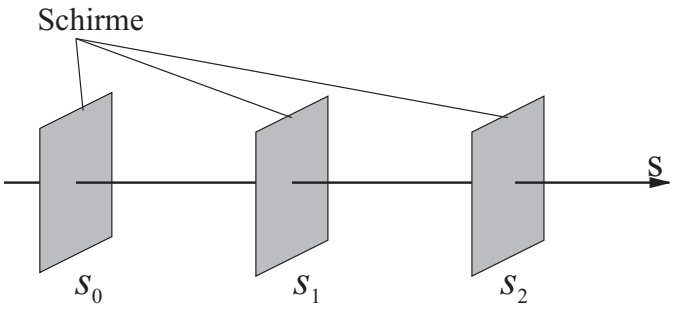


Abbildung B.2.: Versuchsaufbau der Drei-Schirmmethode zur Emittanzbestimmung.

mit

$$\Sigma = \begin{pmatrix} \sigma_1^2 \\ \sigma_2^2 - m_{2,16}\delta^2 \\ \sigma_3^2 - m_{3,16}\delta^2 \\ \sigma_4^2 - m_{4,16}\delta^2 \\ \sigma_5^2 - m_{5,16}\delta^2 \end{pmatrix}, \quad \Pi = \begin{pmatrix} \beta_0\epsilon + D_0^2\delta^2 \\ \alpha_0\epsilon - D_0 D_0'\delta^2 \\ \gamma_0\epsilon + D_0'^2\delta^2 \\ D_0\delta^2 \\ D_0'\delta^2 \end{pmatrix}$$

und

$$M = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ m_{2,11}^2 & -2m_{2,11}m_{2,12} & m_{2,12}^2 & 2m_{2,11}m_{2,16} & 2m_{2,12}m_{2,16} \\ m_{3,11}^2 & -2m_{3,11}m_{3,12} & m_{3,12}^2 & 2m_{3,11}m_{3,16} & 2m_{3,12}m_{3,16} \\ m_{4,11}^2 & -2m_{4,11}m_{4,12} & m_{4,12}^2 & 2m_{4,11}m_{4,16} & 2m_{4,12}m_{4,16} \\ m_{5,11}^2 & -2m_{5,11}m_{5,12} & m_{5,12}^2 & 2m_{5,11}m_{5,16} & 2m_{5,12}m_{5,16} \end{pmatrix}.$$

Damit M invertiert werden kann, ist es notwendig, daß mindestens zwei $m_{i,16}$ von Null verschieden sind. Dies wird durch den Ablenkmagneten zwischen dem vierten und dem fünften Schirm erreicht. Somit lassen sich die Twissparameter aus $M^{-1}\Sigma = \Pi$ nach folgenden Gleichungen berechnen:

$$\begin{aligned} D_0 &= \Pi_4/\delta^2\,, \\ D_0' &= \Pi_5/\delta^2\,, \\ \beta_0 &= A/\sqrt{AC - B^2} \quad \text{mit} \quad A = \Pi_1 - \Pi_4/\delta^2\,, \\ \alpha_0 &= B/\sqrt{AC - B^2} \quad \text{mit} \quad B = \Pi_2 + \Pi_4\Pi_5/\delta^2\,, \\ \epsilon &= \sqrt{AC - B^2} \qquad \text{mit} \quad C = \Pi_1 - \Pi_5/\delta^2\,. \end{aligned}$$

C. Mechanische und optische Parameter des Synchrotrons

Anzahl der Zellen			12	
O-Sektor				
	Länge	L_0	1,7944	m
F-Sektor				
	Länge	L_F	2,0028	m
	Dipolkrümmungsradius	ρ	7,65	m
	Quadrupolkoeffizient	k_F	-0,38	m^{-2}
	Sextupolkoeffizient	m_F	0,112	m^{-3}
	Feldindex	n_F	-22,173	
D-Sektor				
	Länge	L_D	2,0028	m
	Dipolkrümmungsradius	ρ	7,65	m
	Quadrupolkoeffizient	k_D	0,397	m^{-2}
	Sextupolkoeffizient	m_D	-0,290	m^{-3}
	Feldindex	n_D	23,233	
Endenergie		$E_{\max}$	0,5-1,6	GeV
Umfang		L	69,60	m
Bunchabstand		L_B	60	cm
Harmonischenzahl		h	116	
Umlaufsfrequenz der Elektronen		f_u	4,307	MHz
Hochfrequenz				
	Frequenz	f_{hf}	499,67	MHz
	Länge	L	90	cm
	Spitzenleistung Klystron	$P_{\max}$	100	kW
	Mittlere Leistung	P_m	40	kW
	Spitzenspannung	$\hat{U}_{\mathrm{hf}}$	720	kV
	Shuntimpedanz	r_s	10	MΩ/m
	Güte	Q	32000	
	Phasenvorschub	TM_{010}	π	

Tabelle C.1.: Parameter der Magnete und der Hochfrequenzanlage [1, 87].

Arbeitspunkte			
	Q_x	3,38	
	Q_y	3,40	
β-Funktion			
	$\beta_{x,\min}$	1,49	m
	$\beta_{x,\max}$	9,23	m
	$\beta_{y,\min}$	1,47	m
	$\beta_{y,\max}$	9,23	m
	ψ_{Zelle}	101,7°	
Dispersionsfunktion			
	$D_{x,\max}$	1,67	m
	$D_{x,\min}$	0,82	m
	D_y	0	m
Chromatizität			
	$\xi_{x,\text{nat}}$	-4,78	
	$\xi_{y,\text{nat}}$	-4,46	
	$\xi_{x,\text{cor}}$	1,39	
	$\xi_{y,\text{cor}}$	2,77	
Momentum-Compaction-Faktor			
	α_c	0,11	

Tabelle C.2.: Optische Parameter unter der Annahme, daß es sich beim Synchrotron um einen idealen Beschleuniger handelt.

D. MAD-Ausgabedateien der Transferkanäle

D.1. Transfer Alternative 1

```
Linear lattice functions.    TWISS              line: LINAC3                  range: #S/#E
Delta(p)/p:      .000000     symm: F            super:   1                                                  page     1
-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------
     ELEMENT SEQUENCE       I              H O R I Z O N T A L              I                 V E R T I C A L
pos.  element occ.      dist I   betax   alfax    mux    x(co)  px(co) Dx    Dpx  I   betay  alfay   muy    y(co)  py(co) Dy    Dpy
no.   name    no.       [m]  I   [m]     [1]     [2pi]  [mm]   [.001] [m]   [1]  I   [m]    [1]     [2pi]  [mm]   [.001] [m]   [1]
-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------
begin LINAC3     1       .000   50.000  −.500    .000   .000   .000   .000  .000   50.000  −.500    .000   .000   .000   .000  .000
    1 D1         1     1.200   51.236  −.530    .004   .000   .000   .000  .000   51.236  −.530    .004   .000   .000   .000  .000
    2 Q1         1     1.380   58.907−44.041    .004   .000   .000   .000  .000   44.610 35.618    .004   .000   .000   .000  .000
    3 D2         1     1.630   82.986−52.277    .005   .000   .000   .000  .000   28.580 28.503    .005   .000   .000   .000  .000
    4 Q2         1     1.810   86.837 32.161    .005   .000   .000   .000  .000   23.404  1.931    .007   .000   .000   .000  .000
    5 D3         1     3.510   11.945 11.892    .014   .000   .000   .000  .000   17.423  1.587    .020   .000   .000   .000  .000
    6 Q3         1     3.690    6.282 17.364    .017   .000   .000   .000  .000   20.645−20.704    .022   .000   .000   .000  .000
    7 D4         1     4.190     .956 −6.712    .484   .000   .000   .000  .000   46.552−31.110    .024   .000   .000   .000  .000
    8 Q4         1     4.370    5.632−21.105    .497   .000   .000   .000  .000   47.504 26.208    .025   .000   .000   .000  .000
    9 D5         1     5.170   90.126−84.512    .503   .000   .000   .000  .000   14.838 14.624    .030   .000   .000   .000  .000
   10 M1         1     5.414   86.026 98.474    .503   .000   .000   .082  .643    9.280  8.842    .033   .000   .000   .000  .000
   11 D6A        1     6.114    3.403 19.560    .509   .000   .000   .532  .643    1.082  2.869    .068   .000   .000   .000  .000
   12 D6B        1     6.214     .618  8.287    .520   .000   .000   .596  .643     .594  2.016    .088   .000   .000   .000  .000
   13 D6C        1     6.314     .088 −2.986    .950   .000   .000   .660  .643     .276  1.163    .128   .000   .000   .000  .000
   14 D6D        1     6.414    1.813−14.260    .990   .000   .000   .725  .643     .128   .310    .217   .000   .000   .000  .000
   15 M2         1     6.720   13.765−14.398    .999   .000   .000   .763 −.407     .738 −2.384    .447   .000   .000   .000  .000
   16 D7         1     7.220   31.946−21.964   1.003   .000   .000   .560 −.407    5.386 −6.912    .487   .000   .000   .000  .000
   17 Q5         1     7.400   31.784 22.788   1.003   .000   .000   .421−1.096  10.071−21.232    .491   .000   .000   .000  .000
   18 D8A        1     7.950   11.669 13.785   1.008   .000   .000  −.181−1.096  46.996−45.905    .495   .000   .000   .000  .000
   19 Q6         1     8.130   10.147 −4.486   1.011   .000   .000  −.417−1.589  48.784 36.999    .496   .000   .000   .000  .000
   20 D8B        1     9.080   20.548 −6.463   1.021   .000   .000 −1.927−1.589   3.830 10.322    .507   .000   .000   .000  .000
   21 Q7         1     9.260   13.785 37.747   1.023   .000   .000 −1.741 3.568   2.036  1.204    .518   .000   .000   .000  .000
   22 D9         1     9.660     .137 −3.626   1.476   .000   .000  −.314 3.568   1.265   .723    .558   .000   .000   .000  .000
   23 M3         1    10.210   12.681  3.626   1.519   .000   .000   .899 −.104    .963  −.135    .641   .000   .000   .000  .000
   24 D10        1    10.610    9.958  3.180   1.524   .000   .000   .858 −.104   1.240  −.557    .701   .000   .000   .000  .000
   25 Q8         1    10.790    8.850  2.979   1.527   .000   .000   .839 −.104   1.475  −.748    .722   .000   .000   .000  .000
   26 D11        1    11.690    4.391  1.975   1.550   .000   .000   .745 −.104   3.677 −1.699    .785   .000   .000   .000  .000
end   LINAC3     1    11.690    4.391  1.975   1.550   .000   .000   .745 −.104   3.677 −1.699    .785   .000   .000   .000  .000
-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------
total length =        11.689700          mux          =          1.550340          muy          =           .785291
delta(s)     =          .000000 mm       dmux         =         −4.775816          dmuy         =        −21.160834
                                         betax(max)   =         90.125805          betay(max)   =         51.236000
                                         Dx(max)      =          1.926732          Dy(max)      =           .000000
                                         Dx(r.m.s.)   =           .694236          Dy(r.m.s.)   =           .000000
-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------
```

D.2. Transfer Alternative 2

Linear lattice functions. TWISS line: LINAC3 range: #S/#E
Delta(p)/p: .000000 symm: F super: 1 page 1

ELEMENT SEQUENCE				I	HORIZONTAL						I	VERTICAL					
pos. no.	element name	occ. no.	dist [m]	I	betax [m]	alfax [1]	mux [2pi]	x(co) [mm]	px(co) [.001]	Dx [m]	Dpx [1]	I	betay [m]	alfay [1]	muy [2pi]	y(co) [mm]	py(co) [.001]	Dy [m]	Dpy [1]
begin	LINAC3	1	.000		50.000	−.500	.000	.000	.000	.000	.000		50.000	−.500	.000	.000	.000	.000	.000
1	D1	1	1.200		51.236	−.530	.004	.000	.000	.000	.000		51.236	−.530	.004	.000	.000	.000	.000
2	Q1	1	1.380		50.240	6.019	.004	.000	.000	.000	.000		52.634	−7.295	.004	.000	.000	.000	.000
3	D2	1	1.680		46.695	5.797	.005	.000	.000	.000	.000		57.103	−7.604	.005	.000	.000	.000	.000
4	Q2	1	1.860		44.993	3.686	.006	.000	.000	.000	.000		59.408	−5.165	.006	.000	.000	.000	.000
5	D3	1	3.560		33.396	3.135	.013	.000	.000	.000	.000		78.314	−5.957	.010	.000	.000	.000	.000
6	Q3	1	3.740		36.434	−20.697	.014	.000	.000	.000	.000		71.115	44.307	.010	.000	.000	.000	.000
7	D4	1	4.140		54.877	−25.411	.015	.000	.000	.000	.000		40.088	33.260	.011	.000	.000	.000	.000
8	Q4	1	4.320		57.421	11.842	.016	.000	.000	.000	.000		33.028	7.508	.012	.000	.000	.000	.000
9	D5	1	5.120		40.049	9.874	.018	.000	.000	.000	.000		22.127	6.118	.017	.000	.000	.000	.000
10	M1	1	5.329		26.430	49.004	.019	.000	.000	.054	.508		20.547	1.601	.018	.000	.000	.000	.000
11	D6A	1	5.629		5.208	21.735	.023	.000	.000	.207	.508		19.602	1.549	.021	.000	.000	.000	.000
12	D6B	1	5.829		.150	3.556	.060	.000	.000	.308	.508		18.989	1.515	.022	.000	.000	.000	.000
13	D6C	1	5.929		.348	−5.533	.488	.000	.000	.359	.508		18.688	1.497	.023	.000	.000	.000	.000
14	D6D	1	6.329		19.318	−41.892	.512	.000	.000	.562	.508		17.518	1.428	.027	.000	.000	.000	.000
15	M2	1	6.608		33.853	−1.409	.514	.000	.000	.655	.129		17.688	−2.055	.029	.000	.000	.000	.000
16	D7	1	7.008		34.994	−1.444	.516	.000	.000	.706	.129		19.380	−2.173	.033	.000	.000	.000	.000
17	Q5	1	7.188		34.503	4.147	.517	.000	.000	.719	.014		20.754	−5.534	.034	.000	.000	.000	.000
18	D8	1	8.388		25.309	3.514	.523	.000	.000	.736	.014		36.231	−7.363	.041	.000	.000	.000	.000
19	Q6	1	8.568		25.839	−6.525	.524	.000	.000	.764	.307		36.296	7.005	.042	.000	.000	.000	.000
20	D9	1	12.368		99.788	−12.935	.536	.000	.000	1.932	.307		2.977	1.763	.101	.000	.000	.000	.000
21	Q7	1	12.548		94.504	41.306	.536	.000	.000	1.891	−.768		2.654	.089	.112	.000	.000	.000	.000
22	D10	1	13.548		29.957	23.241	.539	.000	.000	1.123	−.768		2.856	−.290	.171	.000	.000	.000	.000
23	Q8	1	13.728		25.021	5.188	.540	.000	.000	1.045	−.104		2.658	1.345	.181	.000	.000	.000	.000
24	D11A	1	15.128		12.681	3.626	.553	.000	.000	.899	−.104		.963	−.135	.351	.000	.000	.000	.000
25	D11B	1	15.528		9.958	3.180	.559	.000	.000	.858	−.104		1.240	−.557	.410	.000	.000	.000	.000
26	Q9	1	15.708		8.850	2.979	.562	.000	.000	.839	−.104		1.475	−.748	.432	.000	.000	.000	.000
27	D12	1	16.608		4.391	1.975	.585	.000	.000	.745	−.104		3.677	−1.699	.495	.000	.000	.000	.000
end	LINAC3	1	16.608		4.391	1.975	.585	.000	.000	.745	−.104		3.677	−1.699	.495	.000	.000	.000	.000

total length =	16.608300	mux =	.584713	muy =	.494763		
delta(s) =	.000000 mm	dmux =	−3.337733	dmuy =	−.263888		
		betax(max) =	99.788329	betay(max) =	78.314084		
		Dx(max) =	1.932475	Dy(max) =	.000000		
		Dx(r.m.s.) =	.760614	Dy(r.m.s.) =	.000000		

Literaturverzeichnis

[1] ALTHOFF, K.-H.; ET AL.: *The 2.5 GeV Electron Synchrotron of the University of Bonn. Nucl. Inst. Meth.*, 61 (1968) 1.

[2] ALTHOFF, K.-H.; ET AL.: *Das 2,5-GeV-Elektronen-Synchrotron der Universität Bonn (Sonderdruck aus Jahrbuch 1969)*. Köln und Opladen: Westdeutscher Verlag, 1969.

[3] ANDERSON, D.; ET AL.: *Kicker Magnet Systems for the Injector Synchrotrons*. Techn. Ber. SSCL-385, Superconducting Super Collider Laboratory, Dallas, 1991.

[4] BABOI, N.; DOHLUS, M.; ET AL.: *Dipole Mode Study by Means of HOM Couplers at SBTF*. In: Parthé [66].

[5] BÜCKING, H.; HUMPERT, M.: *COPS – Computer Operated Power Supply*. Universität Bonn, Physikalisches Institut, 1996.

[6] BERGOZ, J.: *Integrating Current Transformer User's Manual*. BERGOZ, F-01170 Crozet, Frankreich, 1989.

[7] BONGARTZ, H.: *Dissertation in Vorbereitung*.

[8] BORLAND, M.: *A High-Brightness Thermionic Microwave Electron Gun*. Techn. Ber. Report 402, SLAC, 1991.

[9] BREIDENBACH, M.; ET AL.: *An Inverted-Geometry, High Voltage Polarized Electron Gun with UHV Load Lock. Nucl. Inst. Meth.*, A350 (1994) 1.

[10] BRILLOUIN, L.: *Wave Propagation in Periodic Structures*. New York: Dover Publ. Inc., McGraw-Hill Book Co., 2. Aufl., 1953.

[11] BRINKMANN, R.; ET AL.: *Conceptual Design of a 500 GeV e^+e^- Linear Collider with Integrated X-Ray Laser Facility*. Design Report 1997-048, DESY, 1997.

[12] BRUNET, P.; BUFFET, X.: *Injectors*. In: *Linear Accelerators* (Herausgeber LAPOSTOLLE [52]), S. 253 ff. 1970.

[13] BRYANT, P.: *Windows Alternating Gradient Interactive Lattie Design Version 3.5*. Techn. Ber., CERN, 1998.

[14] BRYANT, P.; JOHNSEN, K.: *The Principles of Circular Accelerators and Storage Rings*. Cambridge: Cambridge University Press, 1. Aufl., 1993.

[15] CAREY, D.; BROWN, K.: *Third Order TRANSPORT with MAD Input. A Computer Program for Designing Charged Particle Beam Transport Systems*. Techn. Ber. FERMILAB-Pub-98/310, Fermi National Accelerator Laboratory, 1998.

[16] DREES, J.: *Messungen an den Strahlführungsmagneten des Bonner 2,5 GeV-Synchrotrons*. Interner Bericht 1-028, 1967.

[17] DREIST, A.: *Das Injektionssystem des Stretcherringes ELSA*. Dissertation, Universität Bonn, 1989. BONN-IR-89-26.

[18] EDWARDS, D.: *TESLA TEST FACILITY LINAC - Design Report*. Design Report TESLA 95-01, DESY, 1995.

[19] ENGE, H.: *Achromatic Magnetic Mirror for Ion Beams*. *Rev. Sci. Instrum.*, 34 (1963) 385.

[20] FEBEL, A.; LÜTTER, P.: *Das Einlenksystem des Bonner 2.3 GeV-Elektronensynchrotrons*. Diplomarbeit, Universität Bonn, 1966. BONN-1-006.

[21] FRIEDL, J.: *Bau und Test eines Ejektormagneten sowie des dazugehörigen Strompulsers für die Extraktion aus dem Bonner 2.5 GeV Elektronensynchrotron für ELSA*. Diplomarbeit, Universität Bonn, 1986. BONN-IR-86-10.

[22] GIOVANNOZZI, M.; ET AL.: *Measurement of the Optical Parameters of a Transfer Line Using Multi-Profile Analysis*. In: Myers [60], S. 891–893.

[23] GOWIN, M.: *Dissertation in Vorbereitung*.

[24] GOWIN, M.: *persönliche Mitteilung*.

[25] GROTE, H.; ISELIN, C.: *The MAD Program (Methodical Accelerator Design) Version 8.19 User's Reference Manual*. Techn. Ber. CERN 90-13 (AP) (Rev. 5), CERN, 1996.

[26] GROTE, H.; KEIL, E.; RAUBENHEIMER, T.; WOODLEY, M.: *Extension of MAD Version 8 to Include Beam Acceleration*. In: Myers [61], S. 1390–1392.

[27] HAIMSON, J.: *Some aspects of electron beam optics and X-ray production with the linear accelerator*. IEEE Trans. Nucl. Sci. No. 9[2], S. 32 ff. 1962.

[28] HAROLD, M.: *Magnet Systems*. In: *General Accelerator School* (Herausgeber TURNER, S.), CERN Accelerator School, S. 478–488. CERN, 1985. CERN 85-19.

[29] HASEROTH, H.: *Elemente am Einlenksystem des Bonner 2.5 GeV Elektronensynchrotrons*. Diplomarbeit, Universität Bonn, 1968. BONN-1-006.

[30] HELM, R.; MILLER, R.: *Particle Dynamics*. In: *Linear Accelerators* (Herausgeber LAPOSTOLLE [52]), S. 115 ff. 1970.

[31] HERMINGHAUS, H.: *MUELL*. Interner Bericht (S. 28ff), MAMI, 1970.

[32] HILL, C.; VRETENAR, M. (Herausgeber): *Proceedings of the 1996 International Linac Conference*. 1996.

[33] HILLERT, W.: *persönliche Mitteilung*.

[34] HILLERT, W.: *Erzeugung eines Nutzstrahls spinpolarisierter Elektronen mit der Beschleunigeranlage ELSA*, Habilitationsschrift, Universität Bonn, 2000.

[35] HOFFMANN, M.: *Bau und Test gepulster Quadrupolmagnete zur Querung intrinsischer depolarisierender Resonanzen in ELSA*. Diplomarbeit, Universität Bonn, 1998. BONN-IR-98-10.

[36] HOLMES, A.: *Calculation and Optimization of Septum Dipole Magnets*. Techn. Ber. CERN Lab.II/BT/75-2, CERN, 1974.

[37] HOLTKAMP, N.: *The Status of the S-band Linear Collider Study*. In: *Proc. of the IEEE Part. Accel. Conf.* [42].

[38] HOLTKAMP, N.: *The S-band Linear Collider Test Facility*. In: Hill und Vretenar [32].

[39] HUMPHRIES, S.: *Charged Particle Beams*. New York Chichester Brisbane Toronto Singapore: John Wiley and Sons Inc., 1. Aufl., 1990.

[40] HUSMANN, D.; SCHWILLE, W.: *ELSA – die neue Bonner Elektronen-Stretcher-Anlage*. *Phys. Blätter*, 44 (1988)(2) 40.

[41] HUTTEL, E.: *persönliche Mitteilung*.

[42] IEEE: *Proc. of the IEEE Part. Accel. Conf.*, 1995.

[43] JACOBS, G.: *Strahltransportwege zu DORIS und PETRA*. Interner Bericht M-Seminar, DESY, 1980.

[44] KEIL, J.: *persönliche Mitteilung*.

[45] KEIL, J.: *Messung, Korrektur und Analyse der Gleichgewichtsbahn an der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA*. Dissertation, Universität Bonn, 2000. BONN-IR-2000-09.

[46] KEIZER, R.: *Dipole Septum Magnets*. Techn. Ber. CERN 74-13, CERN, 1974.

[47] KNOP, G.: *Das Einschießsystem für ein 500 MeV-Elektronensynchrotron*. Dissertation, Universität Bonn, 1957.

[48] KOSCIELNIAK, S.: *A General Theory of Beam Loading*. Techn. Ber. TRI-PP-89-76, Triumf, 1989.

[49] KOSCIELNIAK, S.: *Time Domain Simulations of Beam Loading*. Techn. Ber. TRI-PP-89-77, Triumf, 1989.

[50] KOZIOL, H.: *Beam Diagnostics for Accelerators*. In: *Fifth General Accelerator Physics Course Vol. II* (Herausgeber TURNER, S.), CERN Accelerator School, S. 565 ff. CERN, 1994. CERN 94-01.

[51] LAPOSTOLLE, P.; SEPTIER, A.: *Linear Accelerators*. Amsterdam: North-Holland Publishing Company, 1. Aufl., 1970.

[52] LAWSON, J.; LAPOSTOLLE, P.: *Emittance, Entropy and Information*. *Particle Accelerators*, 5 (1973).

[53] LIPPERT, C.: *Entwicklung und Aufbau eines Strompulsers für die Injektionskickermagnete des ELSA-Ringes*. Diplomarbeit, Universität Bonn, 1987. BONN-IR-87-32.

[54] MACLACHLAN, J. A.: *Fundamentals of Particle Tracking for the Longitudinal Projection of Beam Phasespace in Synchrotrons*. Techn. Ber. FERMILAB-FN-481, Fermi National Accelerator Laboratory, 1988.

[55] MACLACHLAN, J. A.: *Particle Tracking in the E-ϕ Space for Synchrotron Design and Diagnosis*. Techn. Ber. FERMILAB-Conf-92/333, Fermi National Accelerator Laboratory, 1992.

[56] MARCONI: *Datenblatt CX1154C Deuterium-Filled Ceramic Thyratron*, 2000.

[57] MARKS, N.: *Conventional Magnets*. In: *Fifth General Accelerator Physics Course Vol. II* (Herausgeber TURNER, S.), CERN Accelerator School, S. 867 ff. CERN, 1994. CERN 94-01.

[58] MIMASHI, T.; KIKUCHI, M.; NAKAYAMA, H.; SATOH, K.; TOBIYAMA, M.: *KEKB Injection Kicker Magnet System*. In: Myers [61], S. 2441–2443.

[59] MOSER, H.; EINFELD, D.; STEININGER, R.: *Vorschlag zum Bau einer Synchrotronstrahlungslichtquelle (ANKA) im Forschungszentrum Karlsruhe zur Förderung der industriellen Umsetzung von Mikrofertigungs- und Analytikverfahren*. Techn. Ber., ANKA, 1995.

[60] MYERS, S. (Herausgeber): *Proc. of the European Part. Accel. Conf.* 1998.

[61] MYERS, S. (Herausgeber): *Proc. of the European Part. Accel. Conf.* 2000.

[62] NAKAMURA, S.: *Production and Acceleration of Polarized Electrons at ELSA*. Dissertation, Department of Physics of the University of Nagoya, 1999.

[63] NETTER, H.: *Programmierung und Regelung der HF-Feldstärke in den Beschleunigungsstrecken des Bonner 2.5 GeV-Elektronensynchrotrons*. Diplomarbeit, Universität Bonn, 1968.

[64] NOLDEN, F.: *Optimierung des Einlenkweges für ein Energie-Kompressor-System am Bonner 2.5 GeV Synchrotron*. Diplomarbeit, Universität Bonn, 1980. BONN-IR-80-17.

[65] NUHN, H.-D.: *Schnelle Extraktion aus dem Bonner 2.5 GeV-Elektronensynchrotron und Strahltransfer zur neuen Stretcheranlage ELSA*. Dissertation, Universität Bonn, 1988. BONN-IR-88-03.

[66] PARTHÉ, C. (Herausgeber): *Proceedings of the Fourth European Workshop on Beam Diagnostics and Instrumentation for Particle Accelerators*. Chester, 1999.

[67] PERSICO, E.: *Principles of Particle Accelerators*. New York: W.A. Benjamin, Inc., 1968.

[68] PRÆSTEGAARD, L.; BACH, H.; EINFELD, D.; HERTEL, N.; KRUSE, L.: *Commissioning of the ANKA Injektor*. In: Myers [61], S. 678–680.

[69] PRÆSTEGAARD, L.; BACH, H.; EINFELD, D.; HERTEL, N.; MØLLER, S.: *The ANKA Injector*. In: Myers [60], S. 632–634.

[70] RADLOFF, W.; WENDT, M.: *Beam Monitors for the S-Band Test Facility*. In: *Proc. of the IEEE Part. Accel. Conf.* [42].

[71] RAECKE, K.: *Messung kleiner Emittanzen an Linearbeschleunigern*. Diplomarbeit, Universität Bonn, 1997. BONN-IB-97-29.

[72] REES, G.: *Injection*. In: *Fifth General Accelerator Physics Course Vol. II* (Herausgeber TURNER, S.), CERN Accelerator School, S. 731 ff. CERN, 1994. CERN 94-01.

[73] REICHMANN, K.: *Entwurf und Aufbau eines Energiekompressors für den Vorbeschleuniger am Bonner 2.5 GeV-Synchrotron*. Dissertation, Universität Bonn, 1981. BONN-IR-81-18.

[74] RÜMMLER, J.: *persönliche Mitteilung*.

[75] SANDS, M.: *The Physics of Electron Storage Rings : An Introduction*. Techn. Ber. SLAC 121 UC-28 (ACC), SLAC, 1970.

[76] SCHLOTT, V.: *SLS Linac and Transfer Line Diagnostics*. Techn. Ber., SLS (PSI).

[77] SCHLOTT, V.; ET AL.: *New Digital BPM System for the Swiss Light Source*. In: Parthé [66].

[78] SCHMITZ, M.; YEREMIAN, A.: *The Injector for the S-Band Test Linac at DESY*. In: *Proceedings of the 1994 International Linac Conference*. 1994.

[79] SCHMITZ, M.; ET AL.: *First Tests at Injector for the S-Band Test Facility at DESY*. In: *Proc. of the IEEE Part. Accel. Conf.* [42], S. 929–931.

[80] SCHMITZ, M.; ET AL.: *Performance of the First Part of the Injector for the S-Band Test Facility at DESY*. In: Hill und Vretenar [32].

[81] SCHMITZ, M.; ET AL.: *The S-Band Linear Collider Test Facility at DESY*. In: *Proc. of the IEEE Part. Accel. Conf.* (Herausgeber COMYN, M.; ET AL.). 1997.

[82] SCHNEIDER, W.: *Entwurf einer Strahloptik für den Transferkanal zwischen dem* LINAC *2 und dem 2.5 GeV-Synchrotron*. Diplomarbeit, Universität Bonn, 1992. BONN-IR-92-42.

[83] SCHNELL, G.: *Magnete*. München: Verlag Karl Thiemig, 1973.

[84] SLATER, J. C.: *Microwave Electronics*. Princeton, New Jersey: D. van Nostrand Company, 4. Aufl., 1957.

[85] SÜSS, H.: *Aufbau einer Apparatur zur Ausmessung laufender elektrischer Wellen und ihre Benutzung zur Dimensionierung einer Bunchersektion*. Diplomarbeit, Mainz, 1977.

[86] STEFFEN, K. G.: *High Energy Beam Optics*. New York London Sydney: John Wiley & Sons, 1. Aufl., 1965.

[87] STIER, H.: *Das Hochfrequenz-Beschleunigungssystem des Bonner 2,3 GeV Elektronensynchrotrons*. Interner Bericht 1-027, 1967.

[88] THE MATHWORKS: *MATLAB: The Language of Technical Computing*. The MathWorks, Inc., 24 Prime Park Way, Natick, MA 01760-1500, USA, 1997.

[89] VOIGT, S.: *Erzeugung und Beschleunigung von polarisierten Elektronenstrahlen in der Bonner Beschleunigeranlage ELSA*. Dissertation, Universität Bonn, 1996. BONN-IR-96-09.

[90] WALTHER, R.: *persönliche Mitteilung*.

[91] WEHNER, H.-D.: *Intensitäts- und Energiemessung am Bonner 2.5 GeV-Elektronensynchrotron*. Diplomarbeit, Universität Bonn, 1968.

[92] WEILAND, T.: *MAFIA Version 4.015: The ECAD System*. Computer Simulation Technology (CST) GmbH, D-64289 Darmstadt, Lauteschlägerstraße 38, 1998.

[93] WIEDEMANN, H.: *Particle Accelerator Physics: Basic Principles and Linear Beam Dynamics*. Berlin Heidelberg New York: Springer, 1. Aufl., 1993.

[94] WIEDEMANN, H.: *Particle Accelerator Physics II: Nonlinear and Higher-Order Beam Dynamics*. Berlin Heidelberg New York: Springer, 1. Aufl., 1995.

[95] WILLE, K.: *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungslichtquellen*. Stuttgart: Teubner, 2. Aufl., 1996.

[96] YOUNG, L. M.: *PARMELA Version 2.0*. Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, NM 87545, 2000.

[97] ZINKE, O.; BRUNSWIG, H.: *Lehrbuch der Hochfrequenztechnik*. Berlin Heidelberg New York [u.a.]: Springer, 4. Aufl., 1990.

Danksagung

An erster Stelle gilt mein Dank Herrn Prof. Husmann für die mir entgegengebrachte Hilfsbereitschaft und die bereitwillige Unterstützung meiner Arbeit. Danken möchte ich ihm auch für das interessante und vielseitige Thema dieser Arbeit. Herrn Prof. W. Schwille danke ich sehr für die Übernahme des Korreferats.

Den Herren Dr. C. Nietzel und Dr. F. Frommberger bin ich dankbar, daß sie während meiner ganzen Zeit in der ELSA-Gruppe dafür gesorgt haben, daß mir ein funktionstüchtiger Rechner mit der zur Durchführung meiner Arbeit notwendigen Software zur Verfügung stand.

Bei Dipl.-Phys. H.-J. Bongartz, Dipl.-Phys. M. Hoffmann und Dipl.-Phys. M. Gowin bedanke ich mich für die tolle Arbeitsatmosphäre und die stete Hilfsbereitschaft in jeder Lebenslage. Mein Dank gilt auch Dr. J. Keil insbesondere für die vielen hilfreichen fachlichen Diskussionen.

Zum Schluß möchte ich mich noch bei den übrigen Mitgliedern der ELSA-Gruppe für deren freundliche Unterstützung und Hilfsbereitschaft, während der ganzen Jahre, die ich hier verbracht habe, bedanken.

Lebenslauf

Persönliche Daten:

Name:	Karsten Raecke
Anschrift:	Endenicher Str. 281
	53121 Bonn
	0228-6201586
Geburtstag, Geburtsort:	28. September 1971, Tübingen
Familienstand:	ledig
Staatsangehörigkeit:	deutsch

Schulausbildung:

September 1977 - Juli 1981	Grundschule Kilchberg
August 1981 - Mai 1990	Kepler – Gymnasium Tübingen
	Abschluß: Abitur am 15.5.1990

Universitätsausbildung:

SS 1992	Immatrikulation an der Eberhardt-Karls-Universität Tübingen für die Fächer „Alte Geschichte“ und „Neuere englische Literatur“
WS 1992/93	Beginn des Physik-Diplomstudiums
13.10.1994	Vordiplom in Physik
WS 1995/96	Wechsel an die Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn
01.01.1997	Diplomarbeit an der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn
19.12.1997	Abschluß des Studiums der Physik mit dem Grad eines Diplom-Physikers
01.02.1998	Beginn der Promotion in Physik
SS 1998	Beginn des VWL-Diplomstudiums