
**Ein Kicker-Cavity für ein longitudinales
Feedbacksystem an ELSA**

Diplomarbeit in Physik
von
Rebecca Zimmermann

angefertigt am
Physikalischen Institut der Universität Bonn

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

September 2010

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

Referent: PD Dr. W. Hillert

Koreferent: Prof. Dr. K. Brinkmann

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Motivation	1
1.2	Die Beschleunigeranlage ELSA	2
2	Theoretische Grundlagen der Hohlraumresonatoren	7
2.1	Wellenausbreitung in Hohlleitern	7
2.2	Hochfrequenzresonatoren	9
2.2.1	Eigenmoden	9
2.2.2	Güte, Shuntimpedanz, Koppel- und Reflexionsfaktor	10
3	Instabilitäten	17
3.1	Wakefelder und Impedanzen	17
3.2	Longitudinale Multi-Bunch-Instabilitäten	19
4	Anforderungen an das Kicker-Cavity	25
4.1	Frequenzbereich	25
4.2	Dämpfungszeit	28
4.3	Moden höherer Ordnung	28
4.4	Vergleich mit anderen breitbandigen longitudinalen Kickern	28
5	Simulationen mit CST-Microwave und CST-Particle Studio	31
5.1	Simulationssoftware	31
5.2	Pillbox-Geometrie	32
5.2.1	Einfluss der Strahlrohre	32
5.2.2	Resonatorlänge	37
5.3	Hochfrequenz-Einkopplungen	39
5.4	Nasenkegel	50
5.5	Die endgültige Kicker-Cavity Geometrie	53
6	Prototyp und Ansteuerung des Kicker-Cavitys	59
6.1	Das longitudinale Feedbacksystem	59
6.2	Ansteuerung des Kicker-Cavitys	60
6.3	Aufbau eines Kicker-Cavity-Prototyps	62
6.4	Erste Messungen am Prototypen	66

7 Zusammenfassung und Ausblick	71
A Technische Zeichnungen	73
Danksagung	81

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Motivation

Die Elektronen-Stretcher-Anlage (ELSA) des Physikalischen Instituts der Universität Bonn ist seit 2004 Mittelpunkt des DFG-Sonderforschungsbereiches Transregio 16, „Subnuclear Structure of Matter - Elektromagnetische Anregung subnuklearer Systeme“, der sich mit der Wechselwirkung und inneren Struktur von Hadronen beschäftigt.

An ELSA war es bisher möglich, den Experimenten einen extrahierten Strahlstrom von bis zu 1 nA mit einer Energie von bis zu 3,2 GeV zur Verfügung zu stellen. Im experimentellen Programm des SFB/TR ist im Rahmen des B1-Projekts eine Erhöhung des mittleren extrahierten Stromes auf 5-10 nA erforderlich. Ziel ist es, die Photoproduktion von Mesonen an Nukleonen mit Doppelpolarisationsexperimenten systematisch zu untersuchen, um die zu Grunde liegenden Mechanismen der hadronischen Wechselwirkung besser zu verstehen [SFB09].

Eine solche Stromerhöhung lässt sich prinzipiell mit einer Erhöhung des im Stretcherring gespeicherten internen Strahlstromes auf 100-200 mA erreichen. In diesem hohen Strombereich muss allerdings die Wechselwirkung des Strahls mit den ungedämpften Eigenschwingungen der Moden höherer Ordnung der Beschleunigungsresonatoren des Typs PETRA sowie mit verschiedenen weiteren Beschleunigerkomponenten des Stretcherrings berücksichtigt werden. Diese Wechselwirkung kann kohärente longitudinale und transversale Strahlinstabilitäten anregen, die zur Verschlechterung der Strahlqualität und zu Strahlverlust führen können. Aus Messungen ist bekannt, dass erste longitudinale kohärente Strahlinstabilitäten in ELSA bereits bei einem gespeicherten Strom von 20 mA auftreten [Aqr07].

Eine Möglichkeit, kohärente Instabilitäten in Folge der Anregung von höheren Moden zu vermeiden, besteht in der Verschiebung der Eigenfrequenzen der höheren Moden, indem die Temperatur der Beschleunigungsresonatoren präzise eingestellt wird. Ein solches Temperatur-Regelungssystem ist allerdings nicht in der Lage, das Anschwingen aller höherer Moden, gerade bei hohen Strömen, vollständig zu verhindern. Eine weitere Möglichkeit besteht darin, die höheren Moden durch geeignete Koppler zu dämpfen. Die Entwicklung derartiger Koppler gestaltet sich allerdings bereits

für einzellige Resonatoren als äußerst aufwändig, und für die fünfzelligen PETRA-Resonatoren scheint ein solches Vorhaben (zum jetzigen Zeitpunkt) nicht realisierbar. Eine weitere Möglichkeit, die geforderte Stromerhöhung zu realisieren, stellt die Installation eines FPGA-basierten Bunch-by-Bunch-Feedbacksystems dar [Lon09], welches an ELSA zukünftig in Betrieb genommen werden soll. Außer zur aktiven Dämpfung von Instabilitäten wird es zudem neue Möglichkeiten der Strahldiagnose an ELSA eröffnen.

Das Feedbacksystem zur Dämpfung longitudinaler Instabilitäten weist als Kernkomponente ein breitbandiges Kicker-Cavity auf, das in der Lage sein soll, an jedem Teilchenpaket, auch Bunch genannt, die erforderliche Energiekorrektur vorzunehmen und dadurch die Schwingungen der Bunche zu dämpfen. Der Prozess der Entwicklung dieses Cavitys, von den ersten Überlegungen und numerischen Simulationen bis zur Fertigstellung eines Prototyps, soll in dieser Arbeit beschrieben werden. Die Überlegungen basieren dabei auch auf vorhandenen Lösungen, wie sie an anderen Beschleunigeranlagen bereits seit längerer Zeit eingesetzt werden. Der erste Hochfrequenzresonator dieser Art wurde 1995 für die DAΦNE-Teilchenfabrik entwickelt [Bon96]; spätere Entwicklungen an anderen Beschleunigern orientieren sich stark an diesem ursprünglichen Design. Gleichwohl kann keine dieser Lösungen unverändert übernommen werden, da die besonderen Gegebenheiten von ELSA einige Anpassungen erfordern.

Nach einer kurzen Vorstellung der Beschleunigeranlage behandelt das zweite Kapitel die zum Verständnis notwendigen physikalischen Grundlagen der Wellenausbreitung in Hohlleitern und Hohlraumsresonatoren. Im dritten Kapitel werden longitudinale Instabilitäten behandelt. Damit lassen sich die ersten Forderungen an die Parameter des zu entwickelnden Resonators aufstellen, um die es in Kapitel vier gehen soll. In Kapitel fünf wird zunächst die verwendete Simulationssoftware vorgestellt. Schrittweise soll weiterhin das Vorgehen nachvollzogen werden können, das schließlich zur Festlegung der Kickergeometrie und der Wahl des Materials geführt hat. Es folgt im sechsten Kapitel eine kurze Beschreibung des Aufbaus des longitudinalen Feedbacksystems. Schließlich wird die Konstruktion und der Aufbau eines für ELSA angefertigten Prototypen des Kicker Cavitys dargestellt. Ferner werden Erste Messungen an diesem Prototyp sowie an anderen Komponenten des Systems, die zur Ansteuerung des Cavitys dienen, vorgestellt.

1.2 Die Beschleunigeranlage ELSA

Den Experimenten an ELSA kann wahlweise ein polarisierter oder unpolarisierter Elektronenstrahl zur Verfügung gestellt werden, wobei in beiden Fällen Energien von 1,2 GeV bis 3,5 GeV geliefert werden können [Hil06a]. ELSA besteht aus mehreren Beschleunigerstufen: den Linearbeschleunigern (LINAC 1 und LINAC 2, wobei sich ersterer derzeit noch im Neuaufbau befindet), dem Booster-Synchrotron und dem Stretcherring. Einen Überblick über die gesamte Anlage gibt Abbildung 1.1.

Die Erzeugung der polarisierten Elektronen, die auf Photoemission an GaAs-Kristallen mit polarisiertem Licht aus einem Ti:Sa-Laser basiert, erfolgt in einer 50 kV-

Quelle. Weiterhin können unpolarisierte Elektronen von einer thermischen Kanone erzeugt werden.

Mittels eines Prebunchers wird den Elektronen, die anschließend im Linearbeschleuniger LINAC 2 auf eine Energie von 26 MeV beschleunigt werden, eine Bunchstruktur aufgeprägt. Nach Durchlaufen des LINACs werden die Elektronen in das netzsynchron betriebene Booster-Synchrotron injiziert, um über mehrere Umläufe auf bis zu 1,2 GeV beschleunigt zu werden. Die Beschleunigung erfolgt durch das elektrische Feld eines 500 MHz-Hohlraumresonators. Die Schwingungsdauer der Hochfrequenz gibt auch gleichzeitig den Abstand der einzelnen Bunche vor und beträgt 2 ns. Aus dem Synchrotron gelangen die Elektronen schließlich in den Stretcherring, wo sie durch zwei Beschleunigungsresonatoren des Typs PETRA – wiederum mit einer Hochfrequenz von 500 MHz – auf ihre endgültige Energie beschleunigt werden. Bei der Extraktion des Strahls vom Synchrotron in den Stretcherring und anschließender Beschleunigung stehen drei Betriebsmodi zu Verfügung: der Stretchermodus, der Nachbeschleunigermodus und der Speichermodus. Welcher Modus gewählt wird, ist von den Anforderungen des Experiments abhängig.

Der **Stretchermodus** (siehe Abbildung 1.2(a)) wird gewählt, wenn eine möglichst homogene Füllung von ELSA bei konstanter Energie von 1,2 GeV gewünscht ist. Die Injektion in den Stretcherring erfolgt alle 20 ms. Die Elektronen können zwischen den Füllungen gleichmäßig von ELSA über die externe Strahlführung zu den Experimentierplätzen geleitet werden. Es resultiert ein quasi kontinuierlicher Strahl mit einer Stromstärke von 1 pA bis 50 nA, bestehend aus alle 2 ns eintreffenden Elektronenpaketen. Bei der Planung von ELSA wurde vorrangig Wert auf den Stretchermodus gelegt, bei dem nur kleine Stromstärken gespeichert werden müssen. Dies ist ein Grund dafür, dass der Entstehung von Instabilitäten bei höheren Strömen keine große Bedeutung beigemessen wurde [Aqr07]. Durch eine geringere Anzahl von Querschnittsänderungen in den Strahlkammern hätte einem Teil dieser Instabilitäten entgegengewirkt werden können.

Im **Nachbeschleunigermodus** (siehe Abbildung 1.2(b)) können die Elektronen auf höhere Energien beschleunigt werden. Es werden mehrere Füllungen des Synchrotrons extrahiert und in den Stretcherring injiziert, in welchem eine Erhöhung der Energie von 1,2 GeV auf die Endenergie von maximal 3,5 GeV stattfindet (auch Energierampe genannt). Der so beschleunigte Strahl kann extrahiert werden, wobei die Extraktionsphase bis zu eine Minute dauern kann, abhängig von der von den Experimenten benötigten Stromstärke des extrahierten Strahls. Bevor eine erneute Extraktion aus dem Synchrotron vorgenommen werden kann, muss der Stretcherring wieder auf die Injektionsenergie von 1,2 GeV eingestellt werden. Dieser Modus erlaubt daher nur eine Strahlentnahme in der Extraktionsphase. Das Tastverhältnis ist bestimmt durch die Rampgeschwindigkeit, die mit bis zu 7,5 GeV/s sehr hoch ist.

Der **Speichermodus** (siehe Abbildung 1.2(c)) wurde hauptsächlich für Experimente mit Synchrotronlicht genutzt und dient heute zu beschleunigerphysikalischen Studien. Durch mehrere Füllungen werden möglichst viele Elektronen in den Stretcherring injiziert und anschließend auf eine Energie zwischen 2,3 GeV und 2,7 GeV

nachbeschleunigt. Es findet keine Strahlextraktion statt. Ziel ist eine möglichst stabile Speicherung des Elektronenstrahls. Da in den Vakuumkammern des Stretcherrings allerdings immer Restgas vorhanden ist, an denen die Elektronen stoßen, nimmt der gespeicherte Strahlstrom kontinuierlich ab. Nach Unterschreiten einer vom Nutzer festgelegten Stromschwelle muss deshalb erneut injiziert werden. Die Zykluszeiten liegen im Stundenbereich. Die Experimentierplätze für die Untersuchung mit Synchrotronlicht wurden inzwischen allerdings abgebaut. Sie werden durch einem neuen Messplatz für Detektortests ersetzt (siehe Abbildung 1.1) [Pat09].

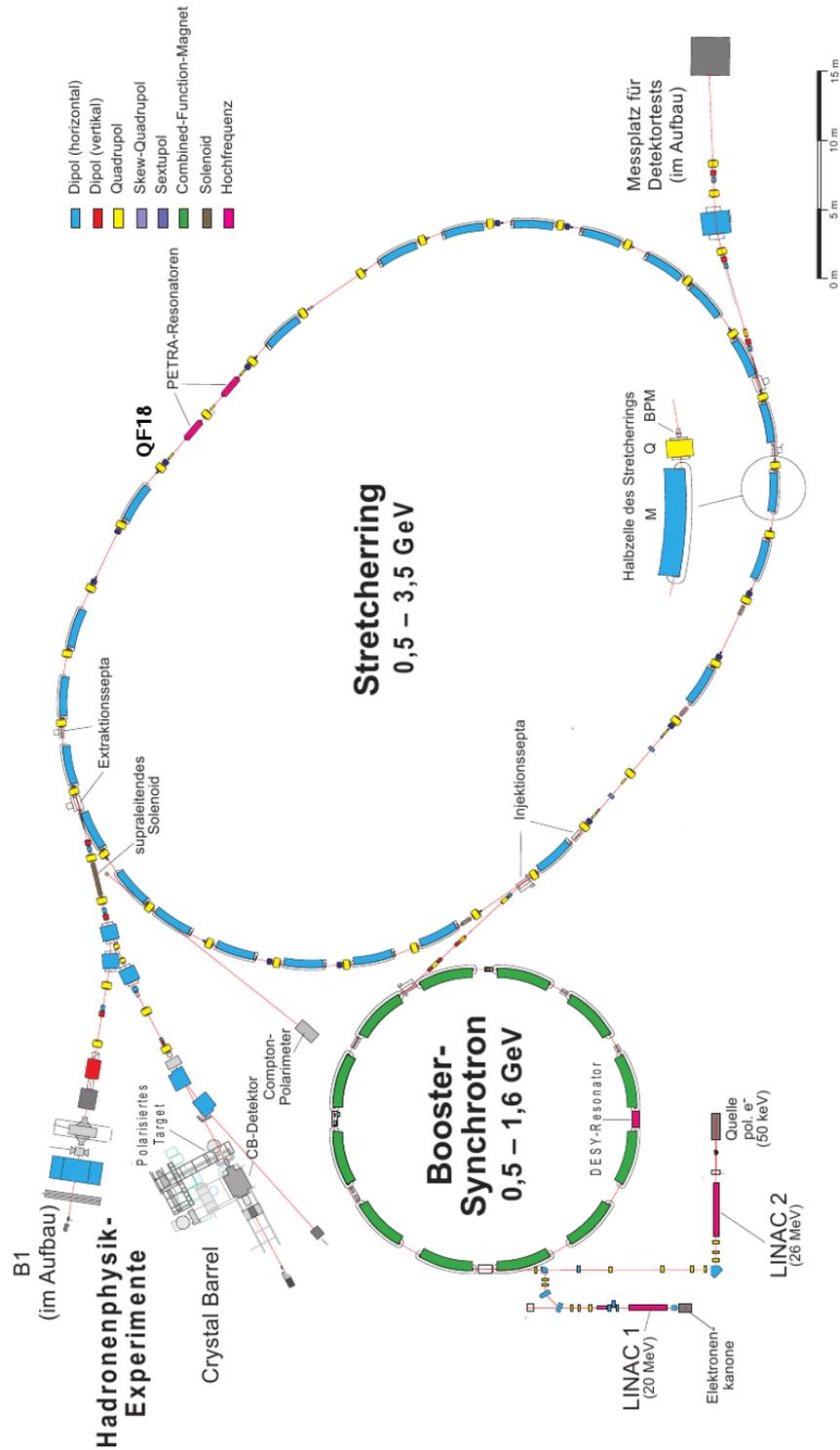
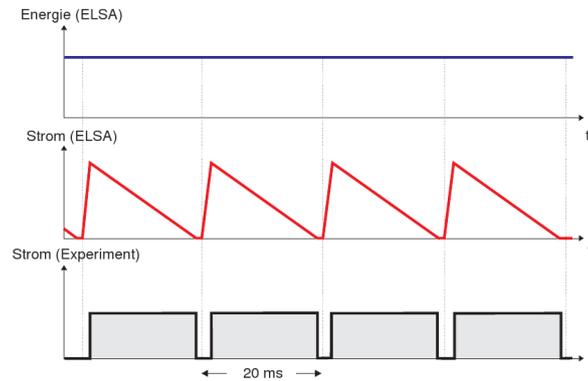
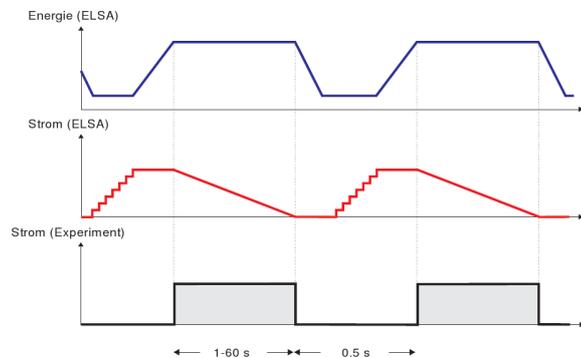


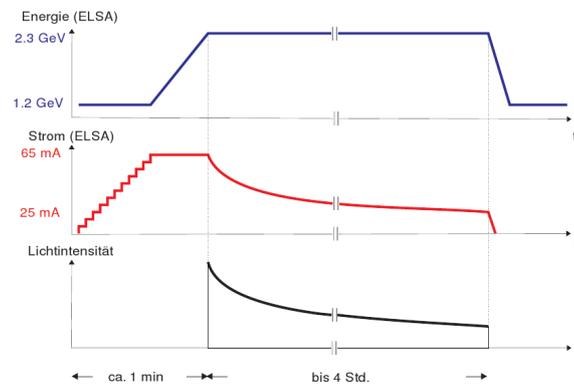
Abbildung 1.1: Beschleunigeranlage ELSA mit einigen wichtigen Komponenten (Stand 2010).



(a)



(b)



(c)

Abbildung 1.2: Die drei Betriebsmodi der Beschleunigeranlage. Dargestellt sind der zeitliche Verlauf der Energie, des gespeicherten Stroms und des extrahierten Stroms im a) Stretchermodus und b) Nachbeschleunigermodus. Abbildung c) zeigt den zeitlichen Verlauf der Energie, des gespeicherten Stroms und der Lichtintensität im Speichermodus. Aus [Hil00]

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen der Hohlraumresonatoren

2.1 Wellenausbreitung in Hohlleitern

Ausgangspunkt für die Beschreibung elektromagnetischer Wellen bilden die Maxwell-Gleichungen. Als einfaches Beispiel für die Anwendung dieser soll die Ausbreitung von Wellen in einem in z -Richtung ausgerichteten Hohlleiter dienen (siehe Abbildung 2.1). Die Wellen sollen sich ebenfalls in z -Richtung ausbreiten, gemäß

$$\vec{E} = \vec{E}(x,y)e^{i(\omega t - kz)} \quad (2.1)$$

Aus den Maxwell-Gleichungen erhält man folgende Differentialgleichung, die die Ausbreitung der Wellen beschreibt:

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} + k_c^2 E_z = 0 \quad . \quad (2.2)$$

Es ergibt sich

$$E_z = E_z(0) \cdot e^{ik_c z} \quad (2.3)$$

als Lösung dieser Differentialgleichung. Die Größe k_c bezeichnet man als kritische Wellenzahl oder auch Grenzwellenzahl [Hil06a]. Ihre Bedeutung ergibt sich aus der Beziehung zwischen k_c und k :

$$k^2 = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - k_c^2 \quad , \quad (2.4)$$

wobei ω die Kreisfrequenz $\omega = 2\pi f$ und c die Lichtgeschwindigkeit bezeichnet. Wellen mit $\frac{\omega}{c} > k_c$ breiten sich innerhalb des Hohlleiters ungehindert aus, während für $\frac{\omega}{c} < k_c$ die Wellenzahl k imaginär wird und damit eine exponentielle Abnahme der Amplitude der Welle erfolgt. Die kritische Wellenzahl ist mit der kritischen Wellenlänge $\lambda_c = \frac{2\pi}{k_c}$ verknüpft, die von der Geometrie der Hohlleiters abhängig und eine Kenngröße desselben ist. Beispielsweise können sich in einem Rechteckhohlleiter der Breite a und

Höhe b (vergleiche Abbildung 2.1) auf Grund der Randbedingungen nur bestimmte Schwingungsmoden ausbilden, die durch die Indizes m und n charakterisiert werden. Die kritische Wellenlänge ist dann gegeben durch

$$\lambda_c = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2}} . \quad (2.5)$$

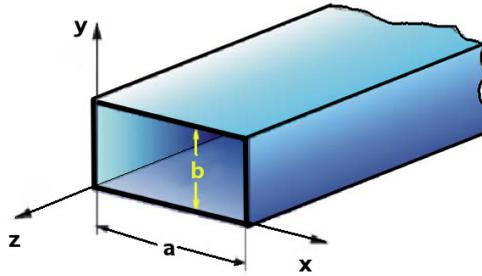


Abbildung 2.1: Rechteckhohlleiter [Hil06b].

Zur Beschreibung zylindrischer Hohlleitern bietet sich die Verwendung von Zylinderkoordinaten (r, ϕ, z) an (zur Definition der Koordinaten siehe Abbildung 2.2).

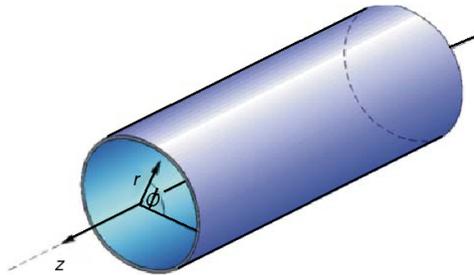


Abbildung 2.2: Definition der Koordinaten zur Beschreibung des Zylinderhohlleiters [Hil06b].

Bei der Transformation der Maxwellgleichungen ergeben sich Differentialgleichungen, deren Lösungen für den Winkelanteil trigonometrische Funktionen ergeben und deren Radialanteil durch die Besselfunktionen $J_{mn}(k_c, r)$ gegeben ist.

In diesem Fall erhält man für einen Hohlleiter mit Durchmesser D die kritische Wellenlänge

$$\lambda_{c,mn} = \frac{\pi D}{j_{mn}^{(\prime)}} \quad , \quad (2.6)$$

wobei mit j_{mn} die n -te Nullstelle der m -ten Besselfunktion bzw. mit j_{mn}^{\prime} die Nullstelle der Ableitung bezeichnet wird. Die kritische Frequenz lässt sich daraus mit

$$f_{c,mn} = \frac{c}{\lambda_{c,mn}} \quad (2.7)$$

berechnen. Man unterscheidet bei den Moden zwischen TE_{mn} -Moden (**T**ransversal **E**lektrisch) mit elektrischen Feldkomponenten ausschließlich in transversaler Richtung (Lösung mit j_{mn}^{\prime} und $E_z=0$), und TM_{mn} -Moden (**T**ransversal **M**agnetisch), die magnetische Feldkomponenten ausschließlich senkrecht zur Ausbreitungsrichtung aufweisen (Lösung mit j_{mn} und $H_z=0$).

2.2 Hochfrequenzresonatoren

Einen einfachen Hohlraumresonator erhält man aus einem zylindrischen Hohlleiter, indem man dessen beide Enden mit zwei leitenden Platten abschließt [Hil06a]: Die elektromagnetischen Wellen werden an den Endflächen reflektiert und es bilden sich stehende Wellen aus. Auf die besonderen Eigenschaften einer solchen Struktur soll in den nächsten beiden Abschnitten eingegangen werden.

2.2.1 Eigenmoden

Die Eigenfrequenzen lassen sich für einen Resonator mit Radius R und Länge L aus

$$\omega_{mnp} = c \cdot \sqrt{\left(\frac{j_{mn}^{(\prime)}}{R}\right)^2 + \left(\frac{\pi p}{L}\right)^2} \quad (2.8)$$

berechnen [Hil06a]. Analog zum Hohlleiter werden die Resonatormoden durch die Angabe des Modentyps (TM oder TE) und der ganzzahligen Indizes m, n, p charakterisiert. Die Indizes geben anschaulich die Anzahl der Vorzeichenwechsel der z -Komponente der elektrischen beziehungsweise magnetischen Felder in r , ϕ und z -Richtung an. Da nur TM-Moden elektrische Felder in z -Richtung aufweisen, spielen nur diese eine Rolle bei der Beschleunigung geladener Teilchen. Generell kommen für die Teilchenbeschleunigung nur die sogenannten Monopolmoden (TM_{0np}) in Betracht. Besondere Bedeutung kommt der TM_{010} -Mode zu (siehe Abbildung 2.3). Sie ist die TM_{0np} -Mode mit der kleinsten Resonanzfrequenz und weist im Falle eines idealen

Zylinderresonators ein entlang der z -Achse homogenes elektrisches Feld auf. Aus Gleichung 2.8 ist auch ersichtlich, dass ihre Frequenz unabhängig von der Resonatorlänge ist und allein der Radius bestimmend ist.

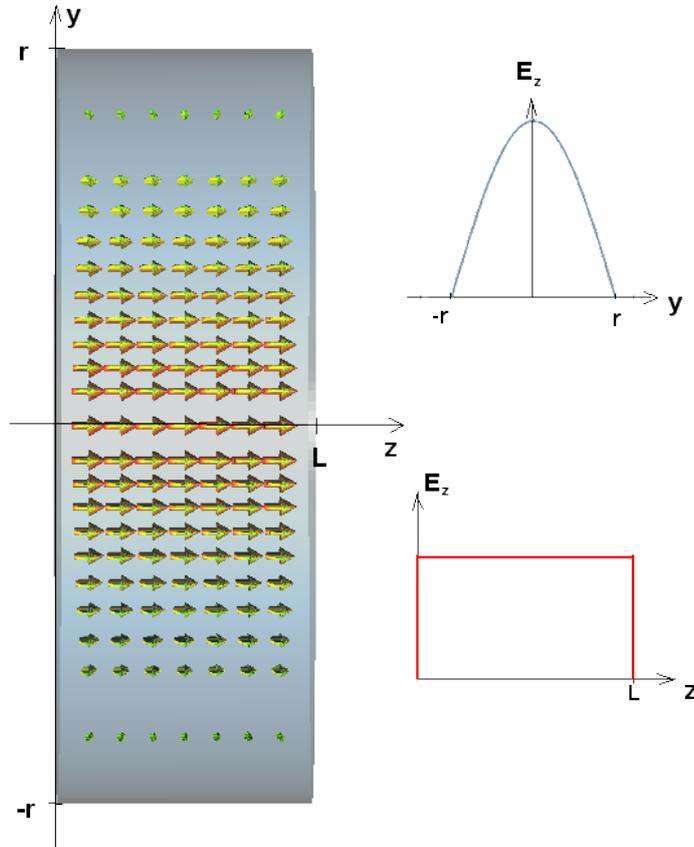


Abbildung 2.3: Die linke Graphik zeigt eine Momentaufnahme des elektrischen Feldes der TM_{010} -Mode eines zylindrischen Hohlraumresonators der Länge L und des Radius r . Die Diagramme auf der rechten Seite zeigen den Verlauf des longitudinalen elektrischen Feldes E_z entlang der radialen y - bzw. der longitudinalen z -Achse.

2.2.2 Güte, Shuntimpedanz, Koppel- und Reflexionsfaktor

Den einzelnen Moden in einem gegebenen Hohlraumresonator lassen sich neben ihren Eigenfrequenzen noch weitere Eigenschaften zuordnen. Zum besseren Verständnis der entsprechenden Größen lässt sich ein extern angeregter Resonator mit Hilfe eines Ersatzschaltbildes – aufgebaut aus einem Parallelschwingkreis, bestehend aus einem Kondensator mit der Kapazität C , einem ohmschen Widerstand R und einer Spule mit der Induktivität L – beschreiben (siehe Abbildung 2.4) [Hil06a, Sch23]. Mit den Kirchhoffschen Regeln erhält man folgende Differenzialgleichung für die an den Bauteilen

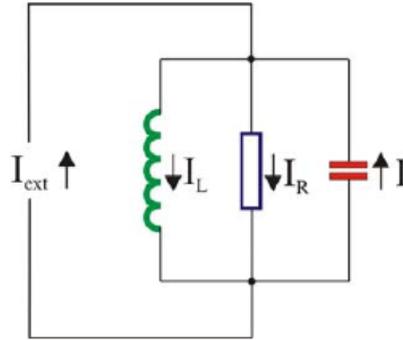


Abbildung 2.4: Mit I_{ext} angeregter LCR-Parallelschwingkreis als Ersatzschaltbild eines Hohlraumresonators [Hil06b].

anliegende Spannung U :

$$\ddot{U}(t) + \frac{1}{RC}\dot{U}(t) + \frac{1}{LC}U(t) = \frac{1}{C}\dot{I}_{\text{ext}} \quad (2.9)$$

Als Lösung dieser Differentialgleichung ergibt sich eine gedämpfte, erzwungene Schwingung mit der Resonanzfrequenz $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ und der Dämpfungszeit $\tau = 2RC$ [Sch23]:

$$U = U_{\text{max}} \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} \cos \left[\omega_0 \sqrt{1 - \frac{L}{4R^2C}} \cdot t + \phi \right] \quad (2.10)$$

Aus der Dämpfungszeit τ lässt sich die Güte Q_0 der Schwingung bestimmen:

$$Q_0 = \frac{\tau\omega_0}{2} = \omega_0 RC \quad (2.11)$$

Damit und mit dem Ansatz $U = U_{\text{max}} \cdot e^{i\omega t}$ erhält man für Betrag und Phase der Spannung in Abhängigkeit der Frequenz:

$$|U| = \frac{U_{\text{max}}}{\sqrt{1 + Q^2 \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right)^2}} \quad (2.12)$$

und

$$\tan(\phi)(\omega) = Q_0 \cdot \left(\frac{\omega_0}{\omega} - \frac{\omega}{\omega_0} \right) \quad (2.13)$$

In Abbildung 2.5 sind Resonanzkurven für verschiedene Güten gezeichnet. Die Güte der angeregten Schwingung lässt sich mittels dieser Kurven auch aus der Resonanzfrequenz und der so genannten Halbwertsbreite $\Delta\omega_H$ ¹ bestimmen:

$$Q_0 = \frac{\omega_0}{\Delta\omega_H} \quad (2.14)$$

¹Dies ist die volle Breite der Resonanzkurve, bei der die Resonanzkurve auf den Wert von $\frac{1}{\sqrt{2}}$ des maximalen Wertes abgefallen ist.

Aus Gleichung (2.13) und Abbildung 2.6 ist ersichtlich, dass bei der Resonanzfrequenz die Phase einen Nulldurchgang aufweist.

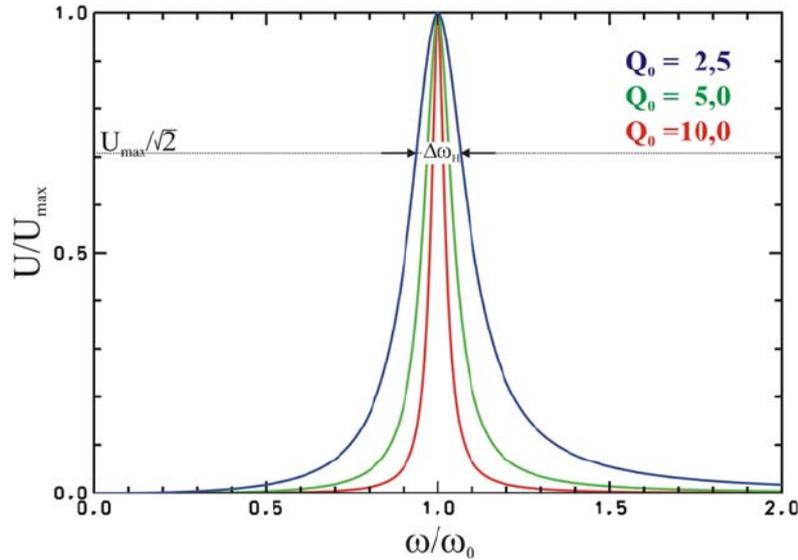


Abbildung 2.5: Resonanzkurven für verschiedene Güten Q_0 [Hil06b].

Soll ein Resonator angeregt und in ihn Hochfrequenz eingekoppelt werden, etwa durch Stift-, Schleifen-, oder Schlitzkopplung, so führt dies zu einer zusätzlichen externen Belastung des Resonators. Die unbelastete Güte Q_0 des Resonators sinkt durch die zusätzliche externe Güte Q_{ext} auf die belastete Güte Q :

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_{\text{ext}}} \quad (2.15)$$

Um möglichst die gesamte Leistung einzukoppeln, müssen die Impedanzen von Hochfrequenzgenerator (Z_0 , üblicherweise 50Ω), Zuleitungen (ebenfalls 50Ω) und Resonatorkreis (Z_a) durch die Einkopplung aneinander angepasst werden. Zur Charakterisierung der Anpassung bedient man sich des Koppelfaktors κ , den man aus Quotientenbildung der entsprechenden Impedanzen erhält:

$$\kappa = \frac{Z_a}{Z_0} \quad (2.16)$$

Ist κ bekannt, so lässt sich die unbelastete Güte aus der gemessenen belasteten Güte mit

$$Q_0 = (1 + \kappa) \cdot Q \quad (2.17)$$

berechnen. Nur im Fall $\kappa = 1$ wird die gesamte Leistung in den Resonator eingekoppelt. Für $\kappa < 1$ (unterkritische Kopplung) und $\kappa > 1$ (überkritische Kopplung) kommt es jeweils zur Reflexion an der Einkopplung.

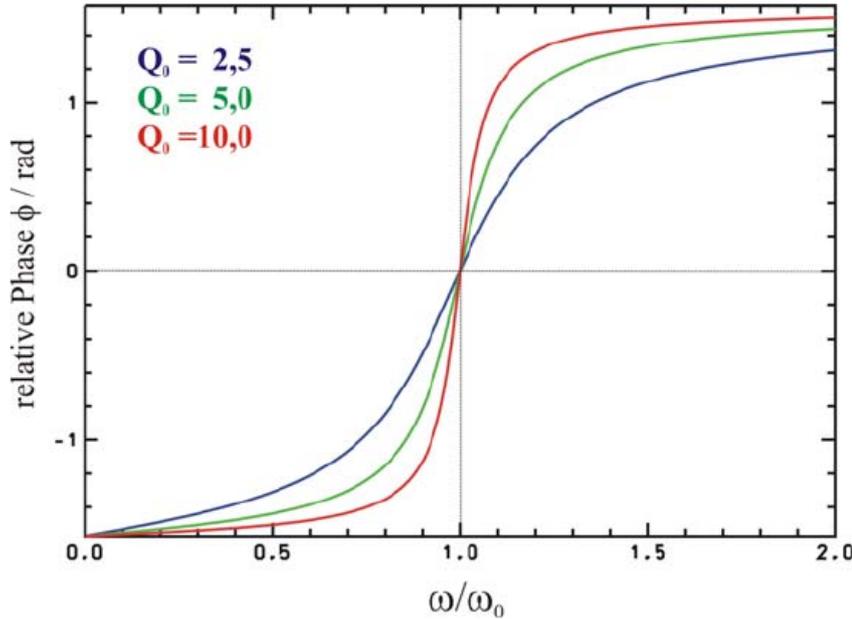


Abbildung 2.6: Phasenverlauf der Spannung in Abhängigkeit von der Frequenz für verschiedene Güten Q_0 [Hil06b].

Die Impedanz eines Resonators ist eine komplexe Größe. Nur im Resonanzfall wird sie reell und wird dann als Shuntimpedanz R_s des Resonators bezeichnet. Die Shuntimpedanz einer bestimmten Mode lässt sich auch aus der Beschleunigungsspannung U_{res} berechnen. Ein Resonator der Länge L weist eine Beschleunigungsspannung

$$U_{\text{res}} = \int_0^L E_0(z) dz \quad (2.18)$$

auf, wobei E_0 die longitudinale elektrische Feldstärke der Mode längs der Resonatorachse z bezeichnet. Für die Shuntimpedanz des Resonators gilt damit

$$R_s = \frac{U_{\text{res}}^2}{2P_v} \quad , \quad (2.19)$$

wobei P_v die Verlustleistung in den Resonatorwänden ist, die zum Aufbau des longitudinalen elektrischen Feldes der Mode benötigt wird.

Die in Gleichung (2.18) angegebene Spannung entspricht jedoch nicht der Beschleunigungsspannung, die ein geladenes Teilchen erfährt, das sich mit ultrarelativistischer Geschwindigkeit ($v \approx c$) durch den Resonator bewegt. Um diese zu erhalten, muss die zeitliche Änderung des elektrischen Feldes während des Durchgangs des Teilchens

berücksichtigt werden. Man definiert daher die so genannte effektive Shuntimpedanz [Pic06, Hil06b]

$$R_{s, \text{eff}} = \frac{1}{2P_v} \cdot \left| \int_{-L/2}^{L/2} E_0(z) \cdot \cos\left(\frac{\omega z}{c}\right) dz \right|^2 . \quad (2.20)$$

Um einen weiteren Ausdruck für $R_{s, \text{eff}}$ zu erhalten, definiert man den Laufzeitfaktor Λ durch

$$\Lambda = \left| \frac{\int_{-L/2}^{L/2} E_0(z) \cdot \cos\left(\frac{\omega z}{c}\right) dz}{\int_{-L/2}^{L/2} E_0(z) dz} \right|^2 \quad (2.21)$$

und erhält so

$$R_{s, \text{eff}} = \frac{\Lambda}{2P_v} \cdot \left| \int_{-L/2}^{L/2} E_0(z) dz \right|^2 = \Lambda \cdot R_s . \quad (2.22)$$

Im Falle von Reflexion, wie sie jenseits der Resonanz in jedem Fall auftritt, gibt es auf der Zuleitung zum Resonator eine einlaufende (\hat{U}_+ , \hat{I}_+) und eine rücklaufende Welle (\hat{U}_- , \hat{I}_-). Man definiert den Reflexionsfaktor ρ , der auch als S11-Parameter² bezeichnet wird, als Verhältnis von rücklaufender Spannung zu einlaufender Spannung:

$$\rho = \frac{\hat{U}_-}{\hat{U}_+} . \quad (2.23)$$

Durch Impedanzen ausgedrückt erhält man für den komplexen Reflexionsfaktor ρ_0 am Leitungsende

$$\rho_0 = \frac{\left(\frac{Z_a}{Z_0}\right) - 1}{\left(\frac{Z_a}{Z_0}\right) + 1} . \quad (2.24)$$

Liegt eine isolierte Resonanz vor, lässt sich dies in

$$\rho_0(\Delta\omega) = \frac{(\kappa^2 - 1) - 4Q_0^2 \left(\frac{\Delta\omega}{\omega}\right)^2 - 4i\kappa Q_0 \left(\frac{\Delta\omega}{\omega}\right)}{(\kappa + 1)^2 + 4Q_0^2 \left(\frac{\Delta\omega}{\omega}\right)^2} \quad (2.25)$$

umrechnen, wobei mit $\Delta\omega$ der Abstand der Frequenz von der Resonanzfrequenz bezeichnet wird. Der Betrag des Reflexionsfaktors ist dann durch

$$|\rho_0| = \sqrt{\frac{(\kappa - 1)^2 + 4Q_0^2 \left(\frac{\Delta\omega}{\omega}\right)^2}{(\kappa + 1)^2 + 4Q_0^2 \left(\frac{\Delta\omega}{\omega}\right)^2}} \quad (2.26)$$

²In der Hochfrequenztechnik bedient man sich zur Beschreibung der Reflexion und Transmission so genannter Streuparameter (S-Parameter). Wie viele Parameter zur Beschreibung eines Netzwerkes notwendig sind, wird durch die Anzahl seiner Tore bestimmt, durch die Leistung ein- beziehungsweise ausgekoppelt werden kann. Einem Zweitor kann man neben seinem S11-Parameter noch einen S22-Parameter als weiteren Reflexionsfaktor zuordnen. Hingegen beschreiben die S12- beziehungsweise S21-Parameter die Transmission von Tor 1 zu Tor 2 bzw. von Tor 2 zu Tor 1.

gegeben. Mittels eines Netzwerkanalysators, der in der Lage ist, die Reflexion und Transmission von Bauteilen in Abhängigkeit der Frequenz zu messen und anzuzeigen, lässt sich sowohl der Betrag als auch die Phase der S-Parameter messen. Stellt man den Betrag des S11-Parameters eines Resonators mit einem solchen Netzwerkanalysator dar, so zeigen sich Resonanzkurven wie in Abbildung 2.7. Auch die in dieser Arbeit

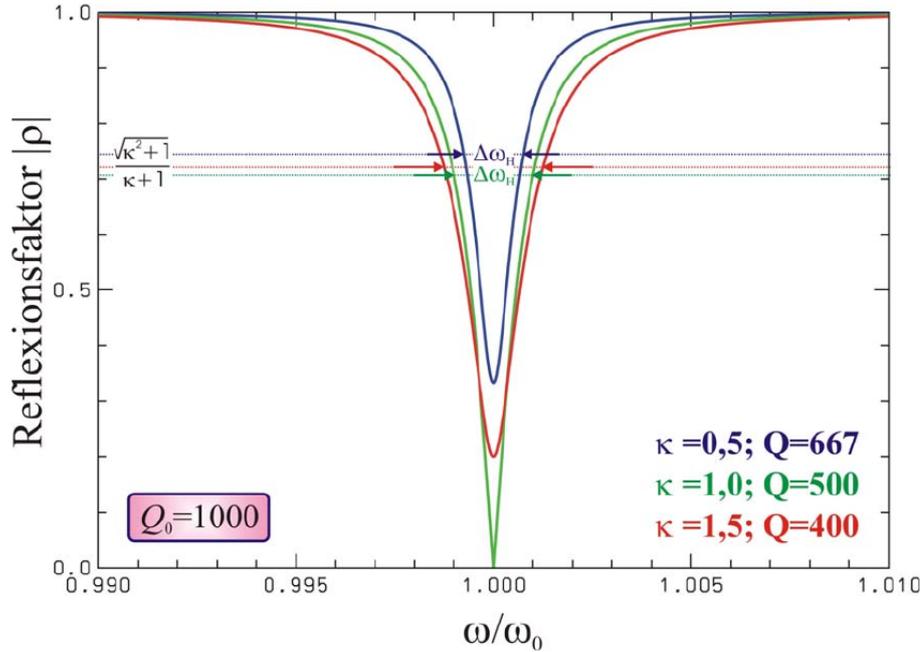


Abbildung 2.7: Resonanzkurven in Abhängigkeit der Frequenz für verschiedene Koppelfaktoren und Güten (skalare Messung)[Hil06b].

verwendete Software bietet die Möglichkeit der Simulation einer solchen S-Parameter-Messung. Die Resonanzfrequenz lässt sich aus einer derartigen Messung direkt ablesen. Ferner lässt sich der Koppelfaktor leicht bestimmen, indem man aus dem Diagramm in Abbildung 2.7 den minimalen Reflexionsfaktor $|\rho|_{\min}$ bei der Resonanzfrequenz ermittelt und gemäß

$$\kappa = \begin{cases} \frac{(1+|\rho_{\min}|)}{(1-|\rho_{\min}|)}, & \text{für } \rho > 0 \text{ (überkritische Kopplung)} \\ \frac{(1-|\rho_{\min}|)}{(1+|\rho_{\min}|)}, & \text{für } \rho < 0 \text{ (unterkritische Kopplung)} \end{cases} \quad (2.27)$$

berechnet. Eine Messung des Betrages des Reflexionsfaktors (auch skalare Messung genannt) erlaubt allerdings nicht, zwischen über- und unterkritischer Kopplung zu unterscheiden. Dazu ist die zusätzliche Messung der Phase in einer vektoriellen Messung nötig, bei der der komplexe Reflexionsfaktor in der Nähe der Resonanz in die komplexe Ebene aufgetragen wird.

Kapitel 3

Instabilitäten

Die Bewegung geladener Teilchen in einem Beschleuniger lässt sich für niedrige Stromstärken allein durch die Feldstärken der beschleunigenden Elemente der Anlage (Hohlraumresonatoren, Dipole, Quadrupole, etc.) gut beschreiben. Mit steigender Stromstärke spielt hingegen die Wechselwirkung der Teilchen mit diesen und weiteren Elementen der Umgebung der Teilchen (Vakuumkammern, Flansche, etc.) eine zunehmend große Rolle. Diese Elemente können für Strahlinstabilitäten verantwortlich sein. Wie es zur Ausbildung von – insbesondere longitudinalen – Strahlinstabilitäten kommt, soll in diesem Kapitel behandelt werden.

3.1 Wakefelder und Impedanzen

Ein elektrisch geladenes Teilchen, das sich mit der Geschwindigkeit v und der Ladung q durch die Vakuumkammer eines Beschleunigers bewegt, weist im Laborsystem eine radiale elektromagnetische Feldverteilung mit einem Öffnungswinkel α von

$$\alpha = \frac{1}{\gamma} = \sqrt{1 - \left(\frac{v^2}{c^2}\right)} \quad (3.1)$$

auf, wobei c die Lichtgeschwindigkeit bezeichnet. Das elektrische Feld geladener Teilchen, die sich – wie die Elektronen in ELSA – mit ultrarelativistischer Geschwindigkeit $v \approx c$ bewegen, besitzt demnach keine Komponenten in Strahlrichtung. In diesem idealen Bild ist ein geladenes Teilchen nicht in der Lage, nachfolgende oder vorangegangene Ladungen zu beeinflussen. Die endliche Leitfähigkeit der Vakuumkammer führt jedoch dazu, dass es auf der Kammerwand in einem gewissen Abstand zu den führenden Ladungen zur Ansammlung von Bildladungen kommt, deren Felder auf nachfolgende Teilchen wirken können. Auch Querschnittsänderungen in der Vakuumkammer führen zu elektromagnetischen Feldern, die Folgeladungen beeinflussen können. Schematisch ist dieser Prozess in Abbildung 3.1 gezeigt. An der Diskontinuität der Kammer induziert eine Probeladung q_1 , die sich in einem Abstand Δu von der Strahlachse bewegt und der in einem zeitlichen Abstand τ eine Ladung q_2 folgt, ein elektromagnetisches

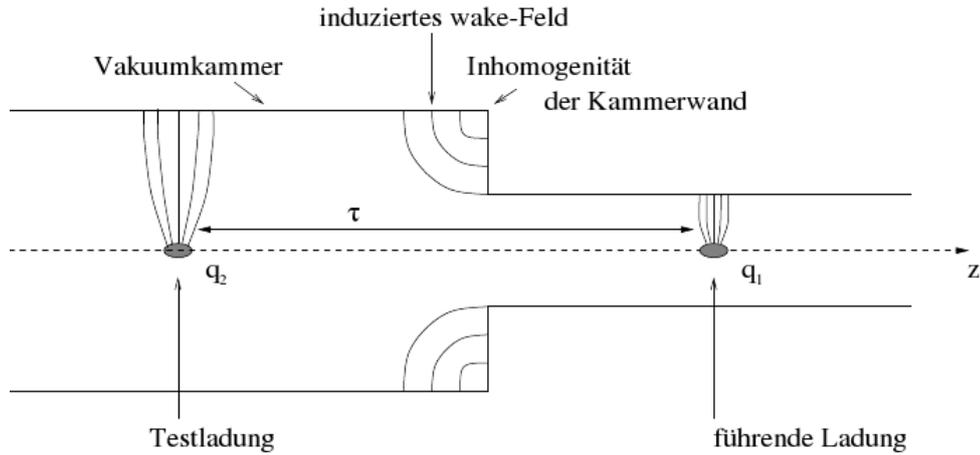


Abbildung 3.1: Eine Ladung q_1 beeinflusst die ihr in einem zeitlichen Abstand τ folgende Ladung q_2 durch die Induktion von Wakefeldern an einer Diskontinuität der Vakuumkammer [Knu00].

Feld, durch das q_2 eine Kraft $\vec{F}(z, \Delta u, \tau)$ erfährt. Das induzierte Feld wird Wakefeld genannt. Für die auf der Strecke L auf q_2 wirkende Kraft gilt

$$\vec{F}(z, \Delta u, \tau) = q_2 \cdot (\vec{E}(z, \Delta u, \tau) + c \cdot \vec{e}_z \times \vec{B}(z, \Delta u, \tau)) \quad . \quad (3.2)$$

Bezeichnet man mit F_{\parallel} deren parallele Komponente, so erhält man mit

$$w_{\parallel}(\tau) = -\frac{\int F_{\parallel} dz}{q_1 q_2} \quad (3.3)$$

die longitudinale Wakefunktion [Knu00]. Diese beschreibt demnach den durch das Teilchen q_1 hervorgerufenen Energieverlust von q_2 normiert auf $(q_1 \cdot q_2)$. Mit der Ladungsdichte $\rho(\tau)$ erhält man weiterhin das so genannte Wakepotential

$$W_{\parallel}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} w_{\parallel}(\tau - \hat{t}) \rho(\hat{t}) d\hat{t} \quad (3.4)$$

sowie aus seiner Fourier-Transformierten die Koppelimpedanz

$$Z(\omega)_{\parallel} = \int_{-\infty}^{\infty} w_{\parallel}(\tau) e^{-i\omega\tau} d\tau \quad . \quad (3.5)$$

Die Koppelimpedanzen bzw. das Wakepotential sind in der Lage, die Auswirkung der Umgebung auf den Strahl vollständig zu beschreiben.

Ein Hohlraumresonator stellt eine besondere Strahlumgebung dar. Die longitudinale Koppelimpedanz eines Resonators ist durch

$$Z(\omega)_{\parallel} = \frac{R_s}{1 + iQ \left(\frac{\omega_0}{\omega} - \frac{\omega}{\omega_0} \right)} \quad (3.6)$$

gegeben, wobei R_s , Q und ω_0 die aus Kapitel 2 bekannten Größen Shuntimpedanz, Güte und Resonanzfrequenz bezeichnen [Knu00]. Bildet man die Fourier-Transformierte von Gleichung (3.6), so erhält man einen Ausdruck, der eine Aussage über die Abklingzeit τ_a des Wakepotentials ermöglicht, die sich als identisch zur Dämpfungszeit des Resonators aus Gleichung (2.10) erweist.

Über ihre Wakefelder können Resonatoren mit geringer Güte durch ihre kurzen Abklingzeiten nur Einfluss auf den Bunch nehmen, der die Resonatorschwingung hervorgerufen hat, jedoch nicht auf nachfolgende Bunche. Bauteile, die ein solches Verhalten aufweisen, sind Quellen sogenannter Single-Bunch-Instabilitäten. Auch Querschnittsänderungen in der Strahlkammer (durch Flansche, Kreuzstücke, Monitore zur Strahldiagnose, etc.) führen meist zu Wakefeldern mit kurzen Abklingzeiten [Knu00].

Die gravierendsten Probleme beim Hochstrombetrieb in ELSA sind jedoch auf eine Klasse von Instabilitäten zurückzuführen, die im nächsten Abschnitt ausführlich behandelt werden soll.

3.2 Longitudinale Multi-Bunch-Instabilitäten

Im Gegensatz zu Single-Bunch-Instabilitäten können Multi-Bunch-Instabilitäten nur auftreten, wenn im Beschleuniger Wakefelder auftreten, die nicht innerhalb des zeitlichen Abstandes zweier Bunche ausreichend abgeklungen sind.

Die Moden höherer Ordnung (HOM) der Beschleunigungsresonatoren¹ weisen hohe Güten und Shuntimpedanzen mit entsprechend langer Abklingzeit (siehe Gleichung (2.11)) auf. Eine einmalig durch einen Bunch im Resonator angeregte Mode und deren Wakefeld kann deshalb während des Durchgangs weiterer Bunche über mehrere Beschleunigerumläufe fortbestehen und beeinflusst damit wiederum nachfolgende Bunche sowie den anregenden Bunch selbst. Zur Beschreibung der Bewegung der Bunche für den Fall der Beeinflussung durch ein langreichweitiges Wakefeld wird üblicherweise das Modell einer linearen Kette gekoppelter Oszillatoren verwendet, wobei jeder Oszillator einen Bunch repräsentiert, der Synchrotronschwingungen² ausführt [Kim00b]. Die Elektronen eines Bunches bewegen sich dann unter dem Einfluss des Wakefeldes kohärent, was dazu führt, dass der Ladungsschwerpunkt des Bunches mit der Synchrotronschwingungsfrequenz schwingt. Jedoch ist die Ausbildung verschiedener Schwingungsmoden möglich, die durch eine definierte Phasenbeziehung $\Delta\Phi$ zwischen benach-

¹An ELSA werden beispielsweise zwei fünfzellige 500 MHz-Resonatoren des Typs PETRA verwendet.

²Die Elektronen im Kreisbeschleuniger weisen im Mittel eine feste Phasenbeziehung zur beschleunigenden Hochfrequenz auf. Um diese Sollphase herum führen sie jedoch Schwingungen, die so genannten Synchrotronschwingungen, aus.

barten Oszillatoren charakterisiert sind. In einem vollständig gefüllten Beschleuniger gilt:

$$\Delta\Phi_n = \frac{2\pi n}{M}, \quad (3.7)$$

wobei M die Harmonisenzahl (d.h. die Anzahl der Bunche bei maximaler Füllung) bezeichnet und n eine natürliche Zahl mit $0 \leq n < M$ ist, die Multi-Bunch-Modenummer genannt wird. Die longitudinale Auslenkung x_i des i -ten Bunches für die Mode n in Abhängigkeit von der Zeit t ist durch

$$x_i(t) = \hat{x}_i \cdot \cos(2\pi f_s t + \Delta\Phi_n \cdot i) \quad (3.8)$$

gegeben, wobei f_s die Synchrotronfrequenz bezeichnet [Hei04].

Im folgenden soll der einfacheren Beschreibung wegen ein homogen gefüllter fiktiver Kreisbeschleuniger mit $M = 4$ Bunche betrachtet werden. Grundsätzlich lassen sich die gewonnenen Erkenntnisse später auf ELSA, mit der Harmonisenzahl $M = 274$, übertragen. Um die Bewegung der Bunche zu visualisieren, lässt sich ihre Schwingung als Kreisbewegung mit entsprechenden Phasenvorschüben auffassen. Abbildung 3.2 zeigt die vier möglichen Moden für den mit $M = 4$ Bunchen vollständig gefüllten Kreisbeschleuniger. Zu jedem Zeitpunkt schwingen die Bunche entweder in Phase ($\Delta\phi_n = 0$) oder weisen eine entsprechende Phasendifferenz zueinander auf.

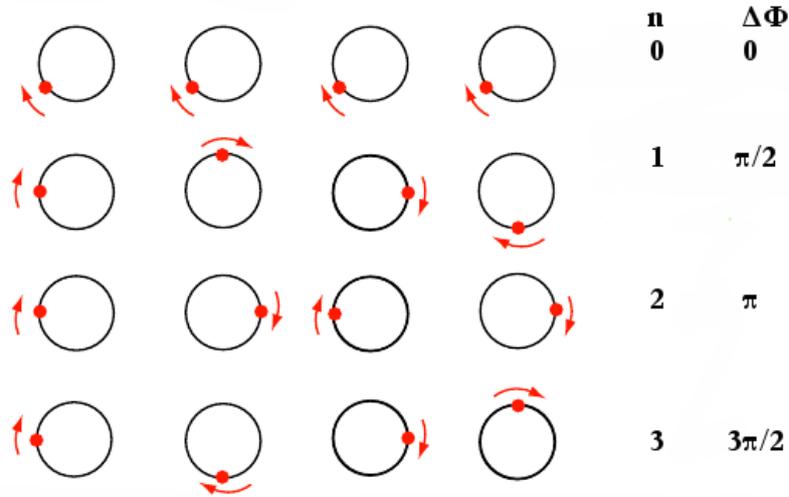


Abbildung 3.2: Alle möglichen Schwingungsmoden für einen vollständig gefüllten Kreisbeschleuniger mit $M = 4$ (vergleiche [Sch23]). Die Bunche können in Phase ($n = 0$) schwingen oder eine Phasendifferenz von $\Phi_n = \frac{2\pi n}{M}$ zu benachbarten Bunchen aufweisen.

Mit einem BPM³ kann an einem festen Punkt im Beschleuniger ein Signal gemessen werden, das proportional zur longitudinalen Ablage der Bunche ist. Unterzieht man das

³Mit **Beam Position Monitor** werden die Strahllageмонitore an ELSA bezeichnet. Für eine Beschreibung derselben sei auf [Bol08] verwiesen.

Signal einer Spektralanalyse, so ergibt sich beim Passieren eines Bunches ein Spektrum mit Frequenzbeiträgen bei

$$f_{m,n,p} = pMf_0 + nf_0 + mf_0Q_s \quad . \quad (3.9)$$

Hier bezeichnet f_0 die Umlauffrequenz, $Q_s = f_s/f_0$ ist der Synchrotron-Arbeitspunkt und für p sind ganze Zahlen mit $-\infty < p < \infty$ einzusetzen. Die natürliche Zahl m charakterisiert die Schwingungsform des Bunches: für $m = 0$ ist der Bunch stationär, das heißt, er führt keine kohärenten Schwingungen aus. Für einen Dipolschwingungen ausführenden Bunch gilt $m = 1$, für Quadrupolschwingungen $m = 2$ etc.

Diese Schwingungsmoden erscheinen im Strahlspektrum als obere und untere Seitenbänder zu den Umlaufharmonischen (nf_0) [Sva98]. In Abbildung 3.3 ist die Lage der Dipol-Synchrotronseitenbänder ($m = 1$) des Kreisbeschleunigers aus obigem Beispiel für $p = -3, \dots, 3$ im Frequenzspektrum eingezeichnet. Die langen Linien stellen die Umlaufharmonischen dar, die über M mit der verwendeten Hochfrequenz f_{rf} gemäß $f_{rf} = Mf_0$ verknüpft sind. Um positive und negative Seitenbänder zu unterscheiden, sind die Linien mit Pfeilen versehen: Nach oben gerichtete Pfeile kennzeichnen positive Frequenzen, nach unten gerichtete Pfeile symbolisieren die vom Spektrumanalysator in den positiven Bereich gespiegelten negativen Frequenzen, die wegen $-\infty < p < \infty$ ebenfalls möglich sind. Der einfacheren Darstellung wegen wurde $Q_s = 0,25$ gewählt.

Es fällt auf, dass alle M möglichen Moden im Frequenzintervall $[k \cdot f_{rf}, (k + \frac{1}{2}) \cdot f_{rf}]$ beziehungsweise $[(k - \frac{1}{2}) \cdot f_{rf}, k \cdot f_{rf}]$ liegen ($k \in \mathbb{N}$). Die zusammengehörenden Modensätze sind jeweils gleichfarbig gekennzeichnet.

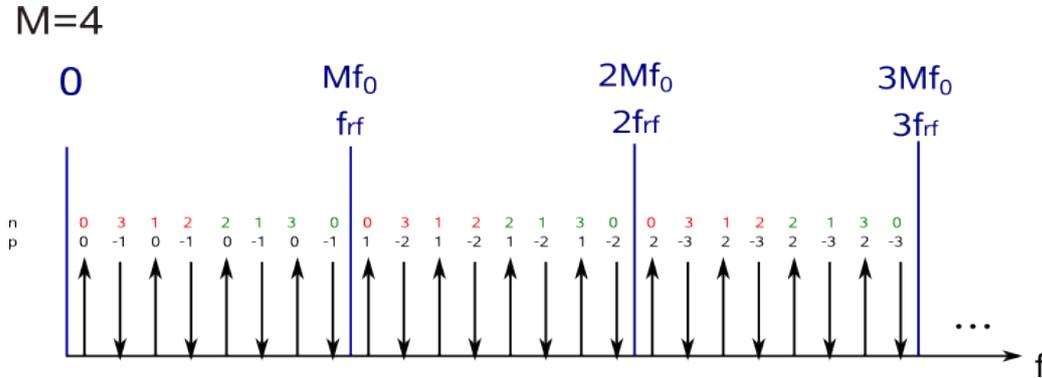


Abbildung 3.3: Strahlspektrum eines mit $M=4$ Bunchen homogen gefüllten Kreisbeschleunigers. Zu sehen sind die Hochfrequenz-Harmonischen sowie die Lage der Dipol-Seitenbänder für $p=-3, \dots, 3$. Aufwärts weisende Pfeile stellen die oberen Seitenbänder dar, abwärts weisende die unteren Seitenbänder. Alle möglichen Moden liegen jeweils in einem Frequenzintervall mit der Breite $f_{rf}/2$. Die zusammengehörenden Modensätze sind gleichfarbig, in rot bzw. in grün, gekennzeichnet.

Die Multi-Bunch-Moden können anschwingen, wenn deren Seitenbänder beispielsweise mit der Impedanz-Resonanzkurve einer Eigenmode der Hochfrequenzresonatoren

überlappen. Die Elektronen führen dann kohärente Schwingungen aus und die longitudinale Bewegung der Bunchschwerpunkte wird durch die Differentialgleichung

$$\ddot{x}_i + 2(D - G) \cdot \dot{x}_i + (2\pi f_s)^2 \cdot x_i = 0 \quad (3.10)$$

beschrieben, wobei $D > 0$ die natürliche longitudinale Dämpfungsrate des Beschleunigers⁴ und $G > 0$ ein Maß für die zusätzliche abbremssende oder beschleunigende Kraft auf die einzelnen Bunche ist, die eine Folge des longitudinalen Wakefeldes der angeregten Resonatormode ist. G wird auch als Wachstumsrate der Schwingungsmode bezeichnet [Lon09]. Gleichung (3.8) muss durch die zusätzlich auftretende Dämpfung und Anregung der longitudinalen Bunchbewegung zu

$$x_i(t) = \hat{x}_i e^{(G-D)t} \cos(2\pi f_s t + \Delta\Phi_n \cdot i) \quad (3.11)$$

modifiziert werden. Ist die natürliche Dämpfung größer als die Wachstumsrate, so führt dies zu einer Dämpfung der entsprechenden Mode (siehe Abbildung 3.4), ist sie hingegen kleiner, kommt es zur Ausbildung gekoppelter Multi-Bunch-Instabilitäten (kurz MBI): Die Amplitude der Bunchschwingung wächst bei jedem Umlauf weiter, was zu einer Verschlechterung der Strahlqualität oder gar zu Strahlverlust führt.

Um einer Multi-Bunch-Instabilität entgegenzuwirken, muss eine zusätzliche Dämpfung der Bewegung erreicht werden. In Gleichung (3.10) wird dies durch die Einführung einer zusätzlichen Dämpfung D' mit

$$G - D - D' < 0 \quad (3.12)$$

erreicht. Eine solche Dämpfung kann durch einen speziellen Resonator erreicht werden, der Bestandteil eines für ELSA vorgesehenen Feedbacksystems sein wird und im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurde. Um die Dämpfung aller Multi-Bunch-Instabilitäten zu gewährleisten, muss der Resonator einige Anforderungen erfüllen, auf die im nächsten Kapitel eingegangen werden soll.

⁴Hervorgerufen wird die Dämpfung durch die Abstrahlung von Synchrotronstrahlung, die der Schwingung Energie entzieht.

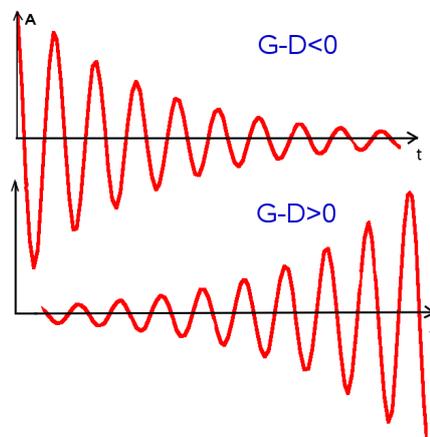


Abbildung 3.4: Zeitliche Entwicklung der Amplitude der longitudinalen Bewegung eines einzelnen Bunches: Durch Abgabe von Synchrotronstrahlung wird dem Bunch Energie entzogen, was zur Dämpfung seiner Schwingung führen kann (obere Kurve). Wird die Wachstumsrate allerdings zu groß, führt dies zum exponentiellen Wachstum der Amplitude und damit zu einer longitudinal instabilen Bunchbewegung (untere Kurve).

Kapitel 4

Anforderungen an das Kicker-Cavity

4.1 Frequenzbereich

Die zu dämpfenden longitudinalen Multi-Bunch-Instabilitäten liegen alle, wie in Abschnitt 3.2 erläutert, im Frequenzintervall $[k \cdot f_{\text{rf}}, (k + \frac{1}{2}) \cdot f_{\text{rf}}]$, bzw. $[(k - \frac{1}{2}) \cdot f_{\text{rf}}, k \cdot f_{\text{rf}}]$. Um auftretende Instabilitäten zu dämpfen, muss das zu konstruierende Kicker-Cavity demnach im gesamten genannten Frequenzbereich ein ausreichend großes, longitudinales elektrisches Feld aufweisen. Zur Dämpfung der Moden wird dazu das elektrische Feld der TM_{010} -Mode, d.h. der Grundmode genutzt. Gemäß Gleichung (2.19) ist die erreichbare Beschleunigungsspannung - und damit das elektrische Feld im Resonator - abhängig von der Shuntimpedanz der Grundmode, die bei vorgegebener Ansteuerungsleistung des Kicker-Cavities möglichst groß sein sollte.

Die Impedanz eines Resonators ist jedoch nicht konstant, wie man aus Abbildung 2.5 schließen kann. Werte nahe der Shuntimpedanz erhält man für herkömmliche Resonatoren nur für einen sehr schmalen Frequenzbereich um die Resonanz. Es stellt sich heraus, dass die Halbwertsbreite $\Delta\omega_{\text{H}}$ der Resonanzkurve des Kicker-Cavities mindestens der Breite des gesamten Modenspektrums der longitudinalen Multi-Bunch-Instabilitäten entsprechen sollte, d.h., dass $\Delta\omega_{\text{H}} = \frac{1}{2}f_{\text{rf}}$ gelten muss, um alle Multi-Bunch-Moden ausreichend zu dämpfen [Gal98]. Abbildung 4.1 veranschaulicht diesen Sachverhalt wiederum für den in Abschnitt 3.2 beschriebenen Kreisbeschleunigerbeispiels und der Wahl von $k = 2$.

Die Lage der Resonanzfrequenz der TM_{010} -Mode (d.h. die Arbeitsfrequenz f_{A} des Kicker-Cavities), die ebenfalls in Abbildung 4.1 eingezeichnet ist, muss in der Mitte dieses Frequenzintervalles liegen:

$$f_{\text{A}} = \left[p \pm \frac{1}{4} \right] \cdot f_{\text{rf}} \quad . \quad (4.1)$$

Bei der Wahl des Parameters p muss beachtet werden, dass für zu kleine Arbeitsfrequenzen die hohe Bandbreite von 250 MHz praktisch nicht realisierbar ist. Außerdem

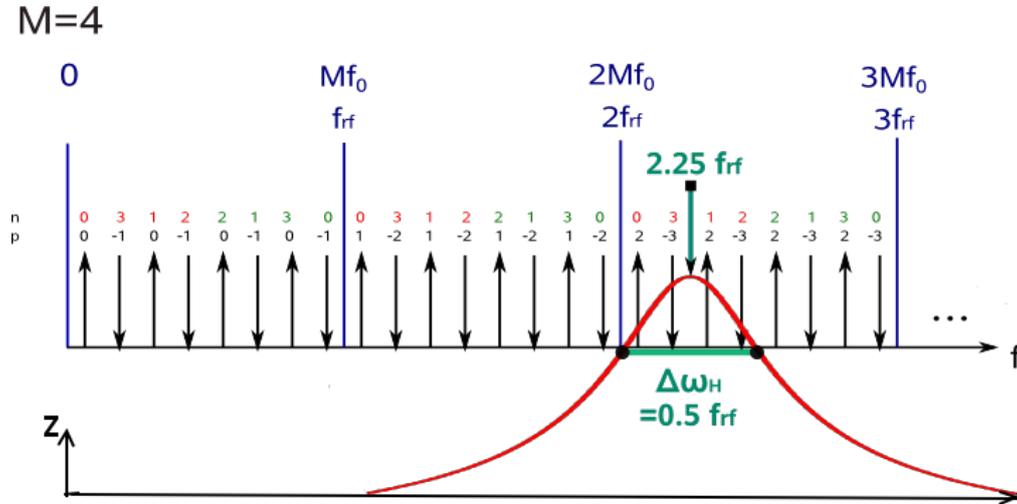


Abbildung 4.1: Das Strahlspektrum ist identisch zu dem aus Abbildung 3.3. Eingezeichnet sind nun zusätzlich die Resonanzfrequenz f_A und die zur Dämpfung aller möglichen Moden mit $k = 2$ nötige Breite $\Delta\omega_H$ der Resonanzkurve.

hat die Wahl der Frequenz nach Gleichung (2.8) Auswirkungen auf die Dimensionen des Kicker-Cavities. So führt eine niedrige Frequenz zu einem großen Durchmesser, was vor allem aus Kosten- und Platzgründen zu bedenken ist. Die Shuntimpedanz wird ferner durch Verluste im Resonator bestimmt. Da die Resonatoroberfläche mit steigender Frequenz immer kleiner wird und damit weniger Verluste auftreten können, lässt sich bei höherer Arbeitsfrequenz eine größere Shuntimpedanz erzielen. Allerdings ergibt sich auch eine obere Grenze für p , da sich die Grundmode im Resonator nur ausbilden kann, wenn dieser einen signifikant größeren Durchmesser als die ihn umgebenden Strahlrohre aufweist. In ELSA beträgt dieser Durchmesser üblicherweise 100 mm. Die Resonanzfrequenz der TM_{010} -Mode eines 100 mm breiten Resonators läge bei 2,295 GHz. Die Arbeitsfrequenz des Resonators sollte demnach signifikant unterhalb von $2,295 \text{ GHz} - \frac{\Delta\omega_H}{2}$ liegen, woraus ein maximal erlaubter Wert von $p = 3$ folgt.

Ein weiterer limitierender Faktor bei der Festlegung von p ist durch die Länge der Bunche in ELSA gegeben. Da die longitudinale Ladungsverteilung innerhalb eines Bunches ein gaußförmiges Profil aufweist, lässt sich eine 2σ -Bunchlänge definieren. Diese wurde indirekt durch Messung der Synchrotronschwingungsfrequenz an ELSA während der Energierampe bestimmt, wobei sich eine Energieabhängigkeit gemäß Abbildung 4.2 ergibt [Ebe10]. Im regulären Betrieb der Beschleunigeranlage muss demnach mit Bunchlängen von $2\sigma = 1,2 \text{ cm}$ bis $2\sigma = 6,0 \text{ cm}$ gerechnet werden. Da sowohl die ersten als auch die letzten Teilchen des Bunches während des Durchgangs durch den Resonator in die gleiche Richtung beschleunigt werden sollen, muss die Zeit, die der einzelne Bunch im Resonator verbringt, kleiner als eine halbe Periodendauer der Hochfrequenz des Resonators sein. Für die Wellenlänge $\lambda_A = \frac{c}{f_A}$ der TM_{010} -Mode

muss deshalb

$$\frac{\lambda_A}{2} - 2\sigma > \text{beschleunigende Resonatorstrecke} \quad (4.2)$$

gefordert werden. Da eine Verkürzung der Resonatorlänge auch eine Verringerung der Beschleunigungsspannung zur Folge hat, sollte die Wellenlänge entsprechend nicht zu klein, d.h. der Parameter p nicht zu groß gewählt werden. Die Wahl von $p = 2$ stellt einen Kompromiss dar und führt zu einer Arbeitsfrequenz von

$$f_A = 1,125 \text{ GHz} \quad ,$$

was – mit einer Halbwertsbreite von $\Delta\omega_H = 250 \text{ MHz}$ – in Gleichung (2.11) eingesetzt zu einer im Vergleich zu konventionellen Resonatoren sehr geringen Güte von

$$Q_L = \frac{f_A}{\Delta\omega_H} = 4,5$$

führt. Aus Gleichung (4.2) folgt mit $\lambda_A = 27 \text{ cm}$ der angegebenen Arbeitsfrequenz:

$$\frac{\lambda_A}{2} - 2\sigma = 7,3 \text{ cm} > \text{beschleunigenden Resonatorstrecke.} \quad (4.3)$$

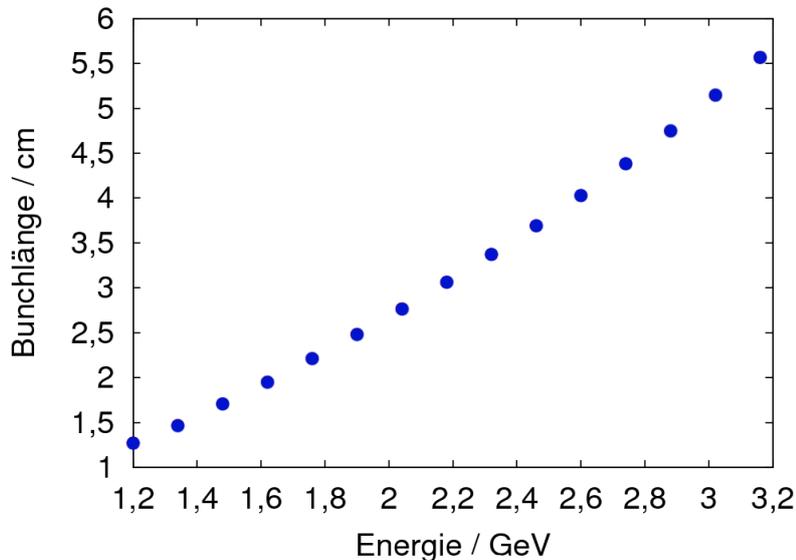


Abbildung 4.2: Entwicklung der 2σ -Bunchlänge in Abhängigkeit der Energie, wie sie indirekt aus der Messung der Synchrotronschwingungsfrequenz während der Energierampe von (1,2 – 3,2) GeV an ELSA gewonnen wurde. Die Bunchlänge nimmt mit steigender Energie zu und erreicht im regulären Beschleunigerbetrieb einen Maximalwert von $2\sigma = 6 \text{ cm}$ (vergleiche [Ebe10])

4.2 Dämpfungszeit

Mit dem in Kapitel 6.2 beschriebenen Feedbacksystem wird es möglich sein, für jeden Bunch ein eigenes Korrektursignal zu bestimmen, mit dem das Kicker-Cavity angesteuert werden kann. Dazu muss aber das Signal für den vorangegangenen Bunch bereits ausreichend abgeklungen sein, bevor der Resonator mit dem neuen Signal angesteuert werden kann. Die Dämpfungszeit τ des Resonators (vergleiche Gleichung (2.10)) sollte deshalb kürzer als der minimale zeitliche Abstand zweier Bunche in ELSA sein. Im Falle homogener Füllung ergibt sich mit der ELSA-Hochfrequenz von 500 MHz ein Bunchabstand von 2 ns. Es folgt mit einer Halbwertsbreite von 250 MHz eine Dämpfungszeit von

$$\tau = \frac{1}{\pi \Delta\omega_H} = 1,27 \text{ ns} \quad , \quad (4.4)$$

was als angemessen kurz betrachtet werden kann.

4.3 Moden höherer Ordnung

Damit das Kicker-Cavity nicht selbst zur Quelle longitudinaler Multi-Bunch-Instabilitäten wird, dürfen keine Moden höherer Ordnung mit hoher Shuntimpedanz anschwngen. Moden höherer Ordnung müssen daher ausreichend zu gedämpft.

4.4 Vergleich mit anderen breitbandigen longitudinalen Kickern

Bei dem bereits in der Einleitung erwähnten DAΦNE-Resonator wird das elektrische Feld der TM₀₁₀-Mode zur Dämpfung der Multi-Bunch-Moden genutzt. Die hohe Bandbreite wird durch das Anbringen von drei Koaxial-Durchführungen, in die die Hochfrequenz eingekoppelt werden kann, und drei Koaxial-Durchführungen, die mit jeweils 50 Ω abgeschlossen werden, erreicht. Durch speziell konstruierte Hohlleiter kann Leistung ausgekoppelt und in den 50 Ω-Abschlüssen gedämpft werden. Die Einkopplung der Leistung erfolgt mit drei Signalen gleicher Amplitude und Phase, wodurch eine kritische Kopplung gewährleistet wird. Die Arbeitsfrequenz des DAΦNE-Resonators beträgt $f_A = 1,197 \text{ GHz}$ und liegt damit über der für ELSA geforderten Frequenz von $f_A = 1,125 \text{ GHz}$. Seine Halbwertsbreite ist mit $\Delta\omega_H = 220 \text{ MHz}$ etwas klein, die Dämpfungszeit und Güte sind entsprechend zu groß für die Nutzung an ELSA [Gal98, Kim00a]. Seine Geometrie, wie sie in Abbildung 4.3 in Schnittdarstellung gezeigt ist, kann deshalb nicht ohne Modifikationen übernommen werden. Ein Vergleich der wesentlichen DAΦNE- und der gewünschten Kicker-Cavity-Parameter findet sich in Tabelle 4.1.

Die Entwicklung des in dieser Arbeit vorgestellten Kicker-Cavities, ebenso wie die am BESSY, PLS u.a. eingesetzten Kicker-Cavities [Kah99, Kim00a], basieren jedoch auf dem ursprünglichen DAΦNE-Design. Einzelne Parameter können durch Änderungen an der Geometrie gut an die jeweiligen Bedürfnisse angepasst werden. Gleichwohl

Parameter	gefordert für ELSA	DAΦNE
Arbeitsfrequenz f_A	1,125 GHz	1,197 GHz
Halbwertsbreite $\Delta\omega_H$	250 MHz	220 MHz
belastete Güte Q_L	4,5	5
Dämpfungszeit τ	1,27 ns	1,44 ns
Shuntimpedanz R_s	maximal	760 Ω

Tabelle 4.1: Überblick über die geforderten Kicker-Cavity Parameter für ELSA im Vergleich zu den Parametern des DAΦNE-Resonators.

existieren für den Einsatz in Feedbacksystemen auch andere Lösungsansätze. Hier sei beispielsweise auf den $TM_{0,1.5,0}$ -Moden-Resonator am KEK in Japan hingewiesen, der zwar eine deutlich höhere Shuntimpedanz als der DAΦNE-Resonator, jedoch auch eine wesentlich kleinere Halbwertsbreite von $\Delta\omega_H = 182$ MHz und eine längere Füllzeit von $\tau = 1,75$ ns aufweist. Dieser Ansatz wurde daher nicht weiter verfolgt. Eine Beschreibung der Funktionsweise dieses Resonators findet sich in [Shi95].

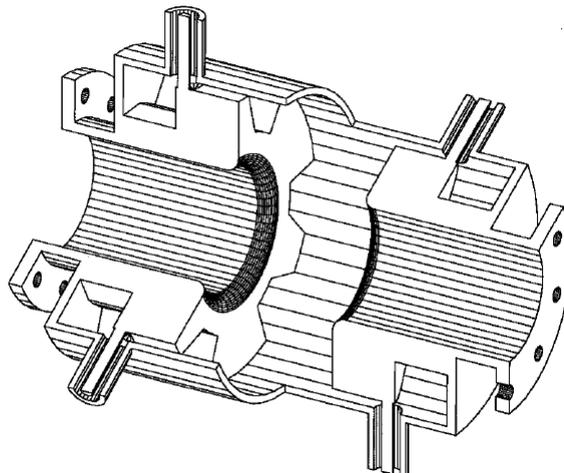


Abbildung 4.3: Das DAΦNE Kicker-Cavity in Schnittdarstellung. Auf der linken Seite sind zwei der drei Koaxial-Einkopplungen zu sehen, in die über speziell konstruierte Hohlleiter Leistung in den Resonator eingespeist werden kann. Die drei Durchführungen auf der rechten Seite werden mit 50 Ω -Widerständen abgeschlossen. Die Struktur weist eine hohe, jedoch keine ausreichende Halbwertsbreite auf.

Kapitel 5

Simulationen mit CST-Microwave und CST-Particle Studio

5.1 Simulationssoftware

Um einen Resonator mit Parametern wie in Kapitel 4.4 gefordert zu erhalten, reicht ein einfaches Modell, wie das eines zylindrischen Resonators aus perfekt leitendem Material, nicht aus. Die Auswirkungen von Modifikationen, die an der Geometrie vorgenommen werden, können zwar teilweise grob abgeschätzt werden, jedoch ist eine analytische Lösung der Maxwell-Gleichungen für komplexere Strukturen nicht mehr möglich. Aus diesem Grund bedient man sich einer Software, die numerische Lösungen für die Feldkonfigurationen solcher Strukturen liefert. Ein solches Softwarepaket mit graphischer Oberfläche ist CST STUDIO SUITE™ [CST10]. Dieses Paket umfasst das Modul CST MICROWAVE STUDIO®¹, mit dem passive Hochfrequenzkomponenten wie z.B. Resonatoren, Filter und Antennen simuliert werden können. Weiterhin steht mit CST PARTICLE STUDIO® ein Modul zur Verfügung, das auf die Berechnung der Dynamik elektrisch geladener Teilchen in elektromagnetischen Feldern spezialisiert ist und mit der sich auch die durch diese Teilchen erzeugten elektromagnetischen Felder bestimmen lassen. Beide Module wurden im Rahmen dieser Arbeit genutzt.

Zunächst wird das zu behandelnde Problem mit Hilfe eines dreidimensionalen Gitters angenähert. Der Abstand der Gitterpunkte kann variiert werden. Sollen detailliertere Strukturen berücksichtigt werden, so verlangt dies ein feineres Gitternetz, was eine längere Rechenzeit nach sich zieht. Für gröbere Strukturen reicht ein weitmaschigeres Gitter aus. Die numerische Lösung der Maxwell-Gleichungen wird dann durch die Methode der so genannten finiten Integration [Wu07] für jeden Gitterpunkt durchgeführt.

¹Im Folgenden kurz CST MWS genannt.

5.2 Pillbox-Geometrie

5.2.1 Einfluss der Strahlrohre

Bei der Entwicklung des Kicker-Cavities wurde zunächst von einem einfachen zylindrischen Hohlraumresonator – auch Pillbox-Cavity genannt – ausgegangen. Für die Integration in die Beschleunigeranlage muss der Resonator zusätzlich mit den Vakuumkammern des ELSA-Rings verbunden werden, um den Elektronenstrahl hindurch zu lassen. Abbildung 5.1 zeigt das Bild eines Pillbox-Cavities mit verbundenen Strahlrohren, wie es mit der graphischen Oberfläche von CST MWS erstellt wurde. Dabei gibt CST MWS als Hintergrundumgebung PEC² vor, aus dem die Vakuumstruktur herausgeschnitten wird. In der Abbildung ist das Vakuum in hellblau dargestellt. Die

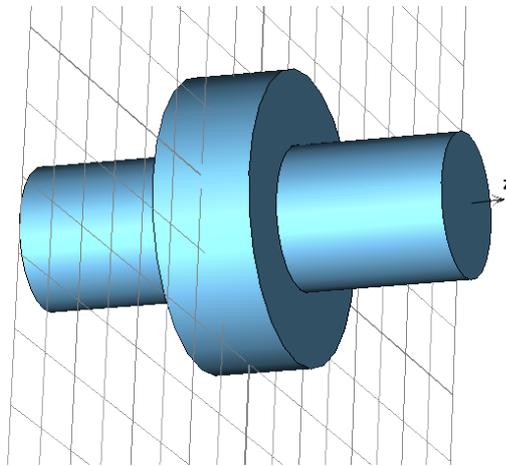


Abbildung 5.1: Die Abbildung zeigt das Innere (Vakuum) eines mit CST MWS erstellten, einfachen Pillbox-Cavities mit Strahlrohren.

Frequenz der TM_{010} -Mode eines Pillbox-Cavities, d.h. dessen Arbeitsfrequenz ohne Strahlrohre, ist gemäß Gleichung (2.8) durch

$$f_A = \frac{2,40482 \cdot c}{2\pi r} \quad (5.1)$$

gegeben, wobei der Wert 2,40482 die erste Nullstelle der nullten Besselfunktion ist. Für eine gewünschte Arbeitsfrequenz von $f_A = 1,125$ GHz ergäbe sich somit ein Radius von $r = 102,0$ mm. Das Anfügen der Strahlrohre hat jedoch Einfluss auf die Feldverteilung und Eigenfrequenzen der Moden. Abbildung 5.2 zeigt beispielsweise den Verlauf des longitudinalen elektrischen Feldes der TM_{010} -Mode entlang der z -Achse. Im Gegensatz zum zylindrischen Hohlraumresonator ohne Strahlrohre ragt das elektrische Feld nun in diese hinein. Dies hat zur Folge, dass nun auch die Länge des Resonators bestimmend

²Perfect Electric Conductor, englisch für perfekt elektrisch leitendes Material.

für dessen Arbeitsfrequenz ist. Um die im letzten Kapitel vorgestellten Zielparameter zu erreichen, ist beim weiteren Vorgehen das Anfügen zusätzlicher Strukturen erforderlich, die wiederum Einfluss auf die Feldverteilung und Arbeitsfrequenz nehmen. Da es sich um gekoppelte Größen handelt, stellt die Entwicklung des Kicker-Cavities einen aufwändigen iterativen Prozess dar, bei dem ursprünglich festgesetzte Parameter immer wieder verändert werden müssen. Es stellt sich heraus, dass für die endgültige Struktur bei einer Resonatorlänge von 68 mm und einem Strahlrohrradius von 50 mm, ein Resonatorradius von 101,5 mm erforderlich ist, um die gewünschte Arbeitsfrequenz zu erhalten.

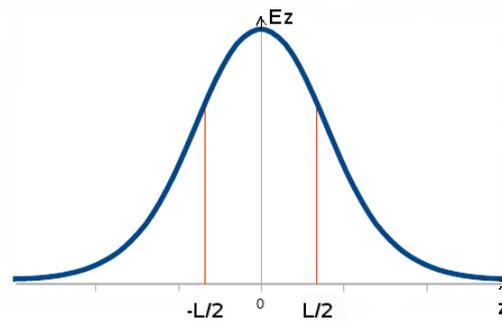


Abbildung 5.2: Das Diagramm zeigt den Verlauf der longitudinalen Komponente des elektrischen Feldes der TM_{010} -Mode auf der z -Achse für einen mit Strahlrohren versehenen Resonator der Länge L . Der Resonator weist auch im Bereich der Strahlrohre ($|z| > \frac{L}{2}$) ein elektrisches Feld auf.

Um Kriterien zu erhalten, in welche Richtung die Geometriegrößen korrigiert werden müssen, falls sich mit dem ursprünglichen Modell die übrigen Ziele nicht erreichen lassen, müssen Auswirkungen auf einzelne Parameter separat analysiert werden.

Abbildung 5.3 zeigt beispielsweise die Abhängigkeit der Arbeitsfrequenz des Pillbox-Cavities (mit Strahlrohren) vom Strahlrohrradius bei einem konstanten Resonatorradius von 101,5 mm und einer Resonatorlänge von 68 mm. Der Zusammenhang wurde mit dem Eigenmoden-Solver von CST MWS gewonnen. Dieser ist für die Simulation resonanter Strukturen ausgelegt und kann neben der Feldverteilung der Moden auch deren Frequenzen bestimmen. Das Radiusintervall wurde so gewählt, dass es den für ELSA typischen Strahlrohrdurchmesser von 100 mm enthält. Es lassen sich so allein durch Änderungen an den Strahlrohren Frequenzunterschiede im Bereich von 100 MHz realisieren. Keinen Einfluss auf die Eigenfrequenz der Resonatormode hat hingegen die Leitfähigkeit des Materials, daher wird diese vom Eigenmoden-Solver zur Bestimmung der Frequenz auch nicht berücksichtigt.

Mit Hilfe des so genannten Template Based Post Processing lassen sich die aus dem Eigenmoden-Solver gewonnenen Ergebnisse nachbearbeiten, um z.B. die Feldverteilung entlang bestimmter Achsen, die Shuntimpedanz oder die Güte der Struktur zu erhalten. Für diesen Zweck kann dem Material nachträglich eine Leitfähigkeit zugewie-

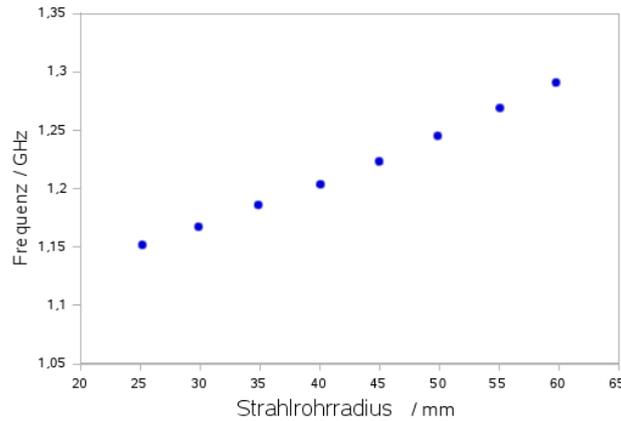


Abbildung 5.3: Die Arbeitsfrequenz des Resonators in Abhängigkeit vom Strahlrohrradius. Mit zunehmendem Radius steigt auch die Arbeitsfrequenz an.

sen werden, die bei der Bestimmung der Shuntimpedanz und der Güte berücksichtigt wird. Statt der Shuntimpedanz, die von den Materialeigenschaften abhängig ist, bedient man sich jedoch gerne des (R/Q) -Faktors

$$(R/Q) := \frac{R_s}{Q_0} \quad , \quad (5.2)$$

der eine reine Geometriegröße ist. Ersetzt man in dieser Gleichung die Shuntimpedanz R_s durch die effektive Shuntimpedanz $R_{s, \text{eff}}$, so erhält man den effektiven $(R/Q)_{\text{eff}}$ -Faktor, der die Änderung des elektrischen Feldes während des Durchgangs eines ultrarelativistischen Teilchens durch den Resonator berücksichtigt. Mit der belasteten Güte des Kicker-Cavities erhält man für dessen effektive Shuntimpedanz

$$R_{s, \text{eff}} = (R/Q)_{\text{eff}} \cdot Q_0 = (R/Q)_{\text{eff}} \cdot (1 + \kappa) Q_L \quad . \quad (5.3)$$

Es gilt demnach, den $(R/Q)_{\text{eff}}$ -Faktor zu maximieren, um bei annähernd kritischer Kopplung ($\kappa \approx 1$) und mit $Q_L = 4,5$ eine möglichst große effektive Shuntimpedanz zu erzielen.

Für ein Pillbox-Cavity ist der (R/Q) -Faktor proportional zu dessen Länge und dessen Arbeitsfrequenz [Sch06]. Für das Pillbox-Cavity mit angeschlossenem Strahlrohr hängt der $(R/Q)_{\text{eff}}$ -Faktor hingegen auch von dessen Radius ab. Der Zusammenhang zwischen dem Strahlrohrradius und dem $(R/Q)_{\text{eff}}$ -Faktor kann jedoch nicht direkt ermittelt werden, da nach Abbildung 5.3 eine Änderung des Radius auch eine Verschiebung von f_A bewirkt. Um f_A konstant zu halten, muss deshalb zunächst für jeden Wert des Strahlrohrradius, für den der $(R/Q)_{\text{eff}}$ -Faktor untersucht werden soll, der Resonatorradius angepasst werden. Für diese Aufgabe stellt CST MWS eine Optimierungsfunktion zur Verfügung, bei der ein Parametersatz so lange variiert wird, bis die vorgegebenen Zielparameter erreicht sind. Für die zu untersuchenden Strahlrohrradien wird zusammen mit dem optimierten Resonatorradius jeweils separat der

$(R/Q)_{\text{eff}}$ -Faktor bestimmt. Abbildung 5.4 zeigt die so gewonnene Abhängigkeit bei konstanter Frequenz $f_A = 1,125$ GHz. Eine höhere Shuntimpedanz lässt sich demnach durch das Anbringen von Strahlrohren geringeren Durchmessers erreichen.

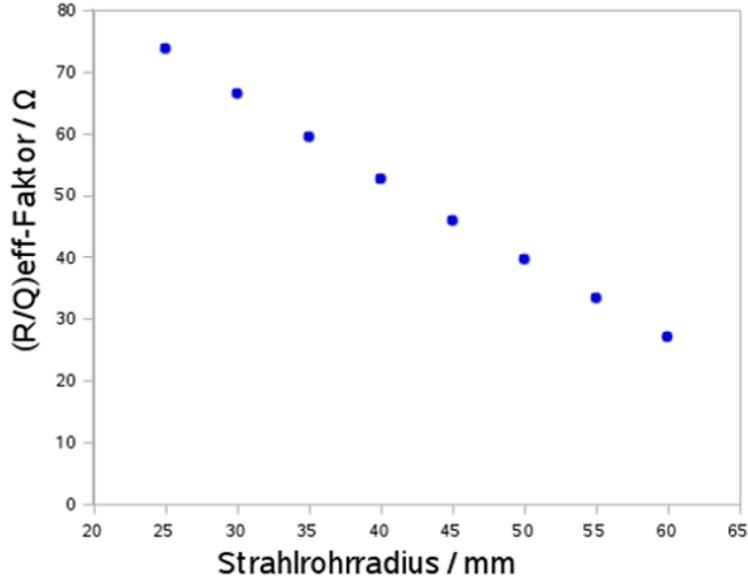


Abbildung 5.4: Abhängigkeit des $(R/Q)_{\text{eff}}$ -Faktors vom Strahlrohrradius bei konstant gehaltener Arbeitsfrequenz des Resonators von 1,125 GHz.

Jedoch ist der Radius der Strahlrohre Einschränkungen unterworfen: Wie groß der minimale Durchmesser D_{min} des Strahlrohrs gewählt werden muss, ist unter anderem abhängig von der erwarteten Strahlbreite an der genannten Position. Als Faustregel sollte

$$D_{\text{min}} = 7 \cdot \text{Strahlbreite} = 14 \cdot \sigma_{x/z} \quad (5.4)$$

eingehalten werden. Für die horizontale ($2\sigma_x$) und vertikale ($2\sigma_z$) Strahlbreite in Abhängigkeit der longitudinalen Position s gilt

$$2\sigma_x = 2 \cdot \sqrt{\epsilon_x \beta_x(s) + \left[D_x(s) \left(\frac{\Delta p}{p_0} \right) \right]^2} \quad (5.5)$$

bzw.

$$2 \cdot \sigma_z = 2 \sqrt{\epsilon_z \beta_z(s)} \quad , \quad (5.6)$$

wobei mit ϵ die jeweilige Emittanz, mit $\beta(s)$ der Wert der β -Funktion, mit $\frac{\Delta p}{p}$ die Impulsabweichung der Teilchen und mit $D_x(s)$ die Dispersion am Ort s bezeichnet wird [Pre07]. Ein geeigneter Einbauort für die Resonatoren liegt zwischen dem PETRA II-Resonator und dem Quadrupol QF18 (siehe Abbildung 1.1). Die longitudinale Position wurde grob vermessen, sie liegt bei ca. $s = 85,6$ m. Ausschlaggebende Gründe für

diese Wahl waren der vorhandene Platz, die geringe Strahlbreite sowie die Nähe zum Hochfrequenzraum, um die Verluste in den Zuleitungen durch kurze Kabel zum voraussichtlich dort untergebrachten Verstärkers möglichst gering zu halten. Die Sollposition des Kicker-Cavitys liegt damit in einer der geraden Strecken der Beschleunigeranlage, in denen die Dispersion wegen des Missing-Magnet-Prinzips³ vernachlässigbar ist. Die übrigen notwendigen Werte zur Berechnung der Strahlbreite bei $s = 85,6$ m, bei einer Energie von 3,5 GeV sind [Pre07]:

$$\epsilon_x = 1048,7 \text{ nm} \cdot \text{rad} \quad ,$$

$$\beta_x = 9,4 \text{ m} \quad ,$$

$$\beta_z = 5,7 \text{ m} \quad .$$

Da ϵ positiv mit der Energie korreliert, ist eine Betrachtung bei der maximalen Energie für eine obere Abschätzung des benötigten Strahlrohrdurchmessers ausreichend. Die vertikale Emittanz beträgt grob abgeschätzt etwa 10 % des Wertes der horizontalen Emittanz, so dass bei Verwendung eines runden Strahlrohrs die Berechnung der vertikalen Strahlbreite zur Abschätzung von D_{\min} nicht notwendig ist. Eingesetzt in Gleichung (5.5) ergibt sich

$$2\sigma_x = 0,6 \text{ cm}$$

und damit

$$D_{\min} = 4,2 \text{ cm}. \tag{5.7}$$

Das Strahlrohr stellt nichts anderes als einen zylindrischen Hohlleiter dar. Einem solchen lässt sich nach Gleichung (2.7) eine kritische Frequenz zuordnen, unterhalb der keine Ausbreitung elektromagnetischer Wellen stattfinden kann. Oberhalb dieser Frequenz können sich Wellen im Strahlrohr jedoch ungedämpft ausbreiten. Dadurch kommt es zur Dämpfung der höheren Moden (HOM) des Resonators, deren Eigenfrequenzen über dieser kritischen Frequenz liegen [Knu00].

Die nächste HOM des Resonators sollte deshalb über der kritischen Frequenz des Strahlrohres liegen. Die nächste Mode höherer Ordnung, mit nicht vernachlässigbarem $(R/Q)_{\text{eff}}$ -Faktor (Moden mit $(R/Q)_{\text{eff}} < 3 \Omega$ wurden nicht berücksichtigt) für ein Pillbox-Cavity der Länge 68 mm und einem Radius von 101,5 mm liegt, wie mit dem Eigenmoden-Solver ermittelt wurde, bei einer Frequenz von 2,33 GHz. Durch Betrachten der aus dem Eigenmoden-Solver gewonnenen Feldlinienverteilung lässt sich auch die Charakterisierung der Art der Mode vornehmen. Bei der genannten Mode handelt es sich um eine TM_{011} -Mode mit $(R/Q)_{\text{eff}} = 25 \Omega$.

Für einen Strahlrohrradius von 50 mm ergibt sich eine kritische Frequenz von 2,295 GHz, die bereits recht nah an der Frequenz der nächsten HOM liegt. Bei einem Radius von 45 mm ist die kritische Frequenz bereits zu hoch, um eine Dämpfung der Mode zu gewährleisten. Aus diesem Grund wurde ein Strahlkammerradius von 50 mm gewählt. Die Nähe der kritischen Frequenz zur Frequenz der TM_{011} -Mode ist nicht weiter störend. Durch spezielle Hohlleiter wird der Abstand der Grundmode zu den

³Für eine Beschreibung des Missing-Magnet-Konzepts siehe [Pre07]

HOM, wie im Rahmen dieses Kapitels erörtert werden wird, noch weiter vergrößert. Da für dieses Kammermaß Standard-Flansche erhältlich sind, die eine einfache Integration des Cavities in den Ring erlauben, kommt diese Wahl auch den mechanischen Gegebenheiten entgegen.

Wie in Abschnitt 2.1 beschrieben, werden in Hohlleitern Wellen mit Wellenzahlen, die unter der kritischen Wellenzahl liegen, gedämpft. Genauer gilt nach Gleichung (2.3-2.4) für das elektrische Feld $E_z(z)$ von Wellen, die bei $z = 0$ eine elektrische Feldstärke von $E_z(0)$ aufweisen und für die $k_c^2 > (\frac{\omega}{c})^2$ erfüllt ist, in einem Abstand z im Hohlleiter:

$$E_z(z) = E_z(0)e^{-z \cdot \sqrt{k_c^2 - (\frac{\omega}{c})^2}} \quad . \quad (5.8)$$

Auch in den Strahlrohren kommt es daher zur exponentiellen Abnahme des elektrischen Feldes der im Resonator angeregten TM_{010} -Mode, da deren Frequenz unterhalb von $f_c = 2,295$ GHz liegt (siehe dazu auch Abbildung 5.2). Wenn im Resonator an der Kontaktstelle zum Strahlrohr ein elektrisches Feld $E_z(0)$ vorliegt, so muss die Länge l der Strahlrohre so lang gewählt werden, dass das elektrische Feld $E_z(l)$ der Grundmode an dessen Enden ausreichend klein ist, auch damit bei späteren Messungen keine Reflexionen an den Strahlrohrenden auftreten. Als ausreichend sei ein Wert von $E_z(l) = 0,01 \cdot E_z(0)$ angenommen:

$$\frac{E_z(l)}{E_z(0)} = e^{-l \cdot \sqrt{k_c^2 - (\frac{\omega}{c})^2}} \stackrel{!}{=} 0,01 \quad . \quad (5.9)$$

Es folgt daraus, dass eine minimale Länge der Strahlrohre von etwa 11 cm trotz benannter Verhältnisse zu gewährleisten ist. Bei den Simulationen mit dem Eigenmoden-Solver, wurde der Einfluss der Randbedingungen an den Strahlrohrenden auf die elektrische Feldverteilung und die Frequenz der Grundmode untersucht. Dass sich bei der Simulation elektrischer- bzw. magnetischer Randbedingungen keine Unterschiede ergaben, ist ein Hinweis darauf, dass tatsächlich eine ausreichende Länge gewählt wurde.

5.2.2 Resonatorlänge

Bei fester Arbeitsfrequenz wird der (R/Q) -Faktor des Resonators wesentlich durch dessen Länge bestimmt. Abbildung 5.5 zeigt die Abhängigkeit der Größen, wie sie wiederum aus Simulationen mit dem Eigenmoden-Solver gewonnen wurden. Es zeigt sich ein annähernd linearer Verlauf. Die für die Beeinflussung der Elektronen maßgebliche Größe, der effektive $(R/Q)_{\text{eff}}$ -Faktor (siehe Abbildung 5.6), weist hingegen bei einer Länge von $L \approx 85$ mm ein Maximum auf (hier wurde wiederum von ultrarelativistischen Geschwindigkeiten ausgegangen). Diese Länge liegt allerdings weit über dem durch Gleichung (4.2) vorgegebenen, für eine Arbeitsfrequenz von 1,125 GHz maximal erlaubten Wert von 73 mm. Bei der Simulation des Resonators ergibt sich eine optimale Länge von 68 mm, mit der sich beim weitem Vorgehen auch die geforderte Halbwertsbreite erzielen lassen. Daraus resultiert ein $(R/Q)_{\text{eff}}$ -Wert von 46 Ω .

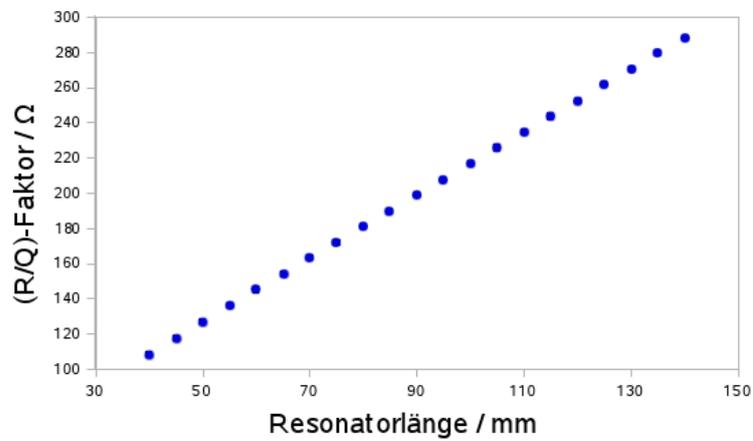


Abbildung 5.5: Abhängigkeit des (R/Q) -Faktors von der Länge des Resonators. Es zeigt sich ein annähernd linearer Verlauf.

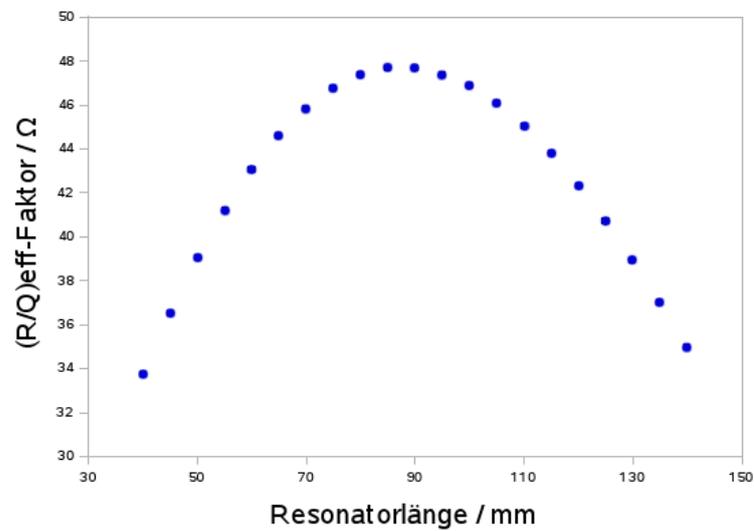


Abbildung 5.6: Abhängigkeit des $(R/Q)_{\text{eff}}$ -Faktors von der Länge des Resonators. Für eine Länge von $L = 85$ mm weist dieser ein Maximum auf.

5.3 Hochfrequenz-Einkopplungen

Dieser Abschnitt beschäftigt sich mit der Entwicklung geeigneter Hochfrequenz-Einkopplungen für das Kicker-Cavity. Für derartige Simulationen stehen im Rahmen von CST MWS der so genannte Transient- sowie Frequency-Solver zur Verfügung. Mit ihnen können Tore definiert und die zugehörigen Streuparameter berechnet werden. Eine detaillierte Beschreibung der Arbeitsweise beider Solver findet sich in [Bol08]. Die benötigte Simulationszeit hängt neben der Wahl des Simulationsgitters und der Anzahl der Symmetrieebenen von der verwendeten Lösungsroutine ab. Es ist nicht immer möglich vorherzusagen, bei welchem der beiden Solver die Simulationsergebnisse schneller konvergieren. Vom Kundenbetreuungsdienst der Firma CST konnten jedoch Kriterien erhalten werden, die als Faustregeln anzusehen sind. Der Transient-Solver, der auf einer zeitlichen Integrationsmethode basiert, ist demnach besser als der Frequency-Solver, der auf der Lösung der Maxwell-Gleichungen im Frequenzbereich basiert, für die Simulation von Systemen geringer Güte geeignet. Die Simulationen der Gesamtstruktur wurden daher mit dem Transient-Solver durchgeführt.

Um zu gewährleisten, dass die geplanten Simulationen die Realität gut widerspiegeln, wurde zunächst ein bereits existierendes Kicker-Cavity zur Dämpfung longitudinaler Instabilitäten simuliert, bevor ein eigenes Resonatormodell entwickelt wurde. Dazu wurde eine technische Zeichnung des am BESSY II eingesetzten longitudinalen Kicker-Cavities zu Grunde gelegt. Auch seiner Entwicklung lag der DAΦNE-Resonator zu Grunde. Das longitudinale BESSY II-Kicker-Cavity weist ein achteckiges Strahlrohr auf und ist auf eine Arbeitsfrequenz von 1,625 GHz und eine Halbwertsbreite von 250 MHz ausgelegt [Kah99]. Am BESSY II, einem Synchrotronspeicherring der dritten Generation, weisen die Elektronenpakete Bunchlängen auf, die deutlich kürzer sind als die Elektronenpakete in ELSA [BES10]. Für die Wahl der Arbeitsfrequenz ist daher ein größerer Spielraum zu höheren Frequenzen hin ausnutzbar, um eine höhere Shuntimpedanz zu erhalten. Die Geometrie dieses Resonators konnte für ELSA daher nicht übernommen werden, auch eine einfache Skalierung der Struktur ist nicht möglich. Jedoch konnte eine Abschätzung gewonnen werden, wie hoch die Simulationsgenauigkeit gewählt werden muss, um die relevanten Nennparameter des BESSY II-Resonators zu erhalten. Diese Genauigkeit wurde für die Simulationen des ELSA-Kicker-Cavities, das bei einer niedrigeren Frequenz arbeiten soll und entsprechend gröbere Strukturen aufweist, übernommen und zur Sicherheit weiter erhöht.

Zunächst wurde für die Einkopplung der Hochfrequenz ein einfacher Koaxial-Hohlleiter-Übergang wie in Abbildung 5.7 simuliert.

Für die Impedanz Z_K eines Koaxialleiters mit Innenleiterdurchmesser d und Außenleiterdurchmesser D und der Permittivität ε_r des Dielektrikums gilt

$$Z_K = \frac{Z_0}{2\pi\sqrt{\varepsilon_r}} \cdot \ln\left(\frac{D}{d}\right) \quad , \quad (5.10)$$

wobei Z_0 die so genannte Wellenimpedanz des Vakuums mit $Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = 376,730 \Omega$ bezeichnet. In diesem Fall ist, da im Resonator Vakuumbedingungen vorliegen sollen,

$\varepsilon_r = 1$ zu setzen. Um die Kompatibilität mit den erworbenen Hochfrequenzfrequenz-Einkopplungen zu erreichen, wurde ein Innenleiterradius von $d = 3,1$ mm gewählt. Soll eine Impedanz von 50Ω gewährleistet werden, führt dies zu einem Außenleiterdurchmesser von $D = 7,1$ mm.

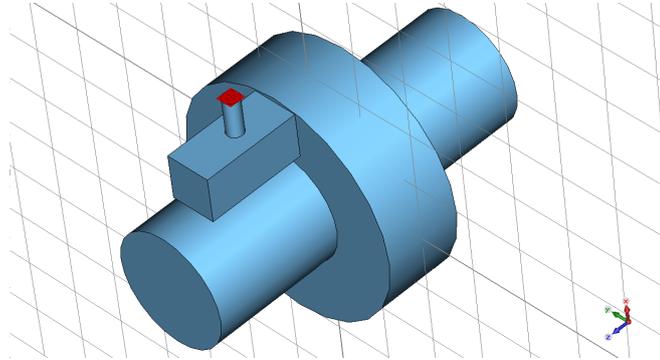


Abbildung 5.7: Einfacher Koaxial-Hohlleiter-Übergang. In rot dargestellt ist das Eingangstor, durch das Hochfrequenz eingekoppelt werden kann.

Für das Einspeisen der Hochfrequenz können so genannte Waveguide Ports als Tore definiert werden (siehe Abbildung 5.8 oben). Durch jedes dieser Tore wird ein normiertes Signal in Richtung der Struktur geschickt und kann dort reflektiert und vom Port absorbiert werden. Werden Eingänge für Koaxialleiter definiert, so wird die Grundmode automatisch so polarisiert, dass deren elektrisches Feld am Ort des Eingangs vom Innenleiter zum Außenleiter zeigt (vgl. unteren Teil der Abbildung 5.8) [Man06].

Um die geforderte Breitbandigkeit des Resonators zu erreichen und die Moden höherer Ordnung zu dämpfen, muss der Koaxial-Hohlleiter-Übergang im gesamten Frequenzbereich von $f_A - \frac{\Delta\omega_H}{2} = 1$ GHz bis zur kritischen Frequenz des Strahlrohres von 2,295 GHz einen möglichst geringen Reflexionskoeffizienten aufweisen. Der Reflexionskoeffizient lässt sich nach Gleichung (2.24) aus dem Quotienten der Impedanzen aufeinander folgender Elemente berechnen. Um die Reflexion möglichst gering zu halten, ist es erforderlich die Impedanzen von Hohl- und Koaxialleiter innerhalb des Frequenzintervalls anzugleichen.

Während die TE_{10} -Mode (Grundmode) eines Hohlleiters eine kritische Frequenz (siehe Gleichung (2.7)) aufweist, lässt sich eine solche der TEM-Mode eines Koaxialleiters nicht zuordnen. Um auch im niedrigen Frequenzbereich ein gutes Transmissionsverhalten des Übergangs zu erhalten, ist es daher notwendig, eine kritische Frequenz des Hohlleiters zu erreichen, die unter einem Wert von 1 GHz liegt. Ein Wert von 700 MHz erweist sich im Laufe der Simulationen als geeignet, um auch im unteren Frequenzbereich - im Arbeitsbereich des Resonators - eine reflexionsarme Wellenausbreitung zu gewährleisten. Um bis zur kritische Frequenz des Strahlrohres einen kleinen Reflexionskoeffizienten zu erhalten, darf der Hohlleiter ferner nur mit dessen Grund-

mode betrieben werden und die kritische Frequenz der nächsten, an den Koaxialleiter koppelnden Mode höherer Ordnung, die TE_{30} -Mode [Riz96], sollte über 2,295 GHz liegen. Die kritische Frequenz der TE_{30} -Mode eines rechteckigen Hohlleiters mit einer kritischen Frequenz der TE_{10} -Mode von $f_c = 700$ MHz beträgt aber nach Gleichung (2.5) 2100 MHz, liegt also unter dem geforderten Wert.

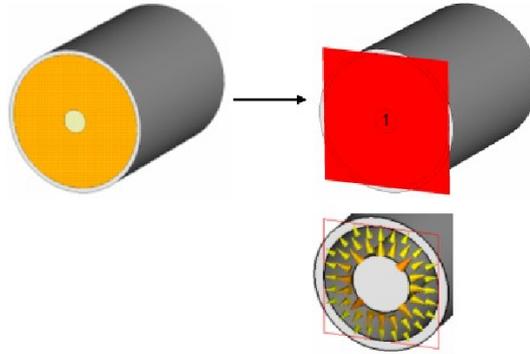


Abbildung 5.8: Oben: Zur Einspeisung der Hochfrequenz und Absorption der reflektierten Leistung, können nummerierte Waveguide Ports definiert werden. Unten: elektrische Feldverteilung der Grundmode des Koaxialleiters.

Bei einem Rechteckhohlleiter lässt sich durch das Einfügen eines so genannten Steges (siehe Abbildung 5.9) eine Struktur erhalten, die bei gleichen sonstigen Abmessungen sowohl eine geringere kritische Frequenz der TE_{10} -Mode, als auch eine höhere kritische Frequenz der TE_{30} -Mode sowie eine niedrigere Impedanz aufweist. Insgesamt lassen sich derartige Steghohlleiter somit in einem größeren Frequenzbereich betreiben. Zu beachten ist allerdings auch, dass sich das elektrische Feld in der Nähe des Steges verdichtet, was dazu führt, dass es im Vergleich zu Rechteckhohlleitern schon bei geringerer übertragener Leistung zu einem Spannungsdurchschlag kommen kann [Peh84]. Da sowohl die Dimension des Steghohlleiters als auch die pro Hohlleiter eingespeiste Leistung (maximal 60 W) mit den Bedingungen an bereits entwickelten Kicker-Cavities an anderen Beschleunigeranlagen vergleichbar ist, kann diese Einschränkung für den Betrieb des Resonators nicht relevant sein.

Wie es durch den Steghohlleiter zur Verringerung der kritischen Frequenz der Grundmode kommt, lässt sich verstehen, wenn man die entstehende Struktur als einen Schaltkreis gemäß Abbildung 5.9 interpretiert, wobei wiederum nur das Innere (das Vakuum) der Struktur, die aus PEC herausgeschnitten wurde, abgebildet ist.

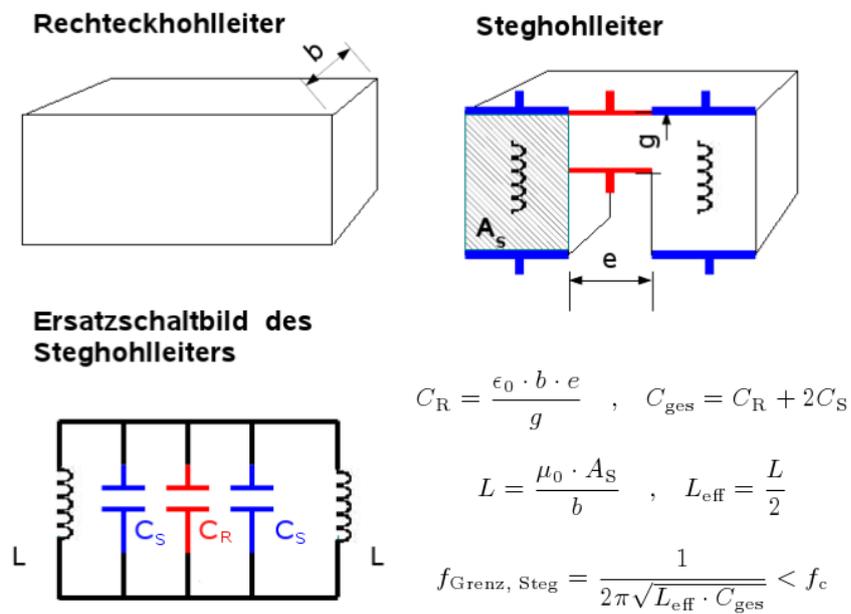


Abbildung 5.9: Die kritische Frequenz $f_{\text{teat}C}$ der Grundmode eines zylindrischen Hohlleiters, wie in Abbildung oben links gezeigt, kann durch das Einfügen eines Steges, der eine kapazitive Belastung des Hohlleiters darstellt (siehe Abbildung oben rechts), bei Beibehaltung der übrigen Abmessungen verringert werden. Zu beachten ist, dass wiederum nur das Innere der Hohlleiter (Vakuum) abgebildet ist, das aus PEC herausgeschnitten wurde. Die kritische Frequenz $f_{c, \text{Steg}}$ der Struktur findet ihre Entsprechung in der Grenzfrequenz des LC-Kreises (Abbildung unten).

Der Steg stellt eine kapazitive Belastung des Hohlleiters dar [Peh84]. Die kritische Frequenz $f_{c, \text{Steg}}^{10}$ des Hohlleiters mit Steg findet in diesem Bild ihre Entsprechung in der Grenzfrequenz

$$f_{\text{Grenz, Steg}} = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_{\text{eff}} \cdot C_{\text{ges}}}} \quad (5.11)$$

des abgebildeten LC-Kreises [Kim00a]. Die Kapazität C_{ges} ist die sich aus der Parallelschaltung der als Kondensatoren interpretierten Strukturen links und rechts des Steges (mit jeweils einer Kapazität von C_S) bzw. oberhalb des Steges (mit der Kapazität C_R) ergebende Kapazität

$$C_{\text{ges}} = C_R + 2C_S. \quad (5.12)$$

Die Struktur oberhalb des Steges lässt sich als gewöhnlicher Plattenkondensator interpretieren. Die Kondensatorfläche ist durch $A = b \cdot e$ gegeben, wobei e die Stegbreite und b die Hohlleitertiefe ist. Mit dem Abstand g zwischen den Kondensatorplatten erhält man

$$C_R = \frac{\varepsilon_0 \cdot b \cdot e}{g}. \quad (5.13)$$

Eine Vergrößerung von C_R lässt sich durch Verringerung der Stegtiefe g erreichen und führt zu einer niedrigeren Grenzfrequenz. Ebenso lassen sich die Strukturen neben dem Steg als Spulen mit einer Spulenfläche A_S interpretieren. Die Vergrößerung der effektiven Induktivität L_{eff} führt ebenfalls zu einer Verringerung der Grenzfrequenz und kann durch Vergrößerung der Spulenfläche A_S gemäß

$$L_{\text{eff}} = \frac{\mu \cdot A_S}{2b} \quad (5.14)$$

erreicht werden. Durch geeignete Wahl der Spulenflächen, der Stegbreite und der Stegtiefe lässt sich die kritische Frequenz des Hohlleiters auf den benötigten Wert absenken.

Dieses vereinfachte Bild liefert gute Resultate für die kritische Frequenz der Grundmode und wurde verwendet, um erste Anhaltspunkte für eine geeignete Dimensionierung zu finden. Die Methode versagt hingegen für die Berechnung konkreter Reflexionsparameter sowie bei der Berechnung der kritischen Frequenzen der nächsten höherer Moden [You60]. Diesbezüglich kann zur Optimierung der Struktur CST MWS verwendet werden.

Um den Koaxial-Hohlleiter-Übergang dem zylindersymmetrischen Pillbox-Cavitys anzupassen, wurde den Simulationen ein gebogener Steghohlleiter zu Grunde gelegt (Siehe hierzu Abbildung 5.10). Der Koaxial-Hohlleiter-Übergang weist in dieser Form allerdings im Frequenzintervall $[f_A - \frac{\Delta\omega_H}{2}, f_A + \frac{\Delta\omega_H}{2}]$ einen zu hohen Reflexionsfaktor auf. Schließt man den Steghohlleiter mit einem geeigneten $\lambda/4$ -Abschluss der Länge b ab (siehe Abbildung 5.11), so lässt sich das Frequenzverhalten des Überganges bei passender Wahl der Abmessungen so einstellen, dass der minimale Reflexionsfaktor, wie in Abbildung 5.12 gezeigt, bei einer Frequenz von 1,65 GHz erreicht wird und dass der Reflexionsfaktor im gesamten Frequenzbereich zwischen 1 GHz und 2,295 GHz unterhalb von 0,26 liegt, so dass er wie gefordert einen geringen Wert annimmt.

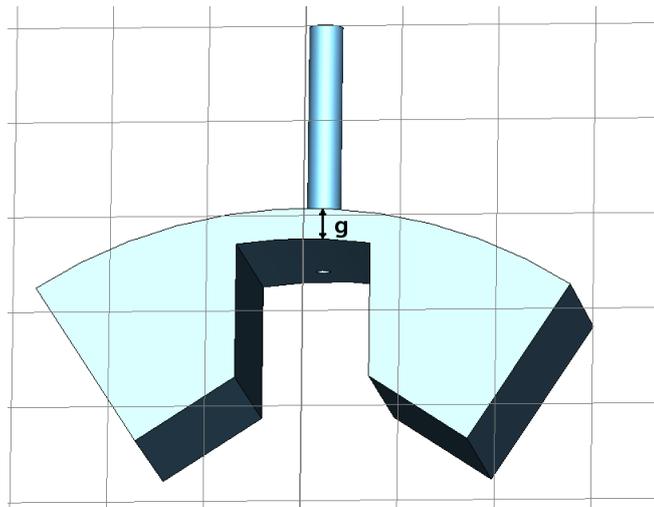


Abbildung 5.10: Zur Anpassung an die Geometrie des Pillbox-Cavities wurde ein gemäß der Abbildung gebogener Steghohlleiter anstatt einer einfachen rechteckigen Hohlleiter-Geometrie gewählt.

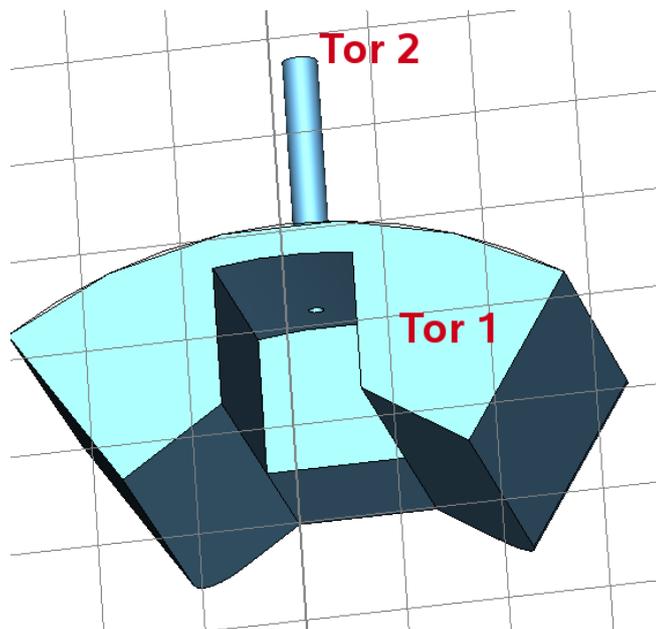


Abbildung 5.11: Um den Reflexionsfaktor im Arbeitsbereich des Kicker-Cavities zu verringern, wird der Steghohlleiter mit einem $\lambda/4$ -Abschluss der Länge b versehen. Für die Simulation des Reflexionsverhaltens wurden die Tore gemäß der Abbildung definiert.

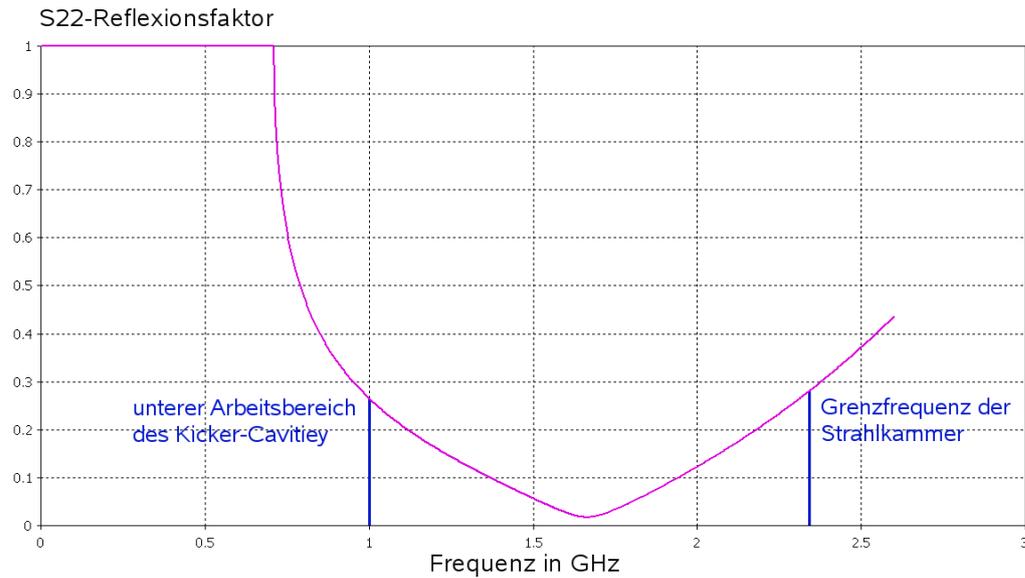


Abbildung 5.12: Reflexionsfaktor des in Abbildung 5.11 gezeigten Koaxial-Hohlleiter-Übergangs in Abhängigkeit der Frequenz. Durch einen $\lambda/4$ -Abschluss geeigneter Länge ($b = 36$ mm) wird erreicht, dass der minimale Reflexionsfaktor bei einer Frequenz von 1,65 GHz angenommen wird. Der Reflexionsfaktor selbst weist im gesamten Frequenzbereich von 1 GHz bis 2,295 GHz wie gefordert einen geringen Wert von unter 0,26 auf.

Wie bereits erwähnt, ist die kritische Frequenz der Grundmode abhängig von der Stegtiefe g . Wie sich die Stegtiefe auf das Reflexionsverhalten des Übergangs auswirkt – bei ansonsten festgehaltener, bereits optimierter Geometrie – zeigt Abbildung 5.13. Um im genannten Frequenzbereich einen niedrigen Reflexionsfaktor zu erhalten, wurde eine Stegtiefe von $g = 6,4$ mm gewählt. In Abbildung 5.14 findet sich die Abhängigkeit des Reflexionskoeffizienten von der Länge des $\lambda/4$ -Abschlusses bei einer festen Stegtiefe von $g = 6,4$ mm. Die Wahl von $b = 36$ mm erweist sich als geeignet.

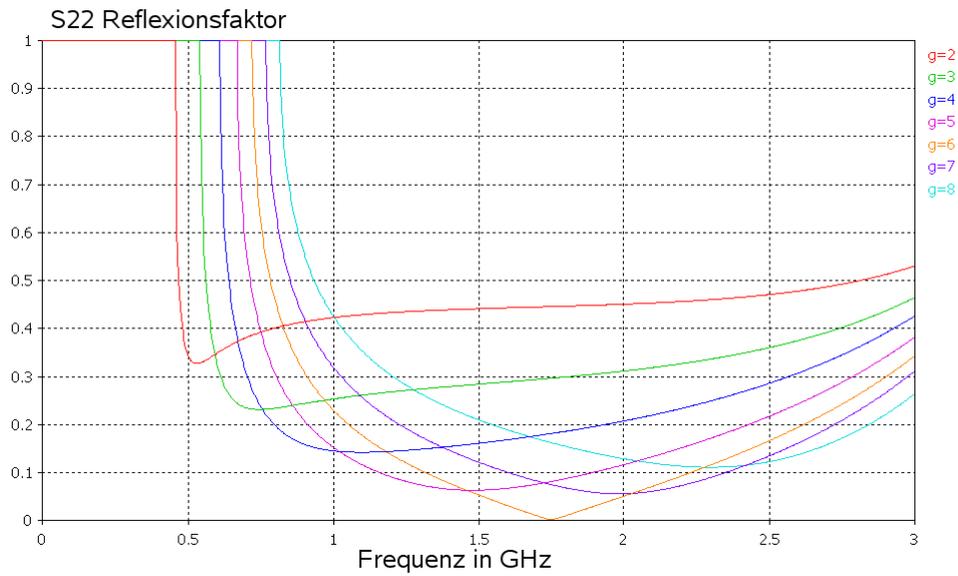


Abbildung 5.13: Das Diagramm zeigt die Abhängigkeit des S22-Reflexionsfaktors von der Stegtiefe g . Wie mit Gleichung (5.11) beschrieben wurde, bewirkt eine geringere Stegtiefe eine geringere kritische Frequenz der Hohlleiter-Grundmode. Ein Wert von $g = 6,4$ mm erweist sich als optimal.

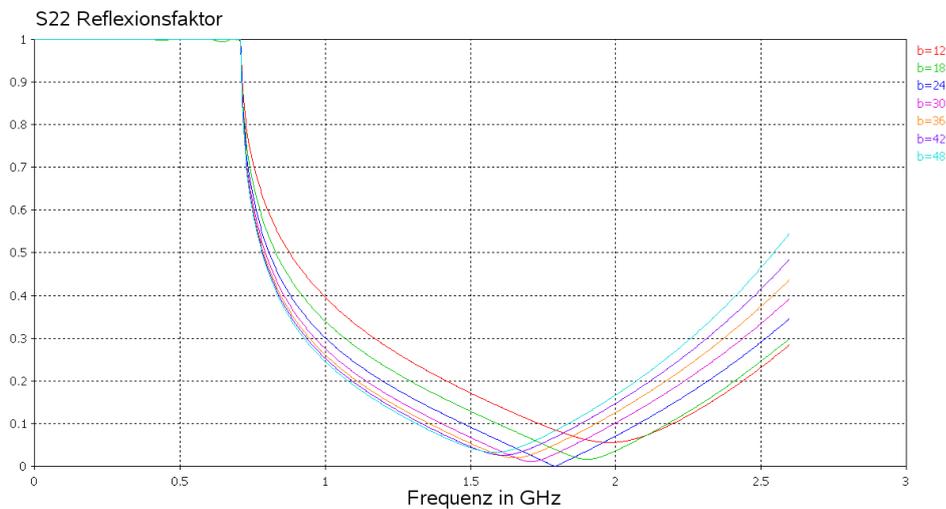


Abbildung 5.14: Das Diagramm verdeutlicht den Zusammenhang zwischen der Länge b des $\lambda/4$ -Abschlusses und dem Frequenzverhalten des Reflexionsfaktors. Für kürzere Abschlüsse verschiebt sich der minimale Reflexionskoeffizient zu höheren Frequenzen. Mit der Wahl von $b = 36$ mm lässt sich innerhalb des relevanten Frequenzbereichs ein niedriger Reflexionsfaktor erhalten.

Da sich die belastete Güte eines Resonators durch

$$Q_L = \frac{2\pi \cdot U \cdot f_A}{P_V} \quad (5.15)$$

berechnen lässt, wobei U die im Resonator gespeicherte Energie und P die gesamte in den Resonatorwänden und externen Lasten dissipierte Leistung ist, lässt sich die Güte durch Erhöhung der Verluste verringern. Die Querschnittsflächen der Hohlleiter bestimmen die Flächen, an denen Wandverluste auftreten können. Um eine wie in Abschnitt 4.4 geforderte geringe Güte des Kicker-Cavitys von $Q_L = 4,5$ zu erreichen, sollte diese Fläche entsprechend maximiert werden, wobei die geforderten Bedingungen an den Koaxial-Hohlleiter-Übergang weiterhin einzuhalten sind. Zusätzlich lässt sich die Güte verringern, indem Material geringerer elektrischer Leitfähigkeit verwendet wird. In Betracht kam ein Resonator aus Stahl, aus Gründen der einfacheren Verarbeitbarkeit fiel die Wahl jedoch auf Aluminium mit einer Leitfähigkeit von $\sigma = 3,77 \cdot 10^7$ S/m. Hauptsächlich wird die niedrige Güte allerdings durch eine starke Kopplung des Resonators an externe Lasten erreicht, die durch den Einsatz der entwickelten Steghohlleiter zu Stande kommt. Um eine Güte zu erzielen, die kleiner als die des DAΦNE-Kickers ist, wurde die Anzahl der Einkopplungen von drei auf vier pro Resonatorseite erhöht. Dieser Ansatz wurde auch an anderen Beschleunigeranlagen wie BESSY und PLS verfolgt [Kah99, Kim00a].

Die Einkopplungen werden, wie in Abbildung 5.15 gezeigt, beidseitig des Resonators symmetrisch angeordnet. Die Einspeisung der Hochfrequenz erfolgt mit vier leistungs- und phasengleichen Signalen durch die Einkopplungen an der einen Resonatorseite, während die vier Koaxial-Durchführungen der anderen Seite mit 50Ω -Lasten abgeschlossen werden. Ein Verstärker stellt die erforderliche Hochfrequenz für das Cavity zur Verfügung, die auf die Einkopplungen aufgeteilt wird, so dass sich die Leistung pro Eingang reduziert. Dies verringert auch die Gefahr eines Spannungsdurchschlags.

Durch die Art der HF-Einspeisung wird ein zusätzlicher Vorteil für die in Abschnitt 4.4 gewählte, niedrige Arbeitsfrequenz deutlich: Das Cavity reagiert empfindlich auf Phasendifferenzen $\Delta\phi = \omega\Delta t$ der Eingangssignale, wie sie durch unterschiedliche Laufzeiten Δt in den HF-Zuleitungen entstehen. Für höhere Frequenzen wird das Anpassen der Phase schwieriger, da sich kleine Differenzen in den Leitungslängen stärker auswirken. Prinzipiell wäre es auch denkbar, acht Resonatoreingänge zur Leistungseinkopplung zu nutzen. Dazu müsste die HF-Leistung des Verstärkers in acht leistungsgleiche Signale aufgeteilt werden, wobei die vier Signale für die Einspeisung in die jeweilige Resonatorseite phasengleich sein, die Signale für unterschiedliche Resonatorseiten jedoch untereinander eine Phasendifferenz von 180° aufweisen müssen. Dadurch lässt sich ein Faktor $\sqrt{2}$ an Beschleunigungsspannung gewinnen [Fox], jedoch wäre die Anpassung der Phasen durch die vielen benötigten Zuleitungen erschwert.

Wird das in Abbildung 5.15 gezeigte Resonatormodell mit dem Transient-Solver von CST simuliert, so erhält man eine Frequenzabhängigkeit des Reflexionsfaktors gemäß Abbildung 5.16. Die zur Feldverteilung der Grundmode des Resonators symmetrische Einkopplung der Hochfrequenz hat zur Folge, dass man für die Grundmode des Resonators einen minimalen Reflexionsfaktor von $\rho_0 = 0$ erhält. Damit erreicht

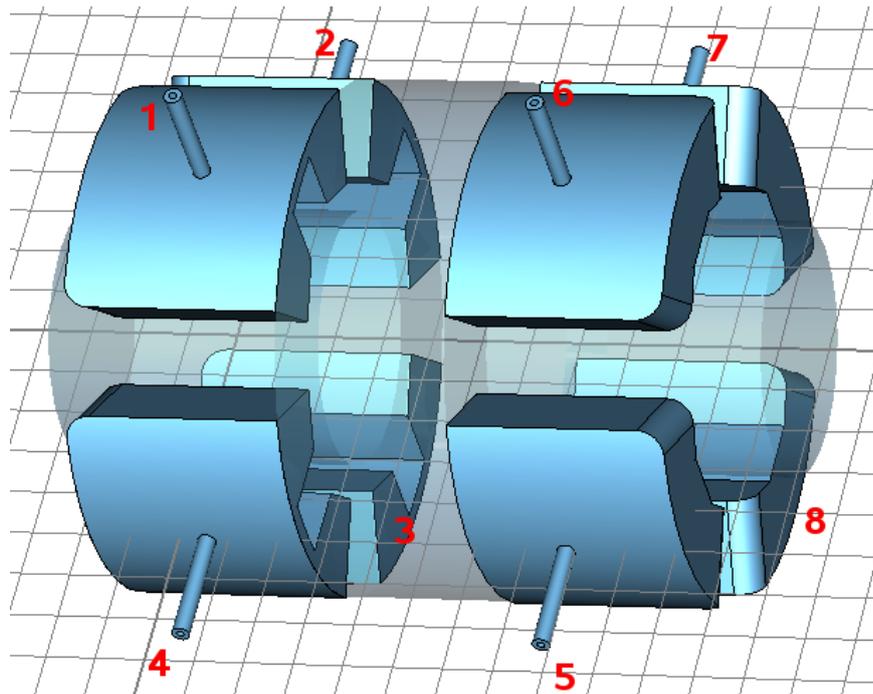


Abbildung 5.15: Die in diesem Abschnitt entwickelten Koaxial-Hohlleiter-Übergänge werden, wie gezeigt, beidseitig des Resonators symmetrisch angeordnet. Die Einspeisung der Hochfrequenz erfolgt mit vier phasen- und leistungsgleichen Signalen durch die Eingänge der linken Resonatorseite (Tor 1-4), während die Koaxialleitungen der anderen Seite mit $50\ \Omega$ -Widerständen abgeschlossen werden (Tor 5-8).

man, wie gewünscht, einen Koppelfaktor von $\kappa = 1$. Wird hingegen asymmetrisch

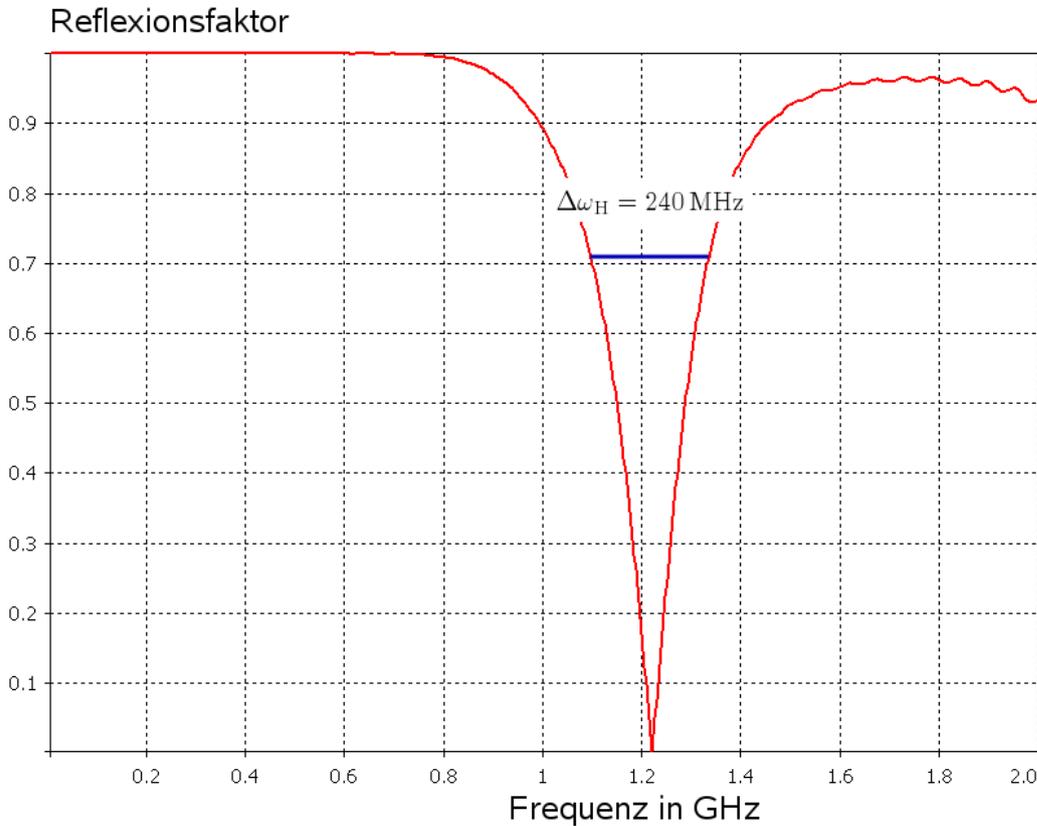


Abbildung 5.16: Simulation des Reflexionsfaktors der in Abbildung 5.15 gezeigten Struktur. Für den minimalen Reflexionsfaktor ergibt sich ein Wert von $\rho_0 \approx 0$, was wie gefordert zu einem Koppelfaktor $\kappa = 1$ führt.

durch beispielsweise nur ein Tor angeregt, so ergibt sich nach Gleichung (2.24) mit $Z_a = 7Z_0$ ein minimaler Reflexionsfaktor $\rho_0 = 0,75$. Die Simulation des Reflexionsfaktors für diesen Fall ist in Abbildung 5.17 gezeigt, sie bestätigt die vorangegangene Rechnung.

Aus Abbildung 5.16 lässt sich eine Halbwertsbreite des Resonators von $\Delta\omega_H = 240$ MHz ermitteln, die unter dem geforderten Wert von $\Delta\omega_H = 250$ MHz liegt. Allerdings wurden für diese Simulation die Materialeigenschaften noch nicht berücksichtigt. Um dies zu ändern, wurde um die Resonatorstruktur ein Mantel gelegt, dem die Leitfähigkeit von Aluminium zugewiesen wurde. Da bei hohen Frequenzen f nur ein dünner Bereich an der Oberfläche eines Leiters stromführend ist, ist die Dicke des Mantels nicht entscheidend, solange sie im relevanten Frequenzbereich oberhalb der



Abbildung 5.17: Simulation des Reflexionsfaktors der in Abbildung 5.15 gezeigten Struktur, wobei diesmal nur Tor 1 angeregt wurde. Der minimale Reflexionsfaktor liegt bei $\rho_0 = 0,75$. Soll kritische Kopplung gewährleistet werden, ist die zur Grundmode des Resonators symmetrische Einkopplung der Leistung unerlässlich.

Skintiefe δ des Materials liegt. Sie ist gegeben durch

$$\delta = \frac{1}{\pi f \mu_0 \mu_r \sigma} \quad . \quad (5.16)$$

Für 1 GHz, dem unteren Arbeitsbereich des Kicker-Cavities, erhält man mit den Parametern von Aluminium ($\mu_r \approx 1$) eine maximale Skintiefe von $\delta_{\text{Alu}} = 1,6$ mm. Daher ist die bei den Simulationen verwendete Manteldicke von 3 cm ausreichend. Die Halbwertsbreite erhöht sich durch die Wandverluste im Material auf $\Delta\omega_H = 260$ MHz.

5.4 Nasenkegel

Die Resonanzfrequenz des Resonators lässt sich aus Abbildung 5.16 bestimmen. Sie erreicht mit 1,22 GHz noch nicht den geforderten Wert von 1,125 GHz. Die Abweichung wurde bewusst gewählt, um die Auswirkung einer Geometriemodifikation zu kompensieren, die der nachfolgend beschriebenen Erhöhung der Shuntimpedanz dient. Eine Erhöhung der Shuntimpedanz lässt sich beispielsweise durch eine längere Resonatorlänge erreichen, jedoch würde die resultierende Halbwertsbreite des Resonators unter den geforderten Wert von $\Delta\omega_H$ fallen. Um sowohl eine breitere Halbwertsbreite, als auch eine höhere Shuntimpedanz zu erhalten, werden gemäß Abbildung 5.18 (oben) so genannte Nasenkegel an den gegenüberliegenden Seiten des Resonators angebracht. Das effektive elektrische Feld auf ein Teilchenpaket im Bereich der beschleunigenden

Resonatorstrecke wird damit erhöht. Im unteren Teil derselben Abbildung findet sich ein Diagramm, das den Einfluss der Nasenkegel auf die longitudinale Komponente des elektrischen Feldes der Grundmode entlang der z -Achse des Resonators zeigt. Die Kurve wird durch das Anbringen der Nasenkegel insgesamt schmaler und das elektrische Feld nimmt niedrigere Werte an. Dadurch sinkt zwar der (R/Q) -Faktor, der $(R/Q)_{\text{eff}}$ -Faktor, der die Bewegung des Teilchenpakets im elektrischen Feld berücksichtigt, wird hingegen größer. Auf Grund der langen Bunchlänge in ELSA, die auch im $(R/Q)_{\text{eff}}$ -Faktor keine Berücksichtigung findet, ist eine Konstruktion mit Nasenkegel wegen des kürzeren effektiven Beschleunigungsweges ebenfalls wünschenswert.

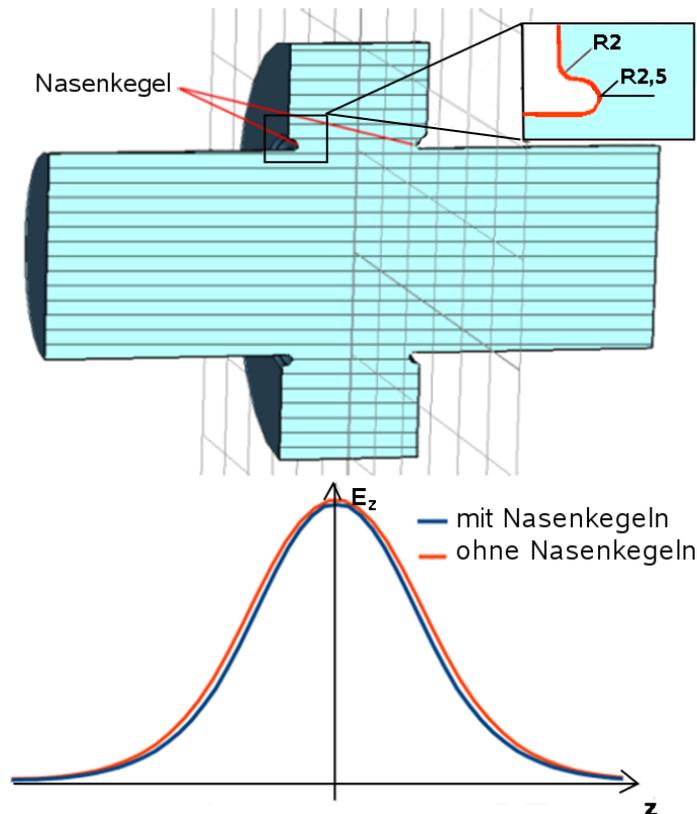


Abbildung 5.18: Die obere Abbildung zeigt ein Pillbox-Cavity wie in Abbildung 5.1, jedoch mit zusätzlich angebrachten Nasenkegeln, die der Erhöhung des $(R/Q)_{\text{eff}}$ -Faktors dienen. Das untere Diagramm zeigt den Einfluss der Nasenkegel auf den Verlauf der longitudinalen Komponente des elektrischen Feldes der Grundmode auf der z -Achse des Resonators.

Mit steigender Shuntimpedanz wird allerdings auch durch das Anbringen von Nasenkegeln die Halbwertsbreite der Struktur gesenkt, wenn auch nicht im gleichen Maße, wie es eine Verlängerung der Resonatorstrecke bewirken würde. Länge, Breite und Abrundungen der Nasenkegel wurden deshalb so optimiert, dass für die Gesamtstruktur

Parameter	ohne Nasenkegeln	mit Nasenkegeln
Resonanzfrequenz der Grundmode (Eigenmoden-Solver)	1,23 GHz	1,18 GHz
Resonanzfrequenz der Grundmode (Transient-Solver)	1,22 GHz	1,13 GHz
Halbwertsbreite $\Delta\omega_H$ (Transient-Solver)	260 MHz	255 MHz
$(R/Q)_{\text{eff}}$ -Faktor (Eigenmoden-Solver)	46 Ω	49 Ω

Tabelle 5.1: Vergleich der Resonatorparameter vor und nach dem Anbringen von Nasenkegeln zur Erhöhung des $(R/Q)_{\text{eff}}$ -Faktors.

der größte $(R/Q)_{\text{eff}}$ -Faktor erreicht wird, der eine ausreichende Halbwertsbreite garantiert. Eine Nasenkegel-Länge und Breite von 5 mm mit Rundungen von 2 mm bzw. 2,5 mm erweist sich als geeignet.

Einen Vergleich verschiedener Parameter vor und nach Hinzufügen der Nasenkegel, findet sich in Tabelle 5.1. Die Diskrepanz zwischen den Resonanzfrequenzwerten aus dem Eigenmoden-Solver und dem Transient-Solver kommt daher, dass der Eigenmoden-Solver nicht in der Lage ist, den Effekt des Steghohlleiters zu berücksichtigen. Für die Berechnung der Eigenmoden kann deshalb ebenso gut ein vereinfachtes Modell nach den Abbildungen 5.1 und 5.18 zu Grunde gelegt werden, was die Simulationszeit deutlich reduziert.

5.5 Die endgültige Kicker-Cavity Geometrie

Bevor ein Kicker-Cavity für den ELSA-Ring gefertigt wird, wird zunächst ein Prototyp des Cavities angefertigt. Dessen zu Grunde liegendes Resonatormodell zeigt Abbildung 5.19 in Explosionsdarstellung. In diesem Abschnitt sollen die endgültig erwarteten Eigenschaften vorgestellt werden.

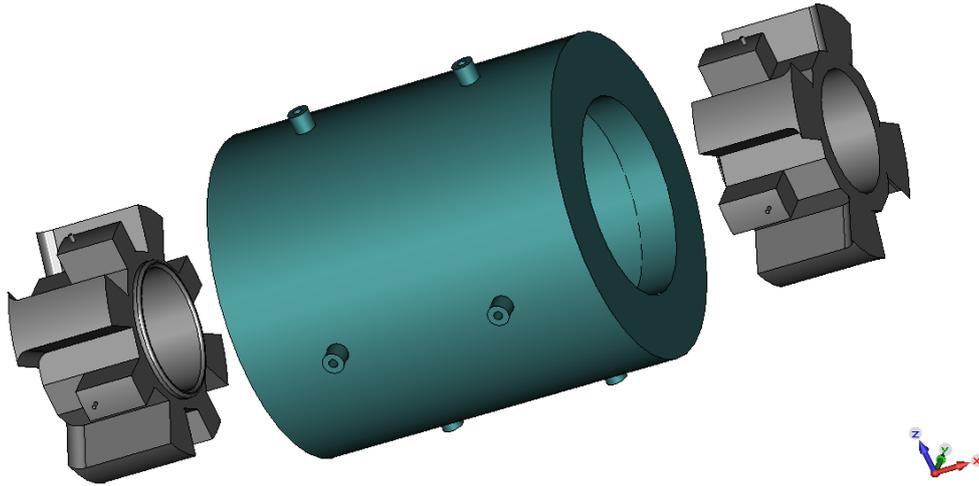


Abbildung 5.19: Explosionsdarstellung des Kicker-Cavities.

Die mit dem Transient-Solver simulierte Abhängigkeit des Reflexionsfaktors von der Frequenz für das endgültige Kicker-Cavity Design mit Nasenkegeln ist in Abbildung 5.20 dargestellt.

Ursprünglich wurde das Modell auf eine Arbeitsfrequenz von $(1,125 \pm 0,001)$ GHz⁴ eingestellt. Da jedoch bei der Fertigung dieses Modells Probleme abzusehen waren, musste die ursprüngliche Geometrie mit geringfügigen Änderungen versehen werden, diese wurden bereits bei der Simulation der Parameter in Tabelle 5.1 berücksichtigt. Die Abweichung der Arbeitsfrequenz des Modells vom Sollwert von 1,125 GHz beträgt mit 1,130 GHz jedoch nur 0,4%, was wegen der hohen Bandbreite die Leistungsfähigkeit des Feedbacksystems nicht beeinträchtigt.

Mit den in Tabelle 5.1 aufgeführten Parametern lässt sich nun die Güte des Kicker-Cavities bestimmen. Man erhält

$$Q_L = \frac{f_A}{\Delta\omega_H} = 4,6 \quad . \quad (5.17)$$

⁴Das Simulationsgitter wurde so lange verfeinert, bis sich der erhaltene Wert in der dritten Nachkommastelle nicht mehr änderte.

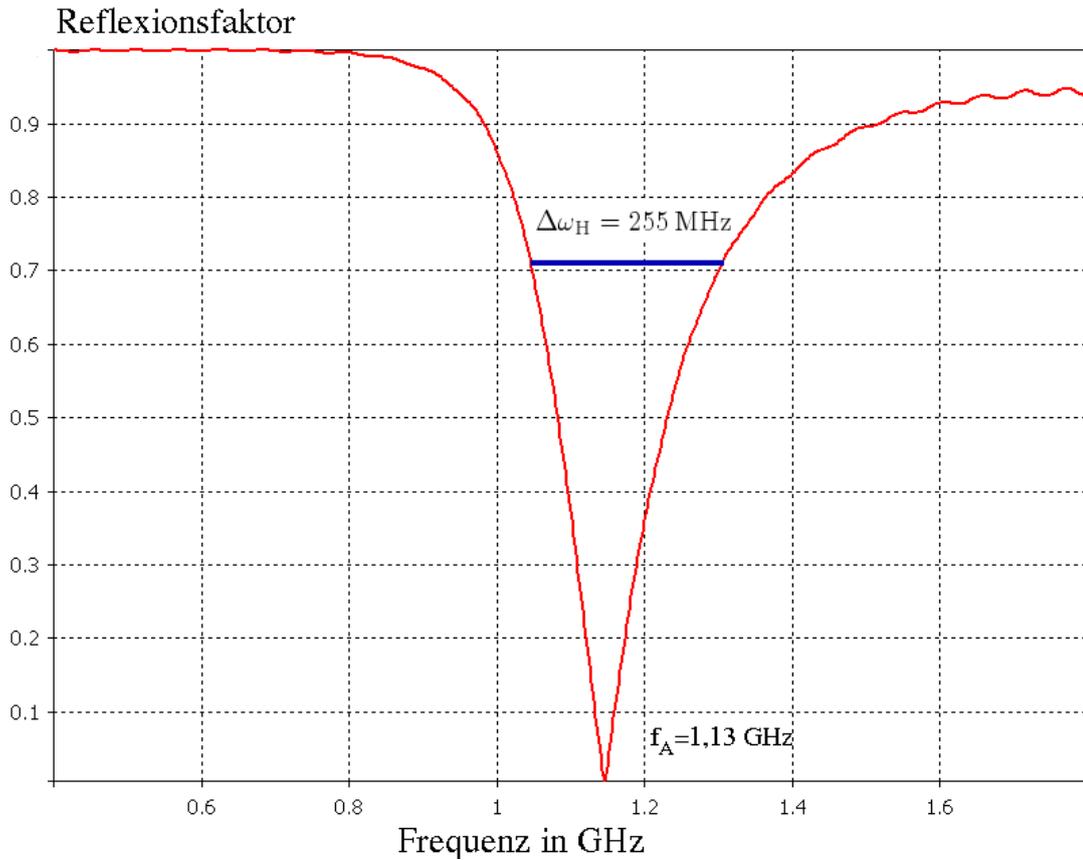


Abbildung 5.20: Abhängigkeit des Reflexionsfaktors von der Frequenz für das endgültige Kicker-Cavity-Design mit Nasenkegeln.

Nach Gleichung (5.3) mit $\kappa = 1$ und $(R/Q)_{\text{eff}} = 46 \Omega$ ergibt sich somit für die effektive Shuntimpedanz R_{eff} als Abschätzung ein Wert von

$$R_{\text{eff}} \approx (R/Q)_{\text{eff}} \cdot 2Q_L = 450,8 \Omega \quad . \quad (5.18)$$

In Tabelle 5.2 findet sich ein Überblick über alle relevanten, erwarteten Kicker-Parameter.

Weiterhin soll das Kicker-Cavity-Modell hinsichtlich seiner Moden höherer Ordnung untersucht werden. Am besten eignet sich dazu der Wakefield-Solver von CST Particle Studio. Dieser Solver ermöglicht es, das Wakefeld, welches von einem gaußförmigen, den Resonator passierenden Teilchenpaket der Form

$$q(s) = q_{\text{total}} \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} e^{-\frac{s^2}{2\sigma^2}} \quad , \quad (5.19)$$

angeregt wird, entsprechend Gleichung (3.4) als Funktion der Zeit aufzunehmen. Der Wakefeld-Solver kann weiterhin die zugehörigen Koppelimpedanzen nach Gleichung (3.5)

Parameter	Simulationsergebnis
Resonanzfrequenz der Grundmode (aus S-Parameter-Simulation)	1,23 GHz
Halbwertsbreite $\Delta\omega_H$ (aus S-Parameter-Simulation)	260 MHz
Effektiver $(R/Q)_{\text{eff}}$ -Faktor	49 Ω
Shuntimpedanz $R_{s, \text{eff}}$	450 Ω
belastete Güte Q_L	4,6

Tabelle 5.2: Die relevanten simulierten Resonatorparameter der endgültigen Geometrie, die aus den Simulationsergebnissen gewonnen wurden.

als Funktion der Frequenz ausgeben, die mittels einer Fouriertransformation aus dem Wakepotential im Zeitbereich gewonnen werden. Als Eingangsparameter kann die Anfangsposition, die Richtung, in die das Teilchenpaket die Struktur durchqueren soll, die Länge σ , die Gesamtladung q_{total} und eine konstante Geschwindigkeit des Teilchenpaketes vorgegeben werden, wobei wieder von ultrarelativistischen Teilchenpaketen mit $s = ct$ ausgegangen wurde. Die Frequenzauflösung der Simulation wird durch die Länge des zu simulierenden Wakepotentials, die sog. Wakelänge d bestimmt, die dem Programm vorgegeben werden kann. Um eine hohe Frequenzauflösung zu erhalten, sollte das Wakefeld bei $s = d$ ausreichend abgeklungen sein. Die Wahl der Wakelänge hat Einfluss auf die Simulationszeit. Als Faustregel kann angenommen werden, dass eine Verdopplung der Wakelänge auch eine doppelte Simulationszeit nach sich zieht [Man06].

Abbildung 5.21 (oben) zeigt das Wakepotential des Resonators in Abhängigkeit von s . Für die Simulation wurde ein Bunch der Länge $\sigma = 30$ mm gewählt, der den Resonator mittig passiert. Eine Wakelänge von 20 m erweist sich als ausreichend für eine gute Auflösung der zugehörigen Koppelimpedanz der Grundmode. Deren Frequenzabhängigkeit findet sich im unteren Teil der Abbildung. Dargestellt sind neben der Amplitude der Koppelimpedanz, auch deren Real- und Imaginärteil. Das Frequenzintervall wurde dabei so gewählt, dass es den gesamten relevanten Frequenzbereich bis zur Grenzfrequenz der Strahlkammer beinhaltet. Wie gewünscht, treten innerhalb dieses Bereiches keine Monopol-Moden höherer Ordnung auf, die zu weiteren longitudinalen Instabilitäten führen können. Es findet sich ferner, dass die maximale Koppelimpedanz bei einem Wert von 1,11 GHz erreicht wird. Diese Frequenz liegt 20 MHz unterhalb der Frequenz, die für den minimalen Reflexionsfaktor ermittelt wurde. Ursache dieser Diskrepanz ist die Frequenzabhängigkeit des Laufzeitfaktors Λ (siehe Gleichung (2.21)), die in der Simulation des Reflexionsfaktors nicht berücksichtigt wird.

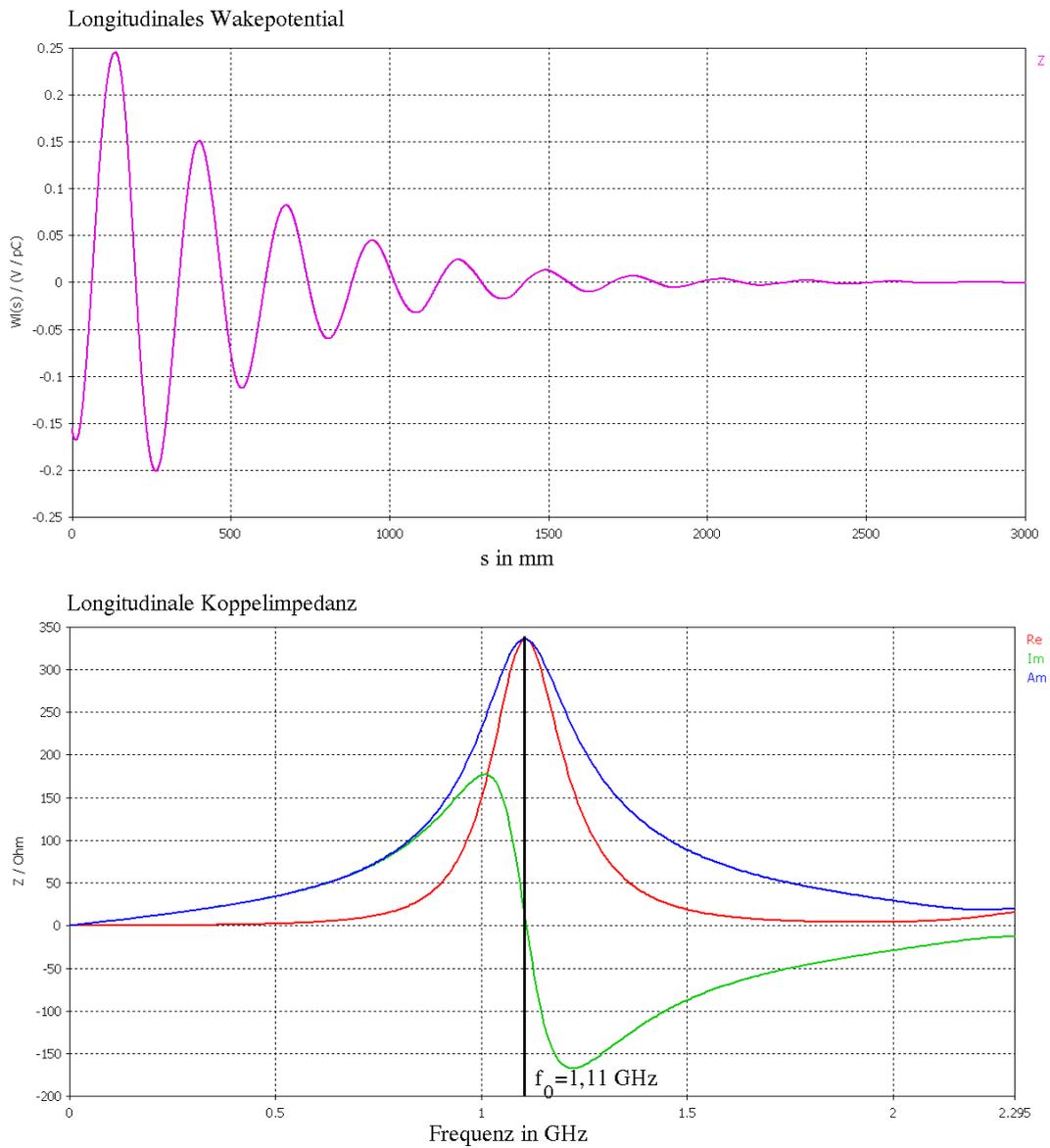


Abbildung 5.21: Oben: Wakepotential des Resonators in Abhängigkeit von s bei mittigem Durchgang eines Teilchenpaketes der Länge 30 mm. Unten: Aus dem Wakepotential bestimmter Betrag, Real- und Imaginärteil der longitudinalen Koppelimpedanz des Resonators in Abhängigkeit der Frequenz. Das Frequenzintervall erstreckt sich über den gesamten relevanten Frequenzbereich des Kicker-Cavities bis zur Grenzfrequenz des Strahlrohrs. Neben der Grundmode treten keine weiteren Monopol-Moden höherer Ordnung auf.

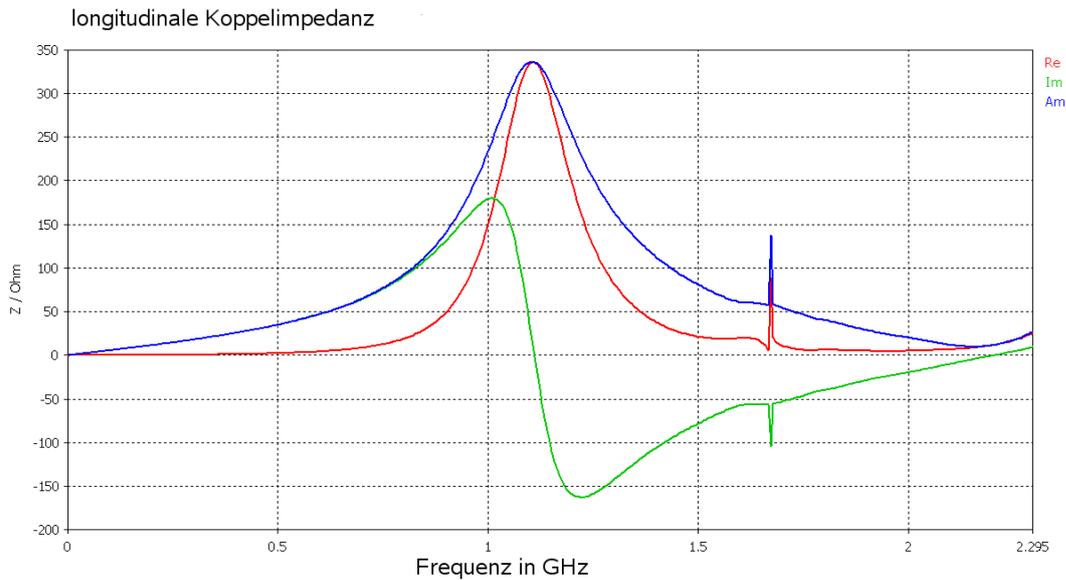


Abbildung 5.22: Die longitudinale Koppelimpedanz des Resonators für ein Teilchenpaket, das den Resonator in einem Abstand von $2\sigma = 6$ mm parallel zur Symmetrieachse passiert. Im Frequenzspektrum erscheint im Bereich von 1,67 GHz eine Resonanz.

Dipolmoden, die für transversale Instabilitäten verantwortlich sind, lassen sich mit dem Wakefeld-Solver identifizieren, indem ein Teilchenpaket den Resonator nicht mittig, sondern zur Symmetrieachse versetzt passiert. Die longitudinale Koppelimpedanz der Dipolmode ist abhängig vom Versatz des Elektronenpakets von der Symmetrieachse und nimmt für größere Ablagen größere Werte an.

Simuliert wurde ein Teilchenpaket von 30 mm Länge mit einem Versatz von 6 mm, was in etwa der 2σ -Strahlbreite am Einbauort des Kicker-Cavitys entspricht. Das Ergebnis der Simulation, die longitudinale Koppelimpedanz in Abhängigkeit der Frequenz, zeigt Abbildung 5.22. Im Spektrum taucht eine Resonanz, wobei es sich dabei auch um eine Überlagerung zweier Dipolmoden handeln könnte, im Bereich von 1,67 GHz auf. Mit dem Eigenmoden-Solver konnte in der Nähe dieser Frequenz zwei Dipolmoden identifiziert werden. Aufgabe eines transversalen Feedbacksystems wird es später sein, alle auftretenden Dipolmoden in der Beschleunigeranlage ausreichend zu dämpfen. Die Dipolmoden höherer Ordnung der PETRA-Resonatoren weisen dabei um mehrere Größenordnungen höhere Koppelimpedanzen auf, als die in dieser Simulation auftretende Dipolmode. Es werden daher durch den Einbau des Resonators keine zusätzlichen Probleme hinsichtlich transversaler Instabilitäten erwartet.

Kapitel 6

Prototyp und Ansteuerung des Kicker-Cavitys

6.1 Das longitudinale Feedbacksystem

Eine schematische Übersicht des Aufbaus und der Funktionsweise des longitudinalen Feedbacksystems zeigt Abbildung 6.1. Auftretende longitudinale Multi-Bunch-Instabilitäten werden mittels eines Strahllagemonitors (BPM) detektiert, der sich unmittelbar hinter dem Quadrupol QF18 (siehe Abbildung 1.1) befindet. Die beim Passieren eines Bunches von den vier Elektroden des BPMs kommenden Signale werden dazu mit breitbandigen Combinern addiert. Unter anderem tauchen in dem resultierenden Frequenzspektrum die in Abbildung 4.1 gezeigten Beiträge der Multi-Bunch-Moden auf.

Um alle auftretenden Multi-Bunch-Instabilitäten zu detektieren, ist es nach Abschnitt 3.2 ausreichend, nur einen Frequenzbereich von 250 MHz um Vielfache der verwendeten ELSA-Hochfrequenz von 500 MHz zu berücksichtigen. Um eine höhere Phasenauflösung zu erzielen, wird ein Bereich um das Dreifache der Hochfrequenz, d.h. eine Frequenz von 1,5 GHz ausgewählt. Die Information über die Phasenlage der einzelnen Bunche relativ zur Sollphase der ELSA-Hochfrequenz wird von einer analogen Signalverarbeitung ermittelt und dem digitalen FPGA-basierten Signalprozessor (Longitudinal RF Signal Processor) der Firma Dimtel [Dim10] übergeben. Für jeden Bunch wird mittels dieses Signalprozessors ein eigenes Korrektursignal berechnet, das mit der Trägerfrequenz von 1 GHz moduliert wird, um dem Arbeitsbereich des Resonators gerecht zu werden. Einem Bunch, dessen Phasenablage erkannt wurde, wird bei späteren Durchgängen durch das Kicker-Cavity das entsprechende Korrektursignal über einen Verstärker zugeführt. Bei ausreichend hoher Resonatorspannung und Halbwertsbreite des Cavitys können dann alle möglichen angeregten Schwingungsmoden gedämpft werden. Da der zeitliche Abstand zweier Bunche in ELSA 2 ns beträgt, muss die Ansteuerung des Resonators innerhalb dieser Zeitspanne abgeschlossen sein.

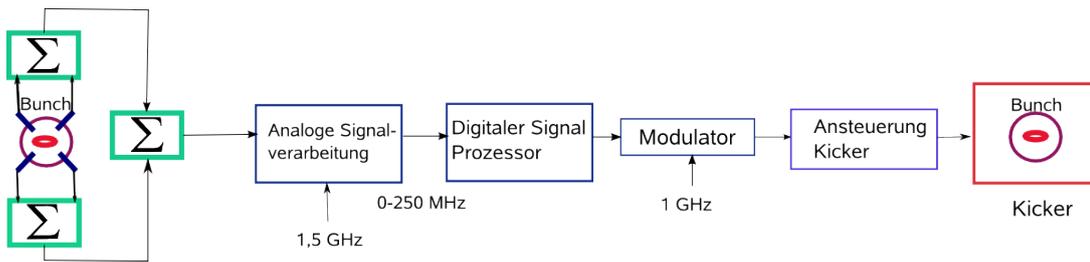


Abbildung 6.1: Schematische Darstellung des geplanten longitudinalen Feedbacksystems an ELSA.

6.2 Ansteuerung des Kicker-Cavitys

Eine schematische Darstellung der Ansteuerung des Kicker-Cavitys findet sich in Abbildung 6.2. Wie in Abschnitt 5.3 ausgeführt wurde, muss die Hochfrequenz phasen- und leistungsgleich in die vier Anschlüsse des Resonators eingekoppelt werden. Da der erworbene 200 W-Verstärker nur einen Ausgang aufweist, muss dessen Leistung mit einem geeigneten 4-Fach-Splitter aufgeteilt werden. Zu diesem Zweck wurde ein breitbandiger Splitter der Firma Microlab (siehe Abbildung 6.3) erworben, der in einem Frequenzbereich von 700-2700 MHz arbeitet und eine maximale Leistungseinkopplung von 3000 W erlaubt.

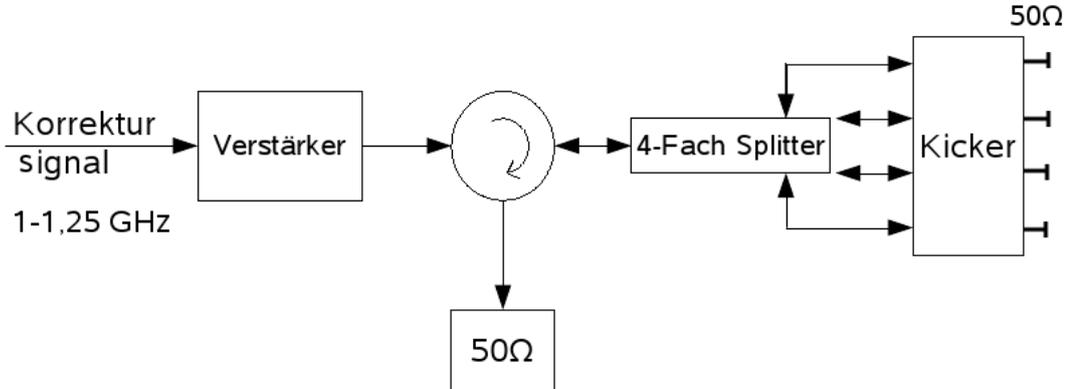


Abbildung 6.2: Ansteuerung des Kicker-Cavitys. Neben Verstärker und Splitter zur Aufteilung der Leistung sollte zum Schutz des Verstärkers vor reflektierter und strahlinduzierter Leistung ein Zirkulator verwendet werden.

Mit einem Netzwerkanalysator wurde das frequenzabhängige Phasenverhalten der vier Ausgänge des Splitters bei Einkopplung durch Tor 1 untersucht. Idealerweise erwartet man, dass die Laufzeit T durch das Bauteil frequenzunabhängig ist, d.h. einen

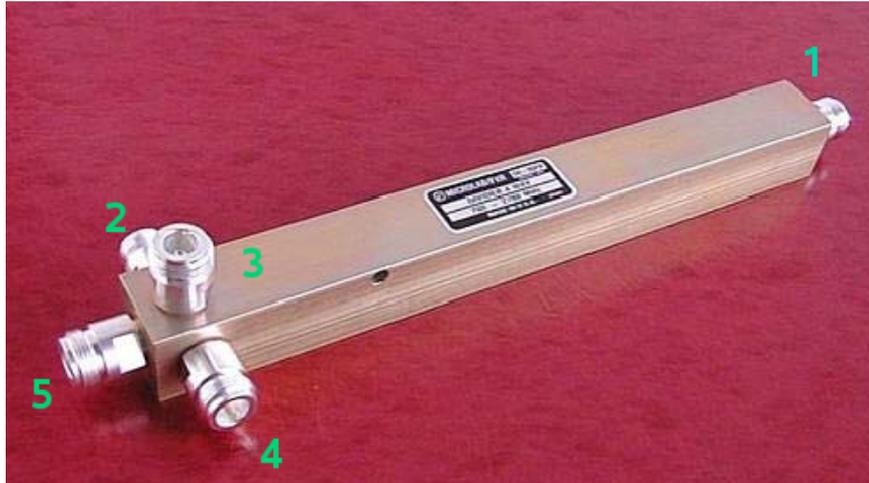


Abbildung 6.3: Breitbandiger Microlab/FXR 4-Fach Splitter, der ein Aufteilen der Verstärkerleistung in vier leistungs- und phasengleiche Signale ermöglichen soll.

nach $\phi = 2\pi f \cdot T$ entsprechend linearen Anstieg der Phase ϕ mit der Frequenz f . Mit der Auto-Length-Funktion des Netzwerkanalysators kann für ein gewähltes Messtor ein Längenoffset eingestellt werden. Zu diesem Zweck wird der Phasenverlauf durch eine Ausgleichsgerade angenähert und aus der Geradensteigung eine Leitungslänge berechnet [Han]. Die blaue Kurve in Abbildung 6.4 zeigt das durch dieses Vorgehen bereinigte Phasenverhalten des S13-Parameters in einem Frequenzbereich von 950-1300 MHz. Bei gleicher Leitungslänge weicht das Phasenverhalten des S12- und S14-Parameters kaum von dem des S13-Parameters ab. Der S15-Parameter weist hingegen eine relative Phasendifferenz zum S12-, S13- und S14-Parameter von bis zu 9° auf. Mittels einer zeitlichen Verzögerung von 20 ps ergibt sich die in Abbildung 6.4 gezeigte rote Kurve, so dass eine sehr niedrige Phasendifferenz der einzelnen Ports zu einander im gesamten relevanten Frequenzbereich gewährleistet ist. Die absolute Phase schwankt für alle Ausgangstore insgesamt um $\pm 4^\circ$. Für eine erste Testmessung wurde die Verbindung zum Resonator mit vier Kabeln gleicher Länge vorgenommen. Ob es nötig sein wird, den Phasenunterschied des fünften Ports zu kompensieren, wird sich bei späteren Messungen mit dem endgültigen Resonator herausstellen.

Durch den Koppelfaktor von $\kappa \approx 1$ ist die Resonatorstruktur bei der Arbeitsfrequenz nahezu perfekt abgeschlossen. Einlaufende Signale dieser Frequenz werden demnach nicht reflektiert. Bei anderen Frequenzen kommt es jedoch zur Reflexion von Leistung zurück zum Verstärker. Zum Schutz desselben wird bei der Verschaltung des Resonators ein Zirkulator, mit einem nachfolgend angebrachtem $50\ \Omega$ -Leistungsabschluss versehen. Dieser muss auch die im Resonator durch den Elektronenstrahl induzierte Leistung absorbieren.

Der Hochfrequenzverstärker für das longitudinale Feedbacksystem wird von der Firma MILMEGA geliefert, es handelt sich dabei um einen 200 W-Verstärker des Typs

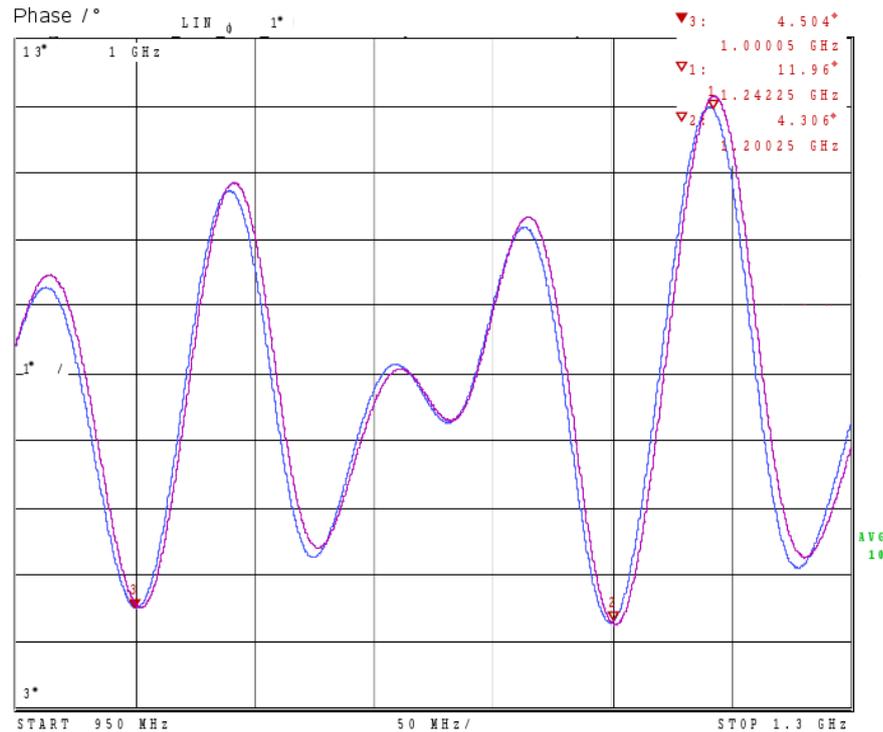


Abbildung 6.4: Das um die Laufzeit bereinigte Phasenverhalten des S13-Parameters in Abhängigkeit der Frequenz (rote Kurve). Die blaue Kurve zeigt das Phasenverhalten des S15-Parameters nach Berücksichtigung einer zeitlichen Verzögerung von 20 ps.

AS0102-200, der im Frequenzbereich von 1-2 GHz arbeitet. In Abbildung 6.5 findet sich das Phasenverhalten des Verstärkers in Abhängigkeit der Frequenz. Die blaue Kurve zeigt das Verhalten für eine geringe Leistung, die rote Kurve das Verhalten des Verstärkers bei Entnahme einer Leistung von 200 W.

6.3 Aufbau eines Kicker-Cavity-Prototyps

Im Anhang A findet sich die technische Zeichnung, nach der ein Kicker-Cavity-Prototyp angefertigt wurde. Der endgültige Resonator wird aus spannungsfreiem, 3D-geschmiedeten Aluminium bestehen, das seine Form auch über längere Zeiträume beibehält und für den Einbau unter Vakuumbedingungen geeignet ist. Für den Prototyp wurde jedoch, wegen der kürzeren Lieferzeiten, eine Aluminiumlegierung (AlCuMgPb) mit einer elektrischen Leitfähigkeit von $2,33 \cdot 10^7$ S/m gewählt. Da übliche Aluminiumlegierungen eine geringere elektrische Leitfähigkeit als reines Aluminium ($3,77 \cdot 10^7$ S/m) aufweisen und das endgültige Resonatormaterial zum Zeitpunkt der ersten Simulationen noch nicht feststand, wurde in den Simulationen immer von der Leitfähigkeit

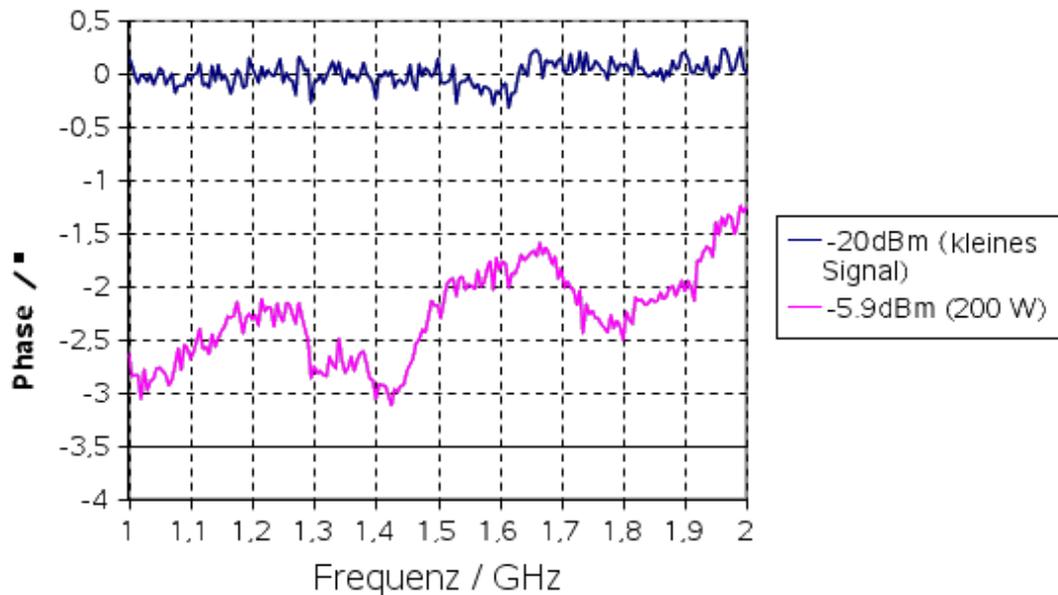


Abbildung 6.5: Die Phase des Verstärkers in Abhängigkeit der Frequenz. Die blaue Kurve zeigt das Phasenverhalten für kleine Leistungen, die rote Kurve für eine Leistung von 200 W [Mil10].

reinen Aluminiums ausgegangen. So konnte garantiert werden, dass die untere Grenze für die Halbwertsbreite von $\Delta\omega_H = 250$ MHz nicht unterschritten wird. Zwar wurde dadurch der Spielraum für die Optimierung des $(R/Q)_{\text{eff}}$ -Faktors verringert, jedoch hat die Einhaltung der Halbwertsbreite höhere Priorität. Im übrigen erwies sich eine Änderung der Leitfähigkeit in dieser Größenordnung in den Simulationen als nicht relevant.

Der eigentliche Resonator besteht aus drei Teilen, einem Mantel und zwei Einsätzen. Der Mantel und einer der Einsätze sind in Abbildung 6.6 gezeigt. Kennzeichnend sind dabei die Nasenkegel, der Steg des Hohlleiters und eines der Löcher für die Innenleiter der acht Koaxial-Durchführungen. Der Durchmesser der Einsätze liegt mit 202 mm einen Millimeter unter dem Innendurchmesser des Mantels, der den eigentlichen Resonator Durchmesser bestimmt. Der zusätzliche Platz wird von einer versilberte CuBe-Kontaktfeder des Typs BG25LBA der Firma Bal Seal Engineering [Bal10] ausgefüllt (siehe Abbildung 6.7), um einen guten elektrischen Kontakt zwischen der Mantelfläche des Resonators und den beiden Einsätzen zu gewährleisten. Die Kontaktfedern lassen einen ausreichenden Stromfluss zu und werden in dafür vorgesehene Nuten der Einsätze versenkt. Die Nuten wurden so platziert, dass eine Simulation der Gesamtstruktur keinen wesentlichen Unterschied zu dem Fall eines über die gesamte Oberfläche bestehenden Kontaktes zeigte.

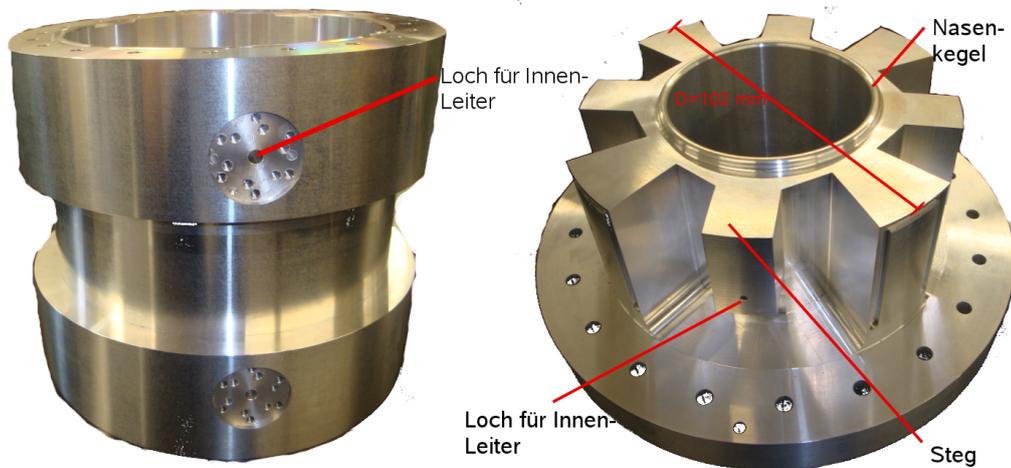


Abbildung 6.6: Mantel des Resonators (links) und einer der zwei identischen Einsätze (rechts) aus Aluminium. Kennlich gemacht sind der Durchmesser der Einsätze, der Nasenkegel, der Steg des Hohlleiters und eines der Löcher für die Innenleiter der Koaxial-Durchführungen.

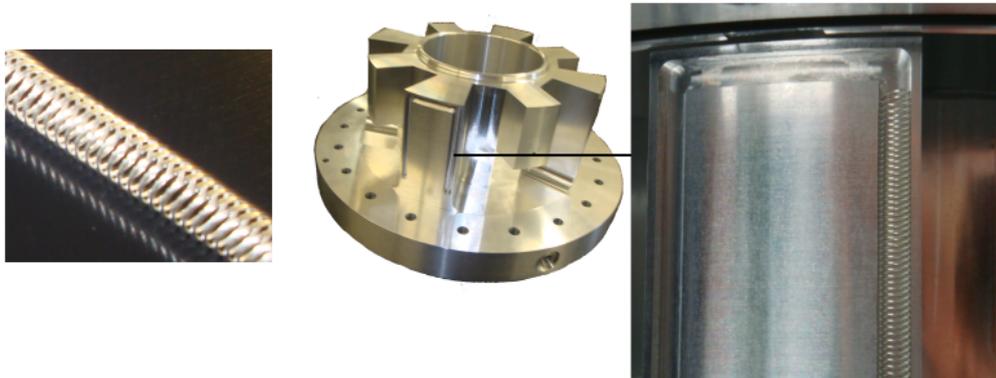


Abbildung 6.7: Kontaktfeder (links), die den elektrischen Kontakt zwischen den Einsätzen und dem Mantel herstellt. Die Federn werden in die Nuten der Einsätze (siehe rechts) versenkt.

Um eine Tauglichkeit des Resonators für den Vakuumbetrieb zu ermöglichen, wurden beide Einsätze mit je acht Entgasungsschlitzen versehen. Die Schlitze wurden nahe den $\lambda/4$ -Abschlüssen angebracht (siehe Abbildung 6.8), so dass die Simulationen mit Schlitzen keinen Einfluss auf die relevanten Kicker-Parameter erkennen ließen.



Abbildung 6.8: Entgasungsschlitze des Resonators.

In Abbildung 6.9 ist links die Vorrichtung zur Montage des Resonators gezeigt, rechts abgebildet ist das Bild des Inneren des Resonators nach Montage des ersten Einschubs.

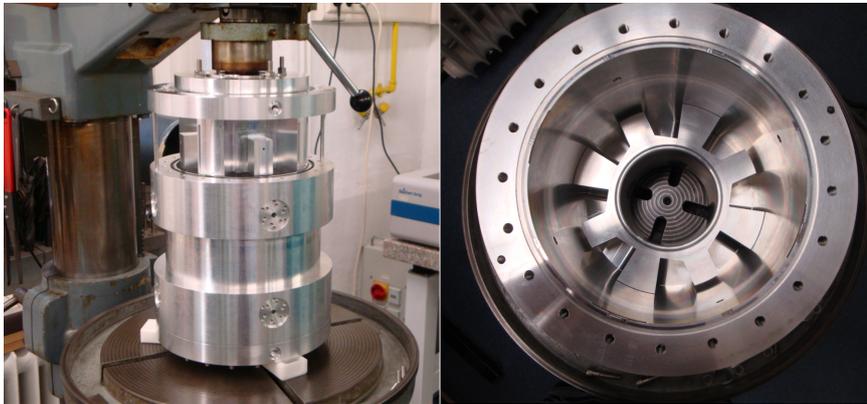


Abbildung 6.9: Links: Montagevorrichtung, rechts: Das Innere des Resonators nach Montage des ersten Einschubs.

Zur Einkopplung der Hochfrequenz dienen vier vakuumtaugliche $50\ \Omega$ Hochfrequenz-Durchführungen der Firma Hositrad VACUUM TECHNOLOGY [hos10]. In Abbildung 6.10 findet sich das typische sowie das maximal erwartete Stehwellenverhältnis (VSWR) der Durchführungen in Abhängigkeit der Frequenz. Vier weitere Durchführun-

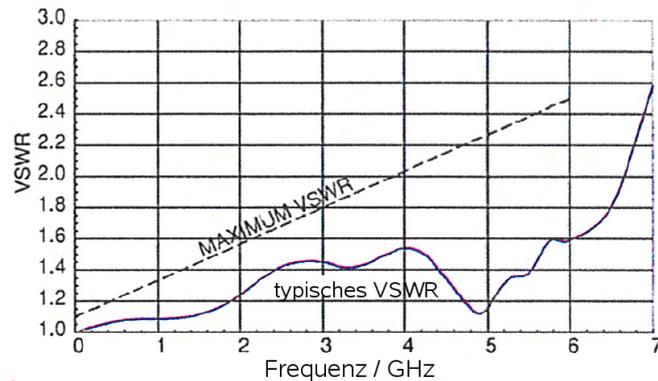


Abbildung 6.10: Typisches und maximal erwartetes Stehwellenverhältnis (VSWR) der verwendeten $50\ \Omega$ -Durchführungen in Abhängigkeit der Frequenz [hos10].

gen mit $50\ \Omega$ -Abschlüssen werden benötigt, um alle geforderten Parameter des Kicker-Cavitys, wie etwa die geringe Güte, zu erhalten. Da die Standardausführung dieses Typs zu kurz sind, wurde eine Spezialanfertigung in Auftrag gegeben. Die Enden der Innenleiter, die in die in Abbildung 6.6 gezeigten Löcher der Einsätze versenkt werden, wurden zudem mit Schlitz versehen, um einen guten HF-Kontakt zu gewährleisten. Eine Konstruktionszeichnung der modifizierten Durchführungen findet sich in Anhang A. Abbildung 6.11 zeigt eine der Durchführungen, wie sie zum Einbau in den Prototyp verwendet wurde.

Als Abschlüsse für die vier Durchführungen, die nicht zur Einkopplung der Hochfrequenz in das Kicker-Cavity dienen, sind $50\ \Omega$ -Abschlüsse der Firma Bird Technologies vorgesehen (Typ 100-CT Series Termaline) [Bir10]. Diese sind für eine Leistung von 100 W ausgelegt.

6.4 Erste Messungen am Prototypen

Der fertige Kicker-Cavity-Prototyp wurde provisorisch zusammengesetzt. Zur Messung des Reflexionsfaktors wurde ein Messaufbau gemäß Abbildung 6.12 verwendet. Das Signal des vektoriellen Netzwerkanalysators wurde dazu auf das Tor 1 des 4-Fach Splitters gegeben. Die Kabel zwischen den Ausgängen des Splitters und den Einkopplungen des Resonators wurden gleich lang (1 m) gewählt. Eine Phasenkompensation für Tor 5 wurde nicht vorgenommen, in der Hoffnung, dass das abweichende Phasenverhalten nicht von Relevanz sein würde.

Für die Messungen wurden nicht die für das endgültige Kicker-Cavity vorgesehenen



Abbildung 6.11: Modifizierte 50 Ω -Einkopplungen der Firma Hositrad. Gut sichtbar ist die geschlitzte Form des Innenleiters, die einen besseren HF-Kontakt gewährleisten soll.



Abbildung 6.12: Experimenteller Aufbau zur Messung des Reflexionsfaktors des Kicker-Cavity-Prototypen.

50 Ω -Abschlüsse verwendet, da diese sich zum Zeitpunkt der Messungen noch nicht zur Verfügung standen. Ohne die vektorielle Netzwerkanalyse bezüglich der Kabel und des Splitters zu kalibrieren, erhält man die in Abbildung 6.13 gezeigte Abhängigkeit des Reflexionsfaktors von der Frequenz.

Die violette Kurve entspricht der Einkopplung der Hochfrequenz durch eine einzige Durchführung, während die übrigen sieben Durchführungen mit 50 Ω -Widerständen abgeschlossen wurden. Diese Art der Einkopplung wurde im Abschnitt 5.3 bereits thematisiert, die zugehörige simulierte Abhängigkeit des Reflexionsfaktors von der Frequenz findet sich in Abbildung 5.17. Aus der Messung ergibt sich ein minimaler Reflexionsfaktor von $\rho_0 \approx 0,7$, in guter Übereinstimmung mit Abbildung 5.17. Ferner zeigt sich eine Dipolmode bei einer Frequenz von etwa 1,6 GHz, die nur bei asymmetrischer Einkopplung auftaucht. In der blauen Kurve spiegelt sich diese Dipolmode nur in einer marginalen Absenkung des Reflexionskoeffizienten wider. Dies zeigt, dass die Phasendifferenzen der eingekoppelten Hochfrequenzsignale nur geringfügigen Einfluss auf die Kurve haben.

Die blaue Kurve entspricht der Ansteuerung des Resonators gemäß Abbildung 6.12, wie sie auch im endgültigen Betrieb vorgenommen werden wird. Der minimale Refle-

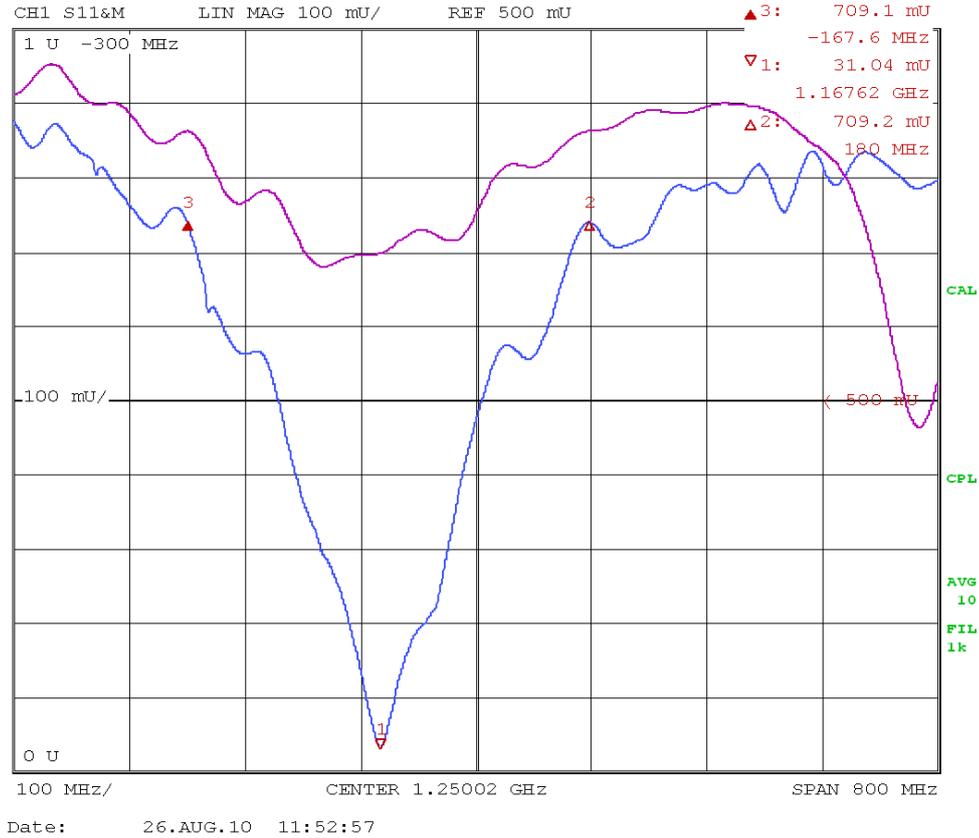


Abbildung 6.13: Messung des Reflexionsfaktors in Abhängigkeit der Frequenz. Blaue Kurve: Einkopplung gemäß Abbildung 6.12. Violette Kurve: Einkopplung der Hochfrequenz durch ein Tor, Abschluss der übrigen sieben Tore mit 50Ω-Abschlüssen. Die Marker markieren den Bereich der Halbwertsbreite.

xionsfaktor lässt sich aus der blauen Kurve zu

$$\rho_0 = 0,0310 \pm 0,0003 \quad (6.1)$$

bestimmen. Der angegebene Fehler wurde dabei aus der Auflösung des Netzwerkanalysators bestimmt. Es ist zu berücksichtigen, dass die HF-Durchführungen im Frequenzbereich von 1,0-1,5 GHz ein Stehwellenverhältnis von etwa 1,1 aufweisen, wie sich aus Abbildung 6.10 entnehmen lässt. Auch an den Zuleitungen, am 4-Fach Splitter, an den 50Ω-Abschlüssen und auf Grund von fertigungsbedingten kleinen Asymmetrien im Resonator kommt es zur Reflexion von Leistung. Bei den Simulationen fand dieser Umstand keine Berücksichtigung. Der erhaltene minimale Reflexionsfaktor, der nach Gleichung (2.27) zu einem Koppelfaktor von

$$\kappa = \frac{1 + \rho_0}{1 - \rho_0} = 1,064 \pm 0,001 \quad , \quad (6.2)$$

d.h. zu annähernd kritischer Kopplung führt, liegt damit im erwarteten Bereich. Die Halbwertsbreite des Resonators entspricht nur für kritische Kopplung der $\frac{1}{\sqrt{2}}$ -Halbwertsbreite. Für über- oder unterkritische Kopplung muss die Breite der Kurve bei einem Wert von $\rho^* = \frac{\sqrt{\kappa^2+1}}{\kappa+1}$ bestimmt werden [Hil06b]. Es ergibt sich eine Halbwertsbreite von

$$\Delta\omega_{\text{H}} = (347,0 \pm 0,3) \text{ MHz} \quad , \quad (6.3)$$

die über der geforderten Halbwertsbreite von $\Delta\omega_{\text{H}} = 250 \text{ MHz}$ liegt. Die Abweichung könnte durch einen schlechten Hochfrequenzkontakt zu Stande kommen, der zwischen den Koaxial-Innenleitern der Durchführungen und den Einsätzen, bzw. zwischen den Einsätzen und dem Mantel über die Federn besteht.

Aus der Messung ergibt sich weiterhin die Resonanzfrequenz des Resonators, die mit

$$f_{\text{A}} = (1,1676 \pm 0,0002) \text{ GHz} \quad (6.4)$$

etwa 40 MHz über dem simulierten Wert liegt. Als weiterer Arbeitsschritt sollte daher eine genaue Messung des Resonatordurchmessers vorgenommen werden, um auszuschließen, dass diese Abweichung durch eine Toleranzüberschreitung bei der Fertigung zu erklären ist. Zu Bedenken ist ferner, dass der Prototyp für die Messungen nicht evakuiert wurde. Interpretiert man einen Resonator als einen Schwingkreis, so ist dessen Resonanzfrequenz durch

$$f_{\text{A}} = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \quad (6.5)$$

gegeben. Die Kapazität eines Kondensators nimmt mit der relativen Permittivität des Materials zu. Das bedeutet eine weitere geringfügige Zunahme der Arbeitsfrequenz für den evakuierten Resonator.

Aus der Arbeitsfrequenz und der Bandbreite lässt sich die belastete Güte bestimmen. Man erhält:

$$Q_{\text{L}} = \frac{f_{\text{A}}}{\Delta\omega_{\text{H}}} = 3,365 \pm 0,003 \quad , \quad (6.6)$$

was wie erwartet unter dem simulierten Wert von $Q_{\text{L}} = 4,4$ liegt. Kurz vor Abschluss der Arbeit konnte noch eine Messung durchgeführt werden, die mittels einer Kalibrierung der vektoriiellen Netzwerkanalyse die zusätzliche Reflexion der Kabel und Splitter berücksichtigt und für das Kicker-Cavity einen Koppelfaktor von $\kappa = 1,066 \pm 0,001$, eine Arbeitsfrequenz von $f_{\text{A}} = (1,1666 \pm 0,0002) \text{ GHz}$ und eine Halbwertsbreite von $\Delta\omega_{\text{H}} = (306,8 \pm 0,3) \text{ MHz}$ liefert. Aus diesen Werten ergibt sich eine belastete Güte von $Q_{\text{L}} = 3,802 \pm 0,004$.

Eine Störkörpermessung zur Bestimmung der Shuntimpedanz des Resonators konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht vorgenommen werden. Die Planung für das weitere Vorgehen sieht jedoch eine solche Messung als einen der nächsten Arbeitsschritte vor.

Nimmt man an, dass die Simulation des $(R/Q)_{\text{eff}}$ -Faktors einen realistischen Wert liefert, so lässt sich jedoch mit der kalibrierten Messung eine Abschätzung für die effektive Shuntimpedanz gemäß

$$R_{\text{s, eff}} = (1 + \kappa) \cdot (R/Q)_{\text{eff}} \cdot Q_{\text{L}} = (384,9 \pm 0,4) \Omega \quad (6.7)$$

vornehmen.

Trotz der verschiedenen Abweichungen der einzelnen Parameter von denen der Simulation, zeigt sich dass der Prototyp prinzipiell geeignet sein wird alle Multi-Bunch-Moden zu dämpfen. Alle zu dämpfenden Moden liegen in einem Frequenzbereich von 1,0 GHz-1,25 GHz und damit, wie gefordert, innerhalb der Halbwertsbreite des Prototypen. Außerdem liegt die Dämpfungszeit des Resonators, die sich aus Gleichung (4.4) ergibt, mit

$$\tau = \frac{1}{\pi\Delta\omega_{\text{H}}} = (1,038 \pm 0,001) \text{ ns} \quad (6.8)$$

deutlich unter dem maximal erlaubten Wert von 2 ns.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Zur Dämpfung der in ELSA auftretenden longitudinalen Multi-Bunch-Instabilitäten soll das elektrische Feld der TM_{010} -Mode eines Resonators genutzt werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Anforderungen an einen solchen Resonator erarbeitet, der Teil eines aktiven longitudinalen Feedbacksystems sein soll, wie es Ende des Jahres 2010 an ELSA aufgebaut werden wird.

Um eine Dämpfung aller longitudinalen Multi-Bunch-Moden zu gewährleisten, muss der Resonator bei den zugehörigen Frequenzen eine möglichst hohe Impedanz aufweisen. Da alle Multi-Bunch-Moden innerhalb eines Frequenzbereiches von 250 MHz über- oder unterhalb eines Vielfachen der ELSA-Hochfrequenz von 500 MHz liegen, fordert man für die Halbwertsbreite des Resonators einen Wert von mindestens 250 MHz. Bei der Wahl der Arbeitsfrequenz des Resonators sind sowohl Gegebenheiten zu bedenken, die durch den Einsatz in der Beschleunigeranlage ELSA vorgegeben sind – wie die Länge der Elektronenpakete, vorhandener Platz und die Breite der Strahlrohre – als auch solche, die auf die Eigenschaften von Hohlraumresonatoren und die Anforderungen an das Kicker-Cavity selbst zurückzuführen sind. In der vorliegenden Arbeit wurde herausgearbeitet, dass eine Wahl der Arbeitsfrequenz von 1,125 GHz nahe liegt. Die verwendete Frequenz und die Bunchlänge in ELSA geben auch die maximal erlaubte Länge des Resonators vor. Um eine möglichst große effektive Shuntimpedanz zu erhalten, wurde diese maximale Länge so weit ausgenutzt, dass die benötigte Halbwertsbreite noch erreicht werden konnte.

Durch Schlitzkopplung über vier Koaxial-Hohlleiter-Übergänge erfolgt eine symmetrische Einkopplung der Hochfrequenz mit phasen- und amplitudengleichen Signalen auf einer Resonatorseite, vier identische Übergänge werden auf der gegenüberliegenden Resonatorseite, ebenfalls symmetrisch, angebracht und mit $50\ \Omega$ -Lasten abgeschlossen. Die symmetrische Einkopplung bedingt eine kritische Kopplung. In den externen Lasten wird Leistung dissipiert, was zu vermehrten Verlusten im Resonator führt, die für ein Absinken der Güte verantwortlich sind. Dazu mussten die Koaxial-Hohlleiter-Übergänge so optimiert werden, dass ein möglichst geringer Reflexionsfaktor im Bereich von 1 GHz, dem unteren Arbeitsbereich des Resonators, bis zur Grenzfrequenz der Strahlrohre von 2,295 GHz resultiert.

Die Optimierung der Koaxial-Hohlleiter-Übergänge und des gesamten Kicker-Cavity erfolgte mittels numerischer Simulationen mit dem Softwarepaket CST MWS. Durch Nasenkegel geeigneter Form und Größe an den Resonator-Stirnflächen konnte die effektive Shuntimpedanz weiter erhöht werden.

Das endgültige Resonatormodell weist eine simulierte Arbeitsfrequenz von 1,13 GHz und eine Halbwertsbreite von 255 MHz auf. Auf Grundlage dieses Modells wurden technische Zeichnungen angefertigt, die die Herstellung eines Prototypen ermöglichen. Auftretende fertigungstechnische Probleme konnten gelöst werden.

Der Prototyp wurde provisorisch zusammengesetzt und eine erste Reflexionfaktor-Messung vorgenommen. Aus ihr wurde die Arbeitsfrequenz des Resonators zu $f_A = (1,1666 \pm 0,0002)$ GHz und seine Halbwertsbreite zu $\Delta\omega_H = (306,8 \pm 0,3)$ MHz bestimmt. Aus diesen Werten lässt sich die belastete Güte des Resonators ermitteln: Sie beträgt $Q_L = 3,802 \pm 0,004$. Aus der Messung ergibt sich ferner, dass eine annähernd kritische Kopplung erreicht wird.

Es stellt sich insgesamt heraus, dass der Resonator prinzipiell geeignet ist, alle in ELSA auftretende Multi-Bunch-Instabilitäten zu dämpfen, sofern seine Shuntimpedanz einen ausreichenden Wert annimmt. Aus einer Kombination der Mess- und Simulationesergebnisse lässt sich eine Abschätzung für diese erhalten, wobei sich ein Wert von $R_{s, \text{eff}} \approx 385 \Omega$ ergibt. Eine Störkörpermessung, aus der sich die Shuntimpedanz direkt bestimmen lässt, konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht erfolgen.

Der Prototyp soll Ende September 2010, trotz seiner nur bedingten Vakuumtauglichkeit, für eine erste Testmessung als Bestandteil des longitudinalen Feedbacksystems eingesetzt werden. Dann wird sich herausstellen, ob auftretende longitudinale Instabilitäten tatsächlich ausreichend gedämpft werden können. Sollte das Kicker-Cavity keine ausreichende Instabilitätsdämpfung ermöglichen, stehen für das weitere Vorgehen mehrere Optionen offen. Eine zu geringe Shuntimpedanz des Kickers kann z.B. durch den Einbau zweier Resonatoren kompensiert werden. Indem der zweite Resonator in seiner Frequenz gegenüber der Arbeitsfrequenz des ersten Resonators leicht verstimmt wird, ließe sich ferner eine höhere Effizienz erreichen.

Anhang A

Technische Zeichnungen

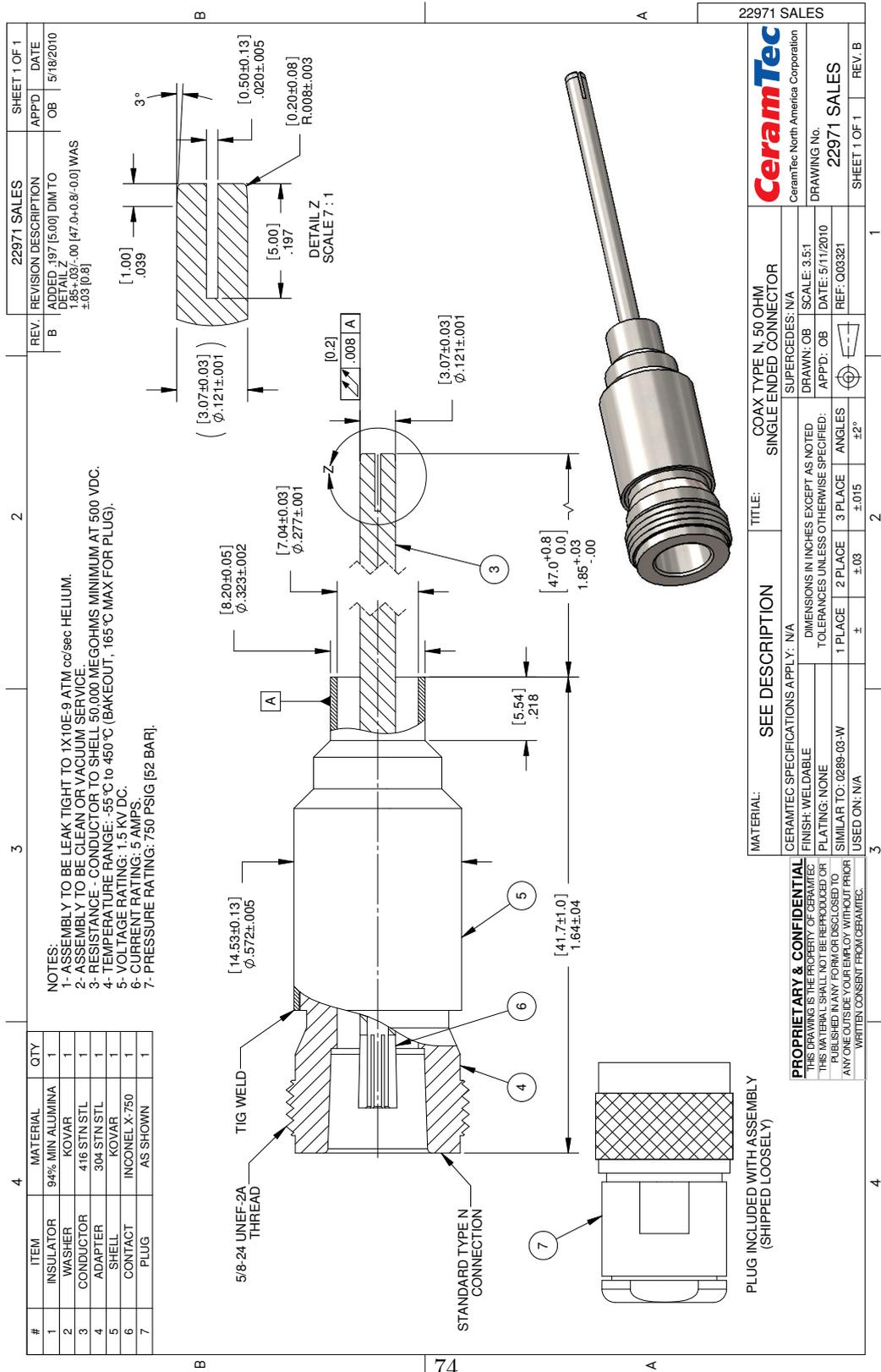


Abbildung A.1: Technische Zeichnung der modifizierten 50 Ω-Durchführungen.

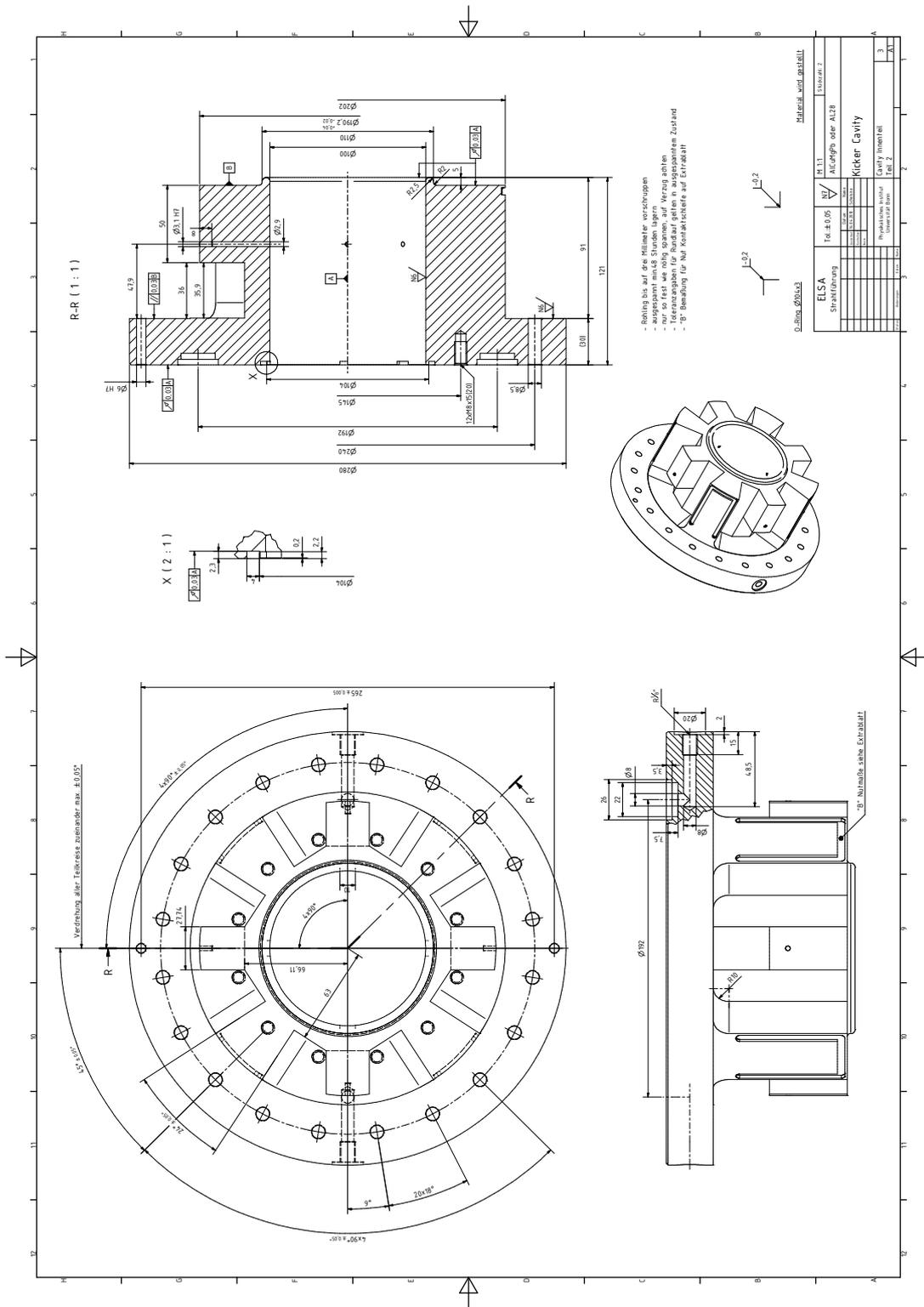


Abbildung A.3: Technische Zeichnung des Kicker-Cavities, zweiter Teil.

Literaturverzeichnis

- [Aqr07] A. Aqrawi, *Wakefelder, Impedanzen und Strahlinstabilitäten am Elektronenbeschleuniger ELSA*, Diplomarbeit, Universität Bonn, Februar 2007.
- [Bal10] *Webseite der Firma Balseal*, 2010, <http://balseal.com/>.
- [BES10] *Webseite Helmholtz-Zentrum Berlin für Materialien und Energie GmbH*, 2010, <http://www.helmholtz-berlin.de/>.
- [Bir10] *Webseite der Firma Bird Technologies*, 2010, <http://bird-technologies.com/>.
- [Bol08] O. Boldt, *Ein breitbandiger Wandstrommonitor für ELSA*, Diplomarbeit, Universität Bonn, November 2008.
- [Bon96] R. Boni, A. Gallo, A. Ghigo, F. Marcellini, M. Serio und M. Zobov, *A Waveguide Overloaded Cavity as Longitudinal Kicker for the daphne bunch-by-bunch Feedback System*, Part. Accel. **52** (1996), 95–113.
- [CST10] *Webseite der Firma CST*, 2010, <http://www.cst.com/>.
- [Dim10] *Webseite der Firma Dimtel*, 2010, <http://dimtel.com/>.
- [Ebe10] Maren Eberhardt, *Messung und Korrektur der Arbeitspunkte während der Energierampe am Stretcherring von ELSA*, Dissertation in Vorbereitung, Universität Bonn, August 2010.
- [Fox] J. D. Fox, *Baseline Cavity Kicker Review*.
- [Gal98] A. Gallo, M. Migliorati und L. Palumbo, *Efficiency of the broadband RF cavity longitudinal kicker in DAΦNE*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **404** (1998), no. 2-3, 223 – 230.
- [Han] *Betriebshandbuch Vektorieller Netzwerkanalysator ZVC von Rhode und Schwarz*.
- [Hei04] R. G. Heine, P. Hartmann, H. Huck, G. Schmidt und T. Weis, *Investigation of Cavity Induced Longitudinal Coupled Bunch Mode Instability Behaviour and Mechanisms*, 3 p.

- [Hil00] W. Hillert, *Erzeugung eines Nutzstrahls spinpolarisierter Elektronen an der Beschleunigeranlage ELSA*, Habilitationsschrift, Universität Bonn, 2000.
- [Hil06a] W. Hillert, *The Bonn Electron Stretcher Accelerator ELSA: Past and future*, Eur. Phys. J. A **28** (2006).
- [Hil06b] W. Hillert, *E106 Hohlraumresonatoren/Cavities - Ergänzende Informationen zur Versuchsdurchführung*, Praktikumsanleitung Universität Bonn, August 2006.
- [hos10] *Webseite der Firma Hositrad Vacuum Technology*, 2010, <http://hositrad.com/>.
- [Kah99] S. Kahn und T. Knuth, *Longitudinal and Transverse Feedback Kickers for the BESSY II Storage Ring*, Proceedings of the 1999 Particle Accelerator Conference (1999).
- [Kim00a] Y. Kim, M. Kwon, J. Y. Huang, W. Namkung und I.S. Ko, *Longitudinal Feedback System Kicker for the PLS Storage Ring*, IEEE TRANSACTIONS ON NUCLEAR SCIENCE (2000).
- [Kim00b] Y. Kim, M. K. Park, J. Y. Huang, I. S. Ko, M. Kwon, S. H. Nam und W. Namkung, *Commissioning Results of PLS Longitudinal Feedback System*, IEEE Trans. Nucl. Sci. (2000).
- [Knu00] Thomas Knuth, *Auslegung, Entwicklung und Inbetriebnahme eines longitudinalen und transversalen Feedbacksystems zur Dämpfung gekoppelter Teilchenpaket-Instabilitäten im BESSY-II-Speicherring*, Dissertation, Universität Bonn, Juli 2000.
- [Lon09] M. Lonza, *Multibunch feedback systems*, Proceedings of CAS CERN Accelerator School on Beam Diagnostics: 467-511, 2009. CERN-2009-005 (2009).
- [Man06] *CST Studio Suite 2006 Manual*, Teubner Studienbücher Physik, CST, 2006.
- [Mil10] *Persönliche Mitteilung der Firma MILMEGA über E-Mail-Korrespondenz*, 2010.
- [Pat09] S. Patzelt, *Eine neue externe Strahlführung für Detektortests an ELSA*, Diplomarbeit, Universität Bonn, November 2009.
- [Peh84] E. Pehl, *Mikrowellentechnik - Band 1: Wellenleitungen und Leitungsbausteine*, Dr. Alfred Hüthig Verlag, Heidelberg, 1984.
- [Pic06] N. Pichhoff, *RF Linac Structures*, Lecture, August 2006.
- [Pre07] Oliver Preisner, *Studien zur Magnetooptik am Bonner Elektronenbeschleuniger ELSA bei Energien bis 5 GeV*, Diplomarbeit, Universität Bonn, Juni 2007.

- [Riz96] T. Rizawa und R. Pendleton, *Broadband Coax-Waveguide Transitions*, IEEE (1996).
- [Sch06] P. Schmüser, *Basic Principles of RF Superconductivity and Superconducting Cavities*, CAS - CERN Accelerator School: Intermediate Course on Accelerator Physics (2006).
- [Sch23] K. Schindl, *Instabilities*, CERN, CH-1211 Geneva 23.
- [SFB09] *Sonderforschungsbereich/Transregio 16: Elektromagnetische Anregung subnuklearer Systeme - Subnuclear Structure of Matter*, <http://sfb-tr16.physik.uni-bonn.de/>, 2009.
- [Shi95] T. Shintake, *TM_{0, 1.5, 0} mode cavity for longitudinal bunch feedback kicker*, Particle Accelerator Conference, 1995., Proceedings of the 1995 **4** (1995).
- [Sva98] M. Svandrlik, A. Fabris und C. Pittana, *Coupled bunch modes measurement system at ELETTRA*, EPAC (1998).
- [Wu07] Ge Wu, *Analyse und Optimierung von ebenen frequenzselektiven Flächen*, Dissertation, Bergische Universität Wuppertal, Februar 2007.
- [You60] F. Young und J. Hohmann, *Characteristics of Ridge Waveguides*, Appl. sci. Res. **8** (1960).

Danksagung

Ohne die Unterstützung anderer Personen wäre diese Arbeit in der jetzigen Form nicht möglich gewesen. Deshalb möchte ich hier allen direkt oder indirekt Beteiligten herzlichst danken.

Ich danke Herrn PD Dr. Wolfgang Hillert für das spannende Thema und die Betreuung meiner Arbeit. Mein Dank geht weiterhin an Herrn Prof. Dr. K. Brinkmann für die Übernahme des Koreferats.

Für das Korrekturlesen meiner Arbeit danke ich André Roth, Thorsten Pusch, Oliver Preisner, Karsten Koop und Max Becker. Ferner danke ich der ganzen ELSA-Gruppe für die anregenden Gespräche und den Spaß den sie mir bereitet hat.

Dass meine teils akademischen Anforderungen in ein reales Objekt umgesetzt werden konnten, verdanke ich Herrn Neff, Herrn Schelske und allen Technikern. Auch ihnen sei hiermit gedankt.

Nicht zuletzt gilt mein Dank meiner Mutter für ihre Unterstützung während meines gesamten Studiums.