
Amplituden-, Phasen- und Temperaturstabilisierung des Hochfrequenzsystems an ELSA

Masterarbeit in Physik

von
Dennis Sauerland

angefertigt am
Physikalisches Institut der Universität Bonn

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

Januar 2013

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Motivation	1
1.2	Zielsetzung	3
2	Theoretische Grundlagen	5
2.1	Longitudinale Strahldynamik	5
2.2	Das longitudinale Strahlspektrum	6
2.3	Kielwellenfelder und Koppelimpedanzen	7
2.4	Multibunchinstabilitäten	10
2.5	Der Hochfrequenzresonator	10
2.6	Auswirkungen von Temperaturvariationen	13
3	Die Hochfrequenzinfrastruktur	15
3.1	Das Hochfrequenzsystem des Stretcherrings	15
3.2	Das PETRA-Cavity	17
3.3	Das bestehende Regelsystem der ELSA Hochfrequenz	19
3.3.1	Analoge Amplitudenstabilisierung	19
3.3.2	Resonanz- und Symmetrisierungsregelung	20
4	Amplituden- und Phasenstabilisierung	21
4.1	Zielsetzung	21
4.1.1	Die digitale Stempelsteuerung	22
4.1.2	Aufbau des LLRF-Systems	22
4.1.3	Prinzip der Datenaquisition	23
4.2	Einsatzstudie des LLRF-Systems an ELSA	24
4.2.1	Die Amplituden- und Phasenstabilisierung	24
4.2.2	Das LLRF-System im Strahlbetrieb	26
4.2.3	Arbeitspunktmessungen mit dem LLRF-System	32
4.2.4	Die Resonanz- und Symmetrisierungsregelung der PETRA Resonatoren	32
4.2.5	Das Reflexionsinterlock	34
5	Temperaturstabilisierung der PETRA-Resonatoren	37
5.1	Ziele der Temperaturregulierung	37
5.2	Aufbau eines Kühlwasserbypasses	37
5.2.1	Mechanismus des Temperaturregelsystems	39
5.3	Messungen	40

6	Koppelimpedanzen der PETRA-Resonatoren	45
6.1	Reflexionsmessungen am Fundamentalkoppler	45
6.1.1	Der Fundamentalkoppler	46
6.1.2	Die Reflexionsmessung	47
6.2	Aufbau eines Störkörpermessstandes	48
6.2.1	Theorie der Störkörpermessung	49
6.2.2	Aufbau eines Messstandes	51
6.2.3	Messablauf der Störkörpermessung	51
6.2.4	Auswertung	54
6.3	Simulation und Einbau von breitbandigen Ferritabsorbern	57
6.3.1	Simulation von Hochfrequenzeigenschaften des modifizierten Hohlleiter- systems	58
6.3.2	Impedanzreduzierung mit Hilfe eines breitbandigen Ferritabsorbers	60
6.3.3	Optimierung der Installation durch Einbau eines 500 MHz Bandpassfilters	62
7	Zusammenfassung und Ausblick	67
7.1	Amplituden- und Phasestabilisierung	67
7.2	Temperaturregulierung	68
7.3	Impedanzvermessung und -dämpfung	68
A	Anhang	71
A.1	Detaillierte Beschreibung des DIMTEL LLRF-Systems	71
A.1.1	Aufbau des LLRF-Systems	71
A.1.2	Datenaquisition	72
A.2	Bilder	76
	Literaturverzeichnis	92
	Danksagung	93

1. Gutachter: PD Dr. Wolfgang Hillert
2. Gutachter: Prof. Dr. Rolf Maier

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Motivation

Seit dem Jahre 1987 betreibt das Physikalische Institut der Universität Bonn die **Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA**. In Abbildung 1.1.1 ist die Anlage in ihrem aktuellen Zustand abgebildet.

ELSA stellt wahlweise für eines der beiden Hadronenphysikexperimente Crystal Barrel oder BGO-OD spinpolarisierte Elektronen zur Verfügung, welche durch Bremsstrahlungsprozesse in hochenergetische, polarisierte Photonen konvertiert werden. Diese werden verwendet um Streuexperimente an ebenfalls polarisierten Deuterium- oder Wasserstoffkernen durchzuführen.

Die Beschleunigerstruktur der Elektronen Stretcher Anlage lässt sich in drei Stufen unterteilen: Die erste Stufe bildet der Linearbeschleuniger LINAC 2, welcher die wahlweise spinpolarisierten oder thermischen Elektronen, welche von einer der beiden Elektronenquellen bereitgestellt werden, auf 26 MeV vorbeschleunigt [Hil06a].

Von dort aus werden die Elektronen in der zweiten Stufe des Beschleunigers, dem Booster-Synchrotron, in einem 50 Hz Zyklus auf eine Energie von 1,2 GeV beschleunigt. Die dritte Stufe des Beschleunigers, der Stretcherring, wird im sogenannten Boostermodus dazu verwendet, etwa 21 Injektionen des Booster-Synchrotron zu akkumulieren. Dieser akkumulierte Strahlstrom von typischerweise 20 mA wird dann in einer schnellen Energierampe von bis zu 6 GeV/s auf maximal 3,2 GeV nachbeschleunigt um anschließend über einen Zeitraum von wenigen Sekunden zu einem der Experimente extrahiert zu werden. So lassen sich Tastverhältnisse¹ von 80 % erreichen.

Ein weiterer Betriebsmodus ist der Speicherringmodus, welcher ursprünglich dazu diente hohe Strahlströme zu akkumulieren und die Synchrotronstrahlung des umlaufenden Elektronenstrahls dazu zu nutzen Materialforschung an diversen Messplätzen am Stretcherring zu betreiben. Heute findet dieser Modus regelmäßig Verwendung für die Untersuchung beschleunigerphysikalischer Eigenschaften des Stretcherrings. Hierbei können Ströme von bis zu 100 mA akkumuliert, auf bis zu 3,2 GeV nachbeschleunigt und dann für mehrere Stunden im Beschleuniger gespeichert werden.

Wie in Abbildung 1.1.1 ebenfalls ersichtlich wird befindet sich an ELSA ein weiterer Messplatz im Aufbau. Dieser soll in Zukunft Kapazitäten für Tests an Teilchendetektoren zur Verfügung stellen.

Da zukünftige hadronenphysikalische Experimente eine Erhöhung des zum Experiment extrahierten Elektronenstroms um etwa eine Größenordnung benötigen, ist bei gleichbleibendem Tast-

¹Das Tastverhältnis bezeichnet das Verhältnis von Extraktionszeit zur Gesamtzyklusdauer.

Elektronen Stretcher Anlage (ELSA)

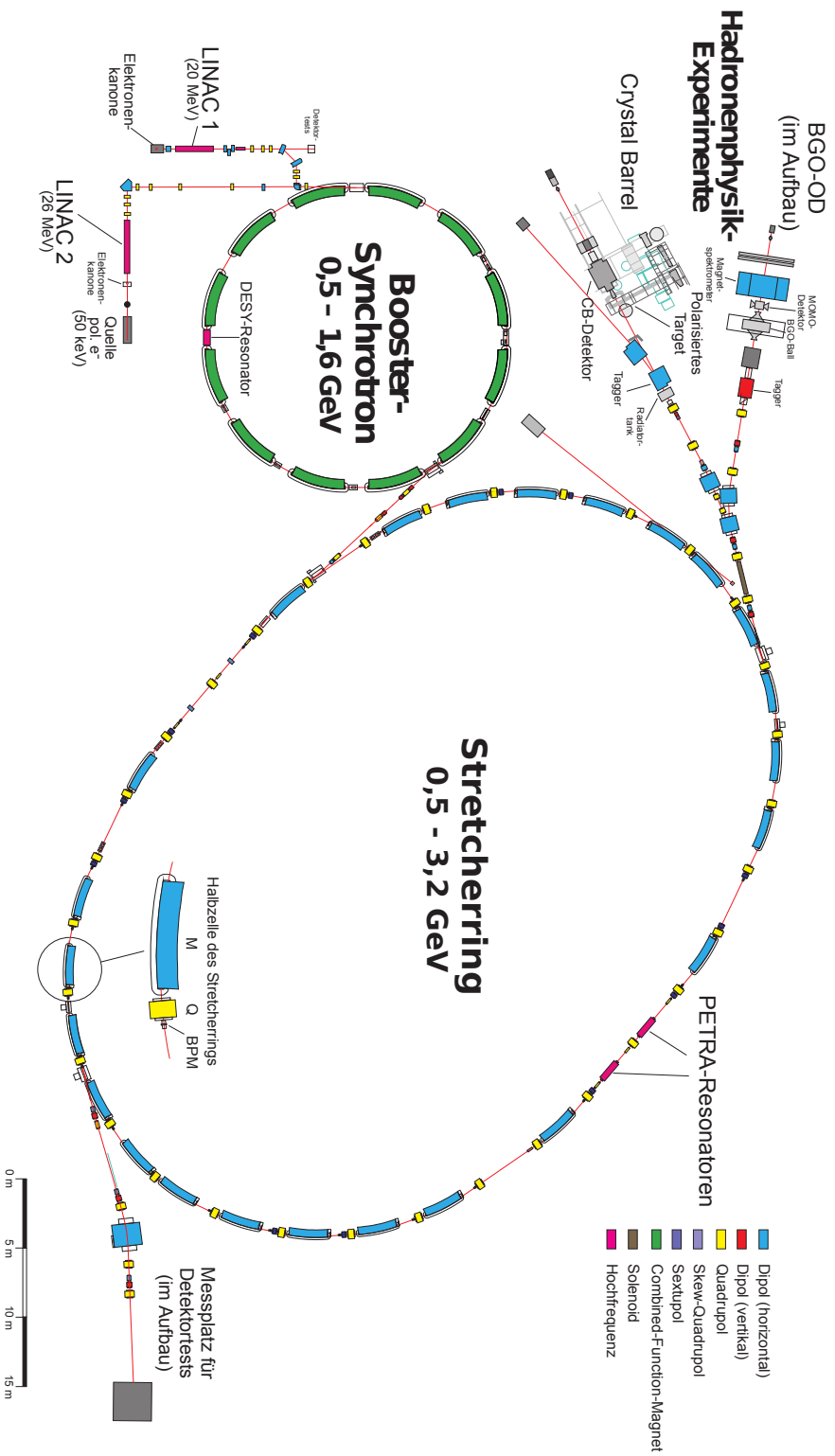


Abbildung 1.1.1: Lageplan der Beschleunigeranlage ELSA der Universität Bonn (Stand 2012).

verhältnis eine Erhöhung des interen Strahlstroms in ELSA² auf etwa 200 mA erforderlich. Hierbei kommen zunehmend strahldestabilisierende Effekte zum Tragen, welche den maximal speicherbaren Strom limitieren. Eine prominente Rolle spielen dabei die sogenannten Multi-bunchinstabilitäten, die sich auf die Wechselwirkung des umlaufenden Strahlstroms mit der nicht perfekt leitenden Vakuumkammer zurückführen lassen: Die geladenen Strahlteilchen influenzieren auf der Kammeroberfläche Ladungsträger, welche bei Querschnittsänderungen der Kammer elektromagnetische Felder, die sogenannten Kielwellenfelder, anregen. Diese können dann mit den nachfolgenden Elektronenpaketen wechselwirken. Dies kann zu kohärenten Schwingungen aller Elektronen eines Paketes um die Sollbahn und somit zur Verschlechterung der Strahlqualität bis hin zum kompletten Strahlverlust führen.

Hierbei stellen vor allem die zwei zur Beschleunigung der Elektronenpakete im Stretcherring verwendeten PETRA-Resonatoren³ in der longitudinalen Strahlebene ein Anregungspotential dieser Instabilitäten dar, da dort angeregte Kielwellenfelder, welche Moden höherer Ordnung der Resonatoren darstellen, hohe Feldstärken erreichen können und somit Anregungsraten erreichen werden können, welche die Amplitude kohärenter, longitudinaler Schwingungen derart anwachsen lässt, dass ein Verlust des Strahls erfolgt.

Zum Betrieb der Anlage mit hohen Strahlströmen ist es daher erforderlich, diese Multibunchinstabilitäten, vor allem in der longitudinalen Ebene, zu dämpfen und zusätzlich Methoden zu entwickeln, um deren resonante Anregung durch Moden höherer Ordnung der PETRA-Resonatoren zu verhindern.

Zur Verbesserung der Leistungsfähigkeit der Anlage im Bereich hoher Strahlströme wurde bereits im Jahr 2010 ein Bunch-by-Bunch Feedback-System der Firma DIMTEL [DIM] in Betrieb genommen. Dieses misst mittels eines BPMs⁴ die Ablage jedes Bunches und appliziert auf diesen mit Hilfe von longitudinalen und transversalen Kickern entsprechend Korrektursignale, welche aufkommende Multibunchinstabilitäten reduzieren. Hierbei ist eine exakte Ermittlung der Strahlablage für jeden Bunch sowie eine phasenrichtige Applikation der Korrektursignale essentiell für die Funktionsfähigkeit des Systems, weshalb es erforderlich ist die longitudinale Schwingungsfrequenz der Bunche, die sogenannte Synchrotronfrequenz, sowie die Phasenlage der Bunche bezüglich der Hochfrequenz während des Beschleunigerbetriebs konstant zu halten. Da die Synchrotronfrequenz von der Beschleunigungsspannung in den Resonatoren abhängig ist und die Phasenlage der Bunche im Beschleuniger ebenfalls durch die Phase dieser Hochfrequenzspannung definiert wird, ist es müssen die Amplitude und Phase der Beschleunigungsspannung stabilisiert werden.

1.2 Zielsetzung

Die Arbeit hat zwei Zielsetzungen:

- Ein Ziel ist es die Amplitude und Phase der zur Beschleunigung der Elektronen im Beschleuniger verwendeten Hochfrequenzspannung zu kontrollieren und zu stabilisieren um die Leistungsfähigkeit des Bunch-by-Bunch Feedback-Systems während des Betriebs zu gewährleisten. Hierfür wird ein digitales Low-Level-Radio-Frequency-System⁵ Verwendung finden, welches neben den Regelungsaufgaben des alten Systems zusätzlich die Phase der Hochfrequenzspannung stabilisiert (siehe Kapitel 4). Zusätzlich ermöglicht die hohe Flexibilität eines digitalen Systems verschiedene weitere Hochfrequenzsignale zu überwachen.

²Mit ELSA ist im Folgenden lediglich der Stretcherring der Beschleunigeranlage gemeint.

³Die PETRA-Cavities 1 und 2 werden im folgenden auch kurz PC1 beziehungsweise PC2 genannt.

⁴Beam Position Monitor, zu deutsch Strahllagemonitor.

⁵Kurz: LLRF-System

So ist es zum Beispiel möglich die Reflexionssignale der Richtkoppler⁶ im Hohlleitersystem zu überwachen und dem System-Interlock⁷ zuzuführen.

- Zum Anderen ist es ein Ziel dieser Arbeit, die Leistungsfähigkeit der Beschleunigeranlage im Hinblick auf einen zukünftigen Hochstrombetrieb im Bereich ihrer Hochfrequenzkomponenten zu verbessern. Hierfür ist eine Temperatursteuerung und -stabilisierung des Kühlwassers der beiden PETRA-Resonatoren erforderlich, die es ermöglicht die Temperatur der Resonatoren von 26 °C bis etwa 60 °C vorzugeben. Dadurch können Operationsmodi gefunden werden, in denen die Auswirkungen longitudinaler Multibunchinstabilitäten, welche durch die Moden höherer Ordnung der PETRA-Resonatoren angeregt werden, reduziert oder ein Anregen ganz verhindert werden kann (siehe Kapitel 5). Zusätzlich soll die Feldstärke der Kielwellenfelder der Moden höherer Ordnung und somit deren Auswirkung auf den umlaufenden Elektronenstrahl minimiert werden. Hierfür bedient man sich der Tatsache, dass im Resonator angeregte Kielwellenfelder durch die Einkopplung teilweise in den Hohlleiter gelangen können. Dort können diese dann mit Hilfe eines breitbandigen Absorbers gedämpft werden (siehe Kapitel 6).

⁶Ein Richtkoppler dient dazu geringe Anteile der im Hohlleiter laufenden elektromagnetischen Welle richtungsabhängig abzuzweigen. Es ist daher eine getrennte Erfassung der vorlaufenden und rücklaufenden HF-Leistung möglich.

⁷Das Interlock ist ein System das den sicheren Betrieb eines Gerätes gewährleisten soll. Dabei überwacht es diverse Signale und greift in die Funktion des Gerätes ein, falls Messwerte gewisse Pegel überschreiten oder andere Fehler detektiert werden.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

2.1 Longitudinale Strahldynamik

In einem Ringbeschleuniger, so wie ELSA ihn darstellt, ergeben sich auf Grund der zur Beschleunigung der Elektronen verwendeten Hochfrequenzfelder im Resonator longitudinale Dynamiken. Die umlaufenden ultrarelativistischen Elektronen haben auf Grund der sogenannten Phasenfokussierung im Mittel eine wohl definierte Phasenlage bezüglich der beschleunigenden Hochfrequenzspannung. Diese Fokussierung bezüglich dieser Phase lässt sich hierbei wie folgt erklären [Wil92]:

Ein ideales Teilchen ohne Impulsabweichung vom Sollimpuls p_0 durchläuft den Ringbeschleuniger auf der festgelegten Sollbahn und hat eine feste Phase φ_{soll} relativ zur HF-Spannung. Elektronen mit einem größeren Impuls als der Sollimpuls ($\Delta p/p_0 > 0$) durchlaufen eine größere sogenannte Dispersionsbahn im Beschleuniger. Daher gelangen die Elektronen im nächsten Umlauf etwas später in die beschleunigenden Resonatoren. Dadurch ändert sich deren Phase zur HF-Spannung und die Elektronen werden, auf Grund der Oszillation der Felder, weniger stark beschleunigt. Somit werden sie schwächer beschleunigt als das Sollteilchen und gelangt im nächsten Umlauf früher in die Beschleunigungsstruktur. Bei Teilchen mit $\Delta p/p_0 < 0$ verläuft dieser Vorgang komplementär. Auf diese Weise bildet sich eine longitudinale Schwingung um die Sollphase aus, welche man Synchrotronschwingung nennt [Wil92].

Damit das Sollteilchen nach jedem Umlauf wieder mit derselben Phase auf die HF-Spannung trifft, muss die Frequenz der Beschleunigungsspannung ω_{HF} ein ganzzahliges Vielfaches der Umlauffrequenz ω_0 der Elektronen sein. Es gilt somit

$$\omega_{\text{HF}} = h \cdot \omega_0, \quad (2.1.1)$$

wobei h die Harmonischenzahl des Beschleunigers darstellt. Diese hat bei ELSA den Wert von 274 da der Elektronenstrahl eine Umlauffrequenz von 1,824 MHz im Stretcherring aufweist und eine Hochfrequenz von 499,669 MHz verwendet wird.

Die longitudinalen Schwingungen lassen sich nach [Wil92] auch als Energieschwingungen ΔE durch die Schwingungsgleichung

$$\Delta \ddot{E} + 2\alpha_s \Delta \dot{E} + \Omega_s^2 \Delta E = 0 \quad (2.1.2)$$

beschreiben, wobei hier

$$\alpha_s = \frac{1}{2T_0} \frac{dW}{dE} \quad (2.1.3)$$

einen Dämpfungsterm darstellt, welcher energieabhängige Synchrotronstrahlungsverluste dW/dE in Abhängigkeit von der Umlaufzeit des Sollteilchens T_0 ausdrückt.

Die Synchrotronfrequenz Ω_s wird nach [Wil92] durch

$$\Omega_s = \omega_0 \cdot \sqrt{-\frac{eU_0 h}{2\pi\beta^2 E} \cdot \left(\alpha - \frac{1}{\gamma^2}\right) \cdot \cos \varphi_{\text{soll}}} \quad (2.1.4)$$

beschrieben. Dabei ist α der sogenannte Momentum-Compaction-Faktor, welcher die dispersionsabhängige Laufzeitverlängerung der umlaufenden Elektronen im Dipolfeld des Beschleuniger-rings beschreibt, e ist die Elementarladung, U_0 bezeichnet die Spitzenspannung in der Beschleunigungsstruktur und $\beta = v/c$ den Bruchteil der Elektronengeschwindigkeit v zur Lichtgeschwindigkeit c mit dem Lorentzfaktor

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \quad (2.1.5)$$

Wird ein Elektron im Beschleuniger durch die Dipolmagnete auf einen Radius R abgelenkt, so emittiert es durch einen stochastischen Prozess Synchrotronstrahlung mit einer Leistung von

$$P_{\perp} = \frac{e^2 c}{6\pi\epsilon_0} \cdot \frac{1}{(m_0 c^2)^4} \frac{E^4}{R^2}. \quad (2.1.6)$$

Hierbei ist ϵ_0 die Dielektrizitätskonstante und m_0 die Ruhemasse des Elektrons. Bei einem Umlauf verliert ein Elektron Energie, welche im Mittel durch

$$\Delta E = \frac{e^2 \beta^3}{3\epsilon_0 (m_0 c^2)^4} \frac{E^4}{R} \quad (2.1.7)$$

beschrieben wird [Wil92]. Diese Energie muss mindestens durch die Beschleunigungsstrukturen nachgeliefert werden um den Elektronenstrahl auf einer gleichbleibenden Energie zu halten. Die oben erwähnten longitudinalen Schwingungen werden auf Grund der Abstrahlung von Synchrotronstrahlung gedämpft. Dabei wechseln jedoch Elektronen, welche sich auf der Sollbahn befinden, durch die Abstrahlung eines Photons auf eine Dispersionsbahn und führen somit nach dem Prinzip der Phasenfokussierung im Beschleuniger wiederum Synchrotron-schwingungen durch.

Betrachtet man nun ein Ensemble von vielen umlaufenden Elektronen, so schwingt jedes Elektron mit unterschiedlicher Amplitude mit der Synchrotronfrequenz und es besteht keine feste Phasenbeziehung im Ensemble. Die Elektronen schwingen somit inkohärent und es bildet sich mit den oben genannten Effekten eine longitudinale Bunchstruktur¹ mit h Einzelbunchen aus, welche, auf Grund der stochastischen Natur der Synchrotronstrahlungsverluste, longitudinal eine gaußförmige Ladungsverteilung aufweist. Der Ladungsschwerpunkt des Bunches befindet sich im Fall dieser inkohärenten Synchrotron-schwingungen genau auf der Sollphase.

Unter gewissen Umständen können jedoch auch kohärente longitudinale Schwingungen der Bunches auftreten. Diese kennzeichnen sich durch ein Schwingen des Ladungsschwerpunktes der Bunches um die Sollphase. Problematisch werden diese Oszillationen, wenn diese im Beschleunigerbetrieb derart resonant angeregt werden, dass die Effekte der Synchrotronstrahlung keine ausreichende Dämpfung bieten. Dann ist die Anregungsrate größer als die Dämpfungsrate und die Amplitude der betreffenden Oszillation steigt exponentiell an, bis der Strahl verloren geht.

2.2 Das longitudinale Strahlspektrum

Um das Prinzip der resonanten Anregung von kohärenten longitudinalen Schwingungen durch zu erklären, muss das Konzept des Strahlspektrums erläutert werden. Anders als inkohärente

¹Ein im Beschleuniger umlaufendes Elektronenpaket wird Bunch genannt.

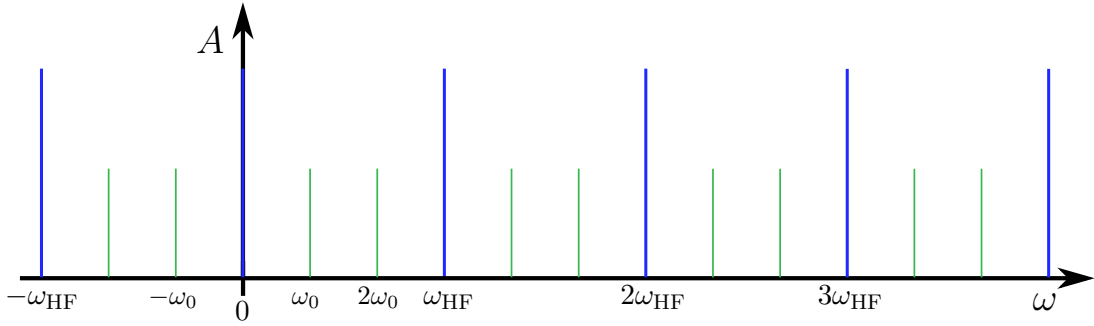


Abbildung 2.2.1: Strahlspektrum eines Beschleunigers mit 3 phasenstabilen Bunchen, welche mit einer Umlauffrequenz von ω_0 den Beschleuniger durchlaufen. Es ist zu beachten, dass die Umlaufharmonischen (grün) nur der Vollständigkeit halber eingefügt wurden, im normalen Beschleunigerbetrieb mit einer homogenen Füllstruktur sind diese nicht zu sehen.

sind kohärente Schwingungen in der longitudinalen Ebene mittels eines BPMs messbar.

An den BPMs sind vier Elektroden so angeordnet, dass die longitudinale Strahlage eines Bunches beziehungsweise dessen eindimensionale Linienladungsdichte $j(t)$, detektiert werden kann. Das Strahlspektrum ist die FOURIER-Transformierte $J(\omega)$ dieser Größe

$$J(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} j(t) \exp(i\omega t) dt. \quad (2.2.1)$$

Ein BPM detektiert hierbei im Idealfall einer infinitesimal kurzen Bunchlänge folgende Frequenzkomponenten:

$$\omega_s(a, b) = a \cdot \omega_{HF} + b \cdot \omega_0 + \Omega_s \quad (2.2.2)$$

mit $a, b \in \mathbb{Z}$ und $0 < b < h$.

Ist der Beschleuniger mit einem einzigen Bunch gefüllt, besteht das longitudinale Strahlspektrum aus einer unendlichen Anzahl von Linien, welche sich auf den Frequenzen ω_0 und deren negativen und positiven Vielfachen befinden. Diese Linien werden Umlaufharmonische genannt. Schwingt dieser Bunch zusätzlich mit der Synchrotronfrequenz Ω_s , so werden Synchrotronseitenbänder im Spektrum sichtbar.

Wird ELSA im Boostermodus betrieben, ist der Beschleuniger im Idealfall mit 274 umlaufenden Bunchen gefüllt, welche keine kohärenten longitudinalen Schwingungen durchführen. Somit treten Umlaufharmonische und Hochfrequenzharmonischen auf. Bei einer homogenen Füllstruktur² der umlaufenden Bunchen verschwinden die Umlaufharmonischen und nur die Hochfrequenzharmonischen bei $b \cdot \omega_{HF}$ sind sichtbar, was auch in Abbildung 2.2.1 für den Fall $h = 3$ angedeutet wird. Schwingen diese Bunchen nun kohärent mit der Synchrotronfrequenz und weisen beispielsweise zu jedem Zeitpunkt die identische Schwingungsphase auf, erscheinen um die Hochfrequenzharmonische Synchrotronseitenbänder (siehe Abbildung 2.2.2).

2.3 Kielwellenfelder und Koppelimpedanzen

Werden in einem Kreisbeschleuniger wie ELSA Strahlströme gespeichert beziehungsweise beschleunigt, so treten elektromagnetische Felder auf, welche durch die Interaktion des Elektronenstrahls mit der Vakuumkammer beziehungsweise den Hochfrequenzresonatoren entstehen.

²Die Füllstruktur bezeichnet die Gesamtheit der umlaufenden Bunchen mit ihren Bunchladungen, eine homogene Füllstruktur liegt dann vor, wenn sich in jedem Bunch die gleiche Anzahl von Elektronen befinden.

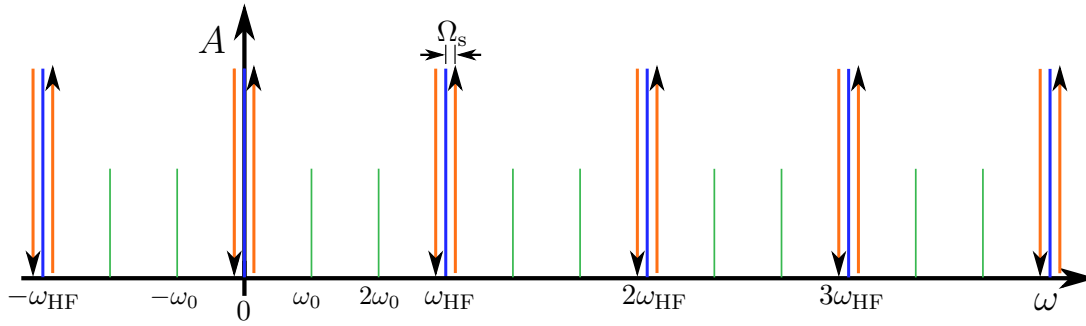


Abbildung 2.2.2: Strahlspektrum eines Beschleunigers mit 3 Bunchen, welche mit einer Umlauffrequenz von ω_0 den Beschleuniger durchlaufen und dabei kohärente longitudinale Synchrotronschwingungen mit der Frequenz Ω_s ausführen. Es ist zu beachten, dass die Umlaufharmonischen (grün) nur der Vollständigkeit halber eingefügt wurden, im normalen Beschleunigerbetrieb mit einer homogenen Füllstruktur sind diese nicht zu sehen. Die Pfeile deuten hierbei die oberen beziehungsweise unteren Synchrotronseitenbänder an.

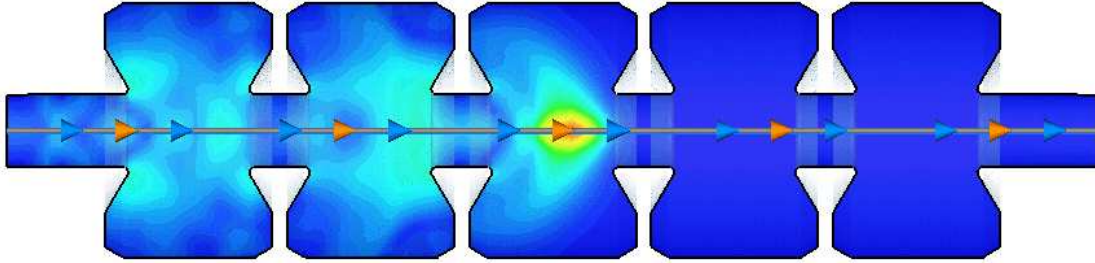


Abbildung 2.3.1: CST Microwave Studio Simulation der elektrischen Feldverteilung eines Elektronenbunches bei Durchquerung eines PETRA-Resonators [Sch12].

Da die Elektronen in ELSA mit einer Geschwindigkeit von annähernd c umlaufen, weisen diese lediglich ein transversales elektromagnetisches Feld auf, wodurch eine direkte Interaktion zwischen den Einzelbunchen nicht möglich ist. Durch das transversale Feld können sich durch Influenz Ladungsträger an der leitenden Vakuumkammer ansammeln. Diese werden mit den Elektronenbunchen mitgeführt, bleiben bei Querschnittsänderungen, wie den PETRA-Resonatoren, zurück und regen sogenannte Kielwellenfelder an, welche nachfolgende Elektronenbunche beeinflussen. Dieser Vorgang wird in Abbildung 2.3.1 dargestellt.

Für die quantitative Beschreibung dieses Phänomens lässt sich Gleichung 2.1.2 nutzen, welche sich auch als Schwingungsgleichung für die Abweichung von der Sollphase $\Delta\varphi$ zu

$$\Delta\ddot{\varphi} + \frac{1}{T_0} \frac{dW}{dE} \Delta\dot{\varphi} + \Omega_s \Delta\varphi = 0 \quad (2.3.1)$$

umschreiben lässt [HML12]. Durch die Einwirkungen der Kielwellenfelder wirkt auf die nachfolgenden Bunche eine geringere Beschleunigungsspannung was zu einem zusätzlichen Energieverlust pro Umlauf von W_{wake} führt, wodurch die Energiebilanz pro Umlauf nach [HML12] zu

$$(\Delta E)_{\text{Umlauf}} = eU_0 \sin \varphi - W(E) - W_{\text{wake}} \quad (2.3.2)$$

modifiziert wird. $W(E)$ bezeichnet hierbei die Synchrotronstrahlungsverluste. Da die Dauer einer Synchrotronschwingung im Vergleich zur Umlaufzeit T_0 sehr lang ist, kann man

$$\frac{d}{dt} \Delta E = \frac{1}{T_0} (\Delta E)_{\text{Umlauf}} \quad (2.3.3)$$

annähern. Unter Einbeziehung der bereits bekannten Schwingungsgleichung 2.3.1 lässt sich diese als

$$\Delta\ddot{\varphi} + \frac{2\pi h}{\beta^2 T_0^2 E_0} \cdot \left(\alpha - \frac{1}{\gamma^2} \right) \cdot (eU_0 \sin(\varphi_{\text{soll}} + \Delta\varphi) - W(E) - W_{\text{wake}}) = 0 \quad (2.3.4)$$

schreiben [HML12]. Mit $\Delta\varphi = \omega_{\text{HF}} \cdot \tau = h\omega_0 \cdot \tau$ sowie $\omega_0 = 2\pi/T_0$ und

$$\Omega_s^2 = \frac{eh\omega_0^2}{2\pi\beta^2 E_0} \left(\alpha - \frac{1}{\gamma^2} \right) \cdot U_0 \cos \varphi_{\text{soll}} \quad (2.3.5)$$

erhält man die Schwingungsgleichung parametrisiert mit der Zeit τ in Abhängigkeit von W_{wake}

$$\ddot{\tau} + 2\alpha_s \dot{\tau} + \Omega_s^2 \tau = \frac{\omega_0}{2\pi\beta^2 E_0} \left(\alpha - \frac{1}{\gamma^2} \right) \cdot W_{\text{wake}} \quad (2.3.6)$$

Nun gilt es W_{wake} zu ermitteln. Hierfür betrachtet man ein Teilchen der Ladung q_1 , welches mit Lichtgeschwindigkeit einen Bereich des Beschleunigers mit einer Querschnittsänderung durchquert. Dabei hat es eine Abweichung von der longitudinalen Sollposition von Δs . Auf ein zweites Teilchen mit Ladung q_2 , welches im zeitlichen Abstand von τ dem ersten Teilchen folgt, wirkt damit folgende, aus dem elektrischen (E) und dem magnetischen (B) Feld resultierende, Kraft [HML12]:

$$F(x, z, \Delta s, \tau) = q_2 (E(x, z, \Delta s, \tau) + c\hat{e}_s \times B(x, z, \Delta s, \tau)) \quad (2.3.7)$$

Da Kielwellenfelder ausgelöst durch transversale Strahlablagen hier nicht betrachtet werden, kann man annehmen, dass der Geschwindigkeitsvektor des Teilchens parallel zur longitudinalen Strahlachse \hat{e}_s verläuft und nur die longitudinale Komponente des elektrischen Feldes zur Kraft F_{\parallel} beiträgt.

Es ergibt sich die sogenannte Wakefunktion w_{wake} , welche ein Maß für den Energieverlust durch Kielwellenfelder pro Teilchen mit Probeladung q ist

$$w_{\text{wake}} = -\frac{1}{q_1 q_2 |\Delta s|} \int F_{\parallel} ds. \quad (2.3.8)$$

Ersetzt man die geladenen Punktteilchen durch ein Ensemble von Teilchen welche eine Ladungsverteilung $\rho(\tau)$ bilden mit

$$q_1 = \int_{-\infty}^{\infty} \rho(\tau) d\tau \quad (2.3.9)$$

so ergibt sich der Energieverlust zu

$$W_{\text{wake}} = \int_{-\infty}^{\infty} w_{\text{wake}}(\tau - t) \rho(\tau) dt. \quad (2.3.10)$$

Es ist hierbei nützlich die FOURIERtransformierte von w_{wake}

$$Z(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} w_{\text{wake}} \exp(-i\omega\tau) d\tau \quad (2.3.11)$$

zu betrachten. Dabei stellt $Z(\omega)$ die Koppelimpedanz dar, welche die Störung des nachfolgenden Bunches durch eine Spannung $U(\omega)$ entsprechend des ohmschen Gesetzes mit

$$U(\omega) = Z(\omega) \cdot I(\omega) \quad (2.3.12)$$

beschreibt. Somit lässt sich der Einfluss von angeregten Schwingungsmoden auf den umlaufenden Strahl $I(\omega)$ mittels einer Impedanz charakterisieren. Wodurch sich darüber eine Verbindung zu den Moden höherer Ordnung der Hohlraumresonatoren herstellen lässt. Diese Moden stellen Impedanzen dar, welche bei einem Beitrag von $I(\omega)$ zu longitudinalen Störungen führen können. $I(\omega)$ steht hierbei in direkter Verbindung zum im vorherigen Abschnitt beschriebenen Strahlspektrum und ist proportional zum Strahlstrom im Beschleuniger. Treffen somit Beiträge des Strahlspektrums einer potentiellen longitudinalen Schwingungsmode mit einer bestimmten Impedanz zusammen, wird diese Schwingungsmode resonant angeregt.

Die Kielwellenfelder stören nicht nur den nachfolgenden Bunch, sondern auch weiterer Bunche einschließlich des felderzeugenden Bunches selbst. Somit können durch diese Felder Kopplungen zwischen den Einzelbunchen entstehen, was zu den sogenannten Multibunchinstabilitäten führt.

2.4 Multibunchinstabilitäten

Da durch die Kielwellenfelder Kopplungen zwischen den Einzelbunchen im Beschleuniger auftreten, kann zur Beschreibung des Phänomens der Multibunchinstabilitäten auf das Modell einer linearen Kette von gekoppelten Oszillatoren zurückgegriffen werden. Jeder Oszillator stellt dabei einen Bunch dar, welcher bei Anregung kohärente Synchrotronschwingungen um dessen Sollphase durchführt. Im Modell des gekoppelter Oszillatoren mit periodischen Randbedingungen bilden sich unterschiedliche Schwingungsmoden aus, welche über die Phasenbeziehung eines Oszillators zu seinem Nachbarn charakterisiert werden können. Bei einem vollständig gefüllten Beschleuniger mit h Bunchen ergeben sich daraus h Multibunchmoden, welche eine Phasendifferenz

$$\Delta\varphi_n = \frac{2\pi n}{h} \quad (2.4.1)$$

mit $0 \leq n < h$, $n \in \mathbb{Z}$ zwischen benachbarten Bunchen aufweisen. n bezeichnet hier die Multibunchmodennummer und bestimmt die Schwingungsmode. In Abbildung 2.4.1 sind das Strahlspektrum sowie die Phasenlage der Bunche zueinander im komplexen Schwingungsraum für einen Beschleuniger mit $h = 3$ Bunchen gezeigt. Es ergeben sich drei Multibunchschwingungsmoden, welche das Strahlspektrum bei ihrer Anregung um weitere Beiträge ergänzen. Schwingt eine dieser Moden an, tritt ein Synchrotronseitenband im Abstand von Ω_s um eine Umlaufharmonische auf. Als Beispiel treten bei der Schwingungsmode $n = 0$ an der nullten Umlaufharmonischen bei $\omega = 0$ ein oberes Seitenband bei $\omega = \Omega_s$ und neben der $h = 3$ -ten Umlaufharmonischen $\omega = h\omega_0 = 3\omega_0 = \omega_{\text{HF}}$ tritt ein unteres Seitenband bei $\omega = \omega_{\text{HF}} - \Omega_s$ auf. Auf Grund der Periodizität des Strahlspektrums treten ebenfalls weitere Seitenbänder bei $\omega = a \cdot \omega_{\text{HF}} + \Omega_s$ sowie $\omega = (a + 1) \cdot \omega_{\text{HF}} - \Omega_s$ auf ($1 < a \in \mathbb{Z}$).

ELSA weist eine Harmonischenzahl von $h = 274$ auf, wodurch sich 274 potentielle Multibunchmoden im Strahlspektrum ergeben.

2.5 Der Hochfrequenzresonator

Als Hochfrequenzresonator, auch Hohlraumresonator oder Cavity genannt, versteht man einen, aus elektrisch leitendem Material gefertigten, hohlen Körper. In diesem können sich stehende elektromagnetische Wellen bestimmter Frequenzen ausbreiten. Diese Frequenzen sind von der Geometrie des Resonatorhohlraums abhängig und ergeben sich aus der Lösung der MAXWELLSchen Gleichungen, wobei sich nur für gewissen Randbedingungen elektromagnetische Felder ausbilden. Die zur Wand des Resonators senkrechten Komponenten des Magnetfeldes sowie

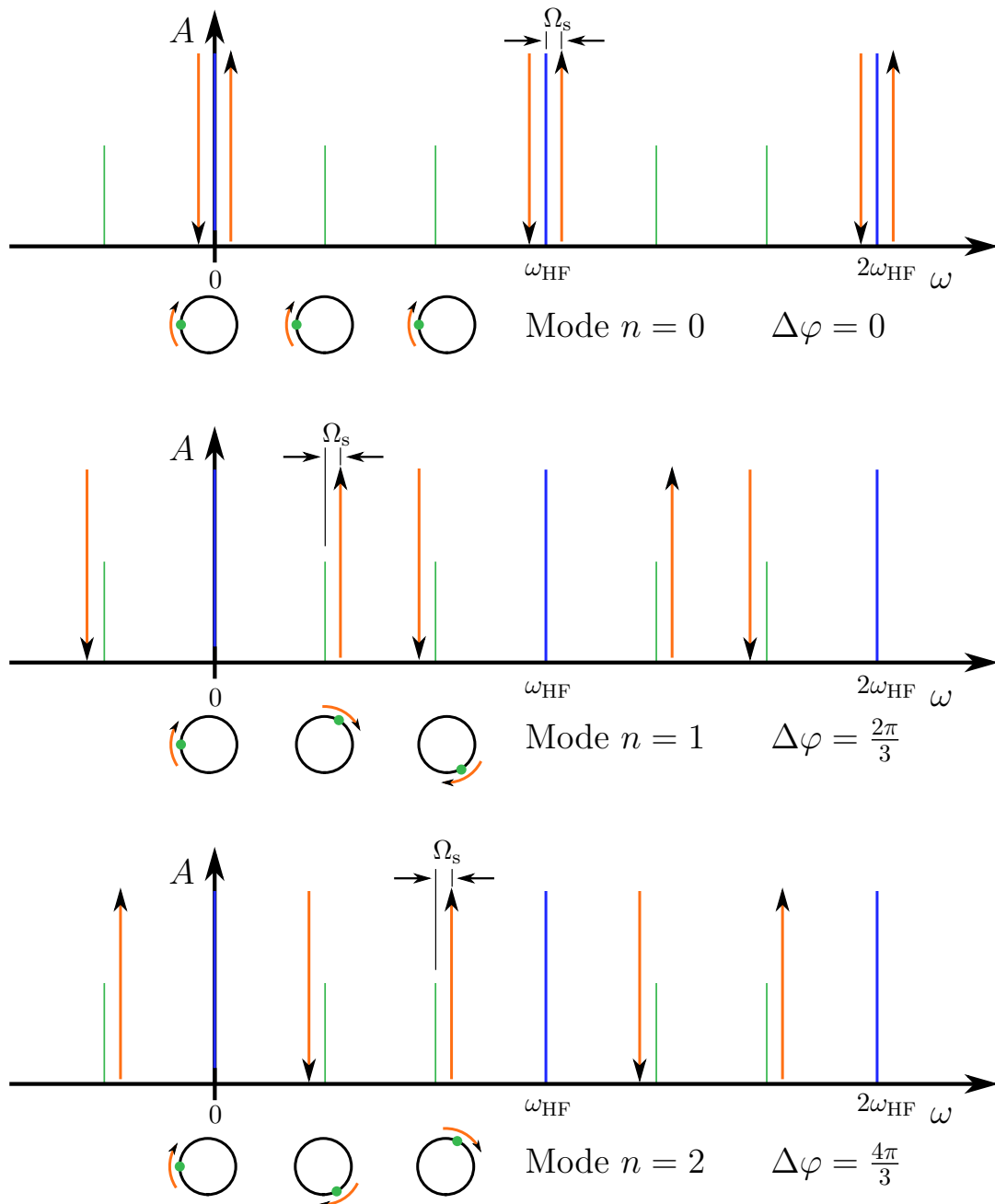


Abbildung 2.4.1: Strahlspektrum der Multibunchmoden für einen Beschleuniger mit $h = 3$ umlaufenden Bunchen. Die drei Kreise unter jeder Schwingungsmode visualisieren die Phasenlage der drei Bunches zueinander im komplexen Schwingungsraum. Es ist zu beachten, dass die Umlaufharmonischen (grün) nur der Vollständigkeit halber eingefügt wurden, im normalen Beschleunigerbetrieb mit einer homogenen Füllstruktur sind diese nicht zu sehen. Die Pfeile deuten hierbei die oberen beziehungsweise unteren Synchrotronseitenbänder an.

die parallelen des elektrischen Feldes müssen dort verschwinden, da sonst Ausgleichsströme fließen, welche die felderzeugende Ladungsverteilungen neutralisieren. Für einen rotationssymmetrischen Hochfrequenzresonator ergeben sich auf Grund dieser Randbedingungen als Lösungen der MAXWELL-Gleichungen die sogenannten TM- sowie TE-Moden³. Für einen Hohlraumresonator mit dem Radius R und der Länge L sind diese Lösungen BESSEL-Funktionen $J_m(x)$ m -ter Ordnung. Es ergeben sich für die longitudinalen magnetischen und elektrischen Felder:

$$\text{TM}_{mnp} \text{ - Mode: } H_z = H_{mn} J_m(k_c r) \cos(m\varphi) \sin\left(\frac{p\pi}{L} z\right) \exp(i\omega_{mnp} t) , \quad (2.5.1)$$

$$\text{TE}_{mnp} \text{ - Mode: } E_z = E_{mn} J_m(k_c r) \cos(m\varphi) \cos\left(\frac{p\pi}{L} z\right) \exp(i\omega_{mnp} t) . \quad (2.5.2)$$

Die Indizes m, n, p bezeichnen hierbei die Anzahl der Knoten der Feldverteilung in azimuthaler, radialer und longitudinaler Richtung. k_c ist die kritische Wellenzahl, welche durch die Dispersionsrelation

$$k_c^2 + k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \quad (2.5.3)$$

mit dem Wellenvektor k des Feldes verknüpft ist und c bezeichnet die Vakuumlichtgeschwindigkeit. Wird eine Schwingungsmode durch eine extern eingespeiste Hochfrequenz angeregt (siehe dazu Abbildung 2.5.1), so sind nur dann Felder höchst möglicher Feldstärken $\sim U_{\max}$ anregbar, wenn die Frequenz ω der externen Anregung genau mit der Resonanzfrequenz ω_0 der anzuregenden Schwingungsmode des Resonators übereinstimmt. In diesem Fall ist die resultierende Spitzenspannung U_{\max} im Resonator in Abhängigkeit mit der eingespeiste HF-Leistung in den Resonator P_V über die Relation

$$P_V = \frac{U_{\max}^2}{2R_S} \quad (2.5.4)$$

mit der sogenannten Shuntimpedanz der Mode R_S verknüpft.

Die Resonanzfrequenzen ω_{mnp} für die TM-Moden ergeben sich hierbei zu

$$\omega_{mnp}^{\text{TM}} = c \cdot \sqrt{\left(\frac{j_{mn}}{R}\right)^2 + \left(\frac{p\pi}{L}\right)^2} \quad (2.5.5)$$

und für die TE-Moden zu

$$\omega_{mnp}^{\text{TE}} = c \cdot \sqrt{\left(\frac{j'_{mn}}{R}\right)^2 + \left(\frac{p\pi}{L}\right)^2} . \quad (2.5.6)$$

Hierbei bezeichnen j_{mn} sowie j'_{mn} die n -te Nullstelle der m -ten BESSEL-Funktion beziehungsweise die Nullstelle deren Ableitung. Die erreichbaren Feldstärken bei einer Frequenzabweichung der externen Anregung von der Resonanzfrequenz nehmen in Abhängigkeit der unbelasteten Kreisgüte Q_0 des Resonators unterschiedlich stark ab. Die Güte einer Schwingungsmode wird durch

$$Q_0 = \frac{\omega_0 W}{P_V} \quad (2.5.7)$$

ermittelt. W ist die Gesamtenergie der Schwingung und P_V die Verlustleistung der in den Resonator eingespeiste Leistung pro Schwingungsperiode. Durch die externe Anregung eines Systems mit Kreisgüte Q_{ext} weicht die Kreisgüte des Gesamtsystems Q von der unbelasteten Kreisgüte nach

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_{\text{ext}}} + \frac{1}{Q_0} \quad (2.5.8)$$

ab.

³TM und TE stehen hierbei für **T**ransversal **m**agnetische Moden (Longitudinale Orientierung der elektrischen Felder) bzw. **T**ransversal **e**lektrische Moden (Longitudinale Orientierung der magnetischen Felder).

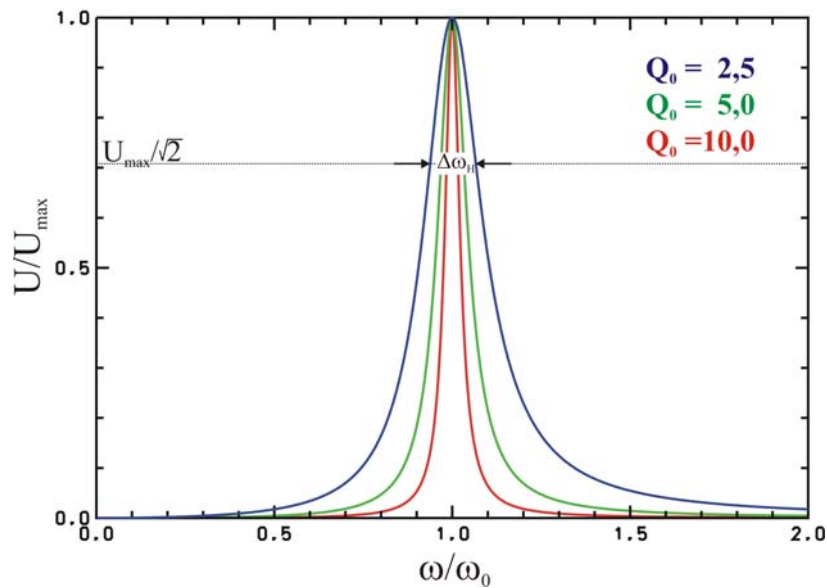


Abbildung 2.5.1: Resonanzkurve eines Hohlraumresonators bei verschiedenen Kreisgüten Q_0 [Hil06b].

2.6 Auswirkungen von Temperaturvariationen auf einen Hohlraumresonator

Ein Hohlraumresonator ist aus leitendem Material gefertigt. In Abhängigkeit von seiner Temperatur, welche von externen Faktoren wie Kühlwassertemperatur und dissipierter elektrischer Leistung auf Grund der ohmsche Verluste an der Resonatorwand abhängt, verändert es seine räumliche Ausdehnung.

Das Material mit einer ursprünglichen Länge von $L(T_0)$ dehnt sich bei einer Temperaturerhöhung $\Delta T = T - T_0$ entsprechend

$$L(T) = L(T_0) \exp\left(\int_{T_0}^T \alpha(T) dT\right) \stackrel{\alpha(T)=\alpha}{=} L(T_0) \exp(\alpha \Delta T) \approx L(T_0)(1 + \alpha \Delta T) \quad (2.6.1)$$

aus [Ond86]. α bezeichnet hierbei den Wärmeausdehnungskoeffizienten, welcher hier als konstant angenommen werden kann.

Wie im Abschnitt 2.5 bereits beschrieben wurde, hängt die Resonanzfrequenz aller im Hohlraumresonator ausbreitungsfähigen elektromagnetischen Schwingungsmoden auf Grund der Randbedingungen stark von der Geometrie des Hohlraums ab. Erhöht man nun die Temperatur des Resonators so dehnt sich dieser aus und die Resonanzfrequenzen der Schwingungsmoden werden geringer.

Um diesen Umstand qualitativ zu behandeln, soll hier zunächst ein einzelliger zylindrischer Hohlraumresonator zum Verständnis herangezogen werden:

Wenn man Effekte höherer Ordnung, wie Ausdehnung der Wanddicke des Resonators, aus der Betrachtung heraus lässt, so dehnen sich Radius R und Länge L des zylinderförmigen Resonators nach Gleichung 2.6.1 beim Erhitzen des Materials aus. Nach den Gleichungen 2.5.5 sowie

2.5.6 gilt somit für die Resonanzfrequenzen der TM_{mnp} - sowie TE_{mnp} -Moden:

$$\text{TM-Mode: } \omega_{mnp}(T) \approx c \cdot \sqrt{\left(\frac{j_{mn}}{R(T_0)(1 + \alpha \Delta T)}\right)^2 + \left(\frac{p\pi}{L(T_0)(1 + \alpha \Delta T)}\right)^2} \quad (2.6.2)$$

$$\text{TE-Mode: } \omega_{mnp}(T) \approx c \cdot \sqrt{\left(\frac{j'_{mn}}{R(T_0)(1 + \alpha \Delta T)}\right)^2 + \left(\frac{p\pi}{L(T_0)(1 + \alpha \Delta T)}\right)^2}. \quad (2.6.3)$$

somit verringert sich die Resonanzfrequenz bei einer Temperaturerhöhung modenabhängig unterschiedlich stark. Es variiert daher auch die Lage der Impedanzen in Abhängigkeit der Temperatur des Hohlraumresonators.

Kapitel 3

Die Hochfrequenzinfrastruktur der Beschleunigeranlage

3.1 Das Hochfrequenzsystem des Stretcherrings

Da sich diese Arbeit vornehmlich mit dem Hochfrequenzsystem des Stretcherrings der Beschleunigeranlage befasst (siehe Abbildung 3.1.1), soll im Folgenden nun kurz darauf eingegangen werden, um einen Überblick über die bestehende Infrastruktur, Ansteuerungen und Regelungsmechanismen zu geben.

Das Hochfrequenzsystem des Stretcherrings basiert auf einer Frequenz von 500 MHz. Zur Erhöhung der Energie des Elektronenstrahls während der Rampe sowie zum Ausgleich von Synchrotronstrahlungsverlusten werden zwei fünfzellige Hohlraumresonatoren des Typs PETRA verwendet (vgl. Abbildung 1.1.1). Über deren Fundamentalkoppler¹ wird die Hochfrequenzleistung des Klystrons über das Hohlleitersystem in den Resonator eingespeist.

Das Hochfrequenzsystem des Stretcherrings ist dabei wie folgt aufgebaut (vgl. Abbildung 3.1.1): Das 500 MHz Signal des Signalgenerators, auch Mastergenerator genannt, wird von einem schmalbandigen Hochfrequenzverstärker vorverstärkt bevor es in das Klystron eingespeist wird. Im Klystron wird die Signalleistung weiter erhöht. Maximal wird eine Gesamtleistung von etwa 200 kW für die Resonatoren bereitgestellt. Um einen möglichst verlustfreien Transfer der Hochfrequenzleistung zu den beiden Resonatoren zu erreichen, wird diese in das Hohlleitersystem² eingespeist. Um das Klystron vor etwaigen Reflexionen zu schützen, durchläuft das Hochfrequenzsignal nun einen dreiarmligen Zirkulator, welcher reflektierte Leistung im Hohlleitersystem zu einer Wasserlast umlenkt und absorbiert. Um die Hochfrequenzleistung beiden Resonatoren zur Verfügung zu stellen, wird diese an einem Magischen-T³ symmetrisch aufgeteilt. Das Signal wird am Ende des Hohlleitersystems über einen sogenannten Doorknobkoppler⁴ in einen Koaxialleiter transmittiert, welcher ein Teil des Fundamentalkopplers ist. Es schließt sich direkt der Übergang zum Vakuum des Beschleunigers an, da die Hochfrequenzleistung nun induktiv über die Schleife des Fundamentalkopplers in den Hohlraumresonator eingekoppelt wird.

¹Als Fundamentalkoppler bezeichnet man die Schleifeneinkopplung der PETRA-Cavities mit der das HF-Signal in den Resonator eingekoppelt wird um dort die Fundamentalmode TM_{010} anzuregen. Mehr dazu auch in Abschnitt 6.1.

²Es wird ein Hohlleitersystem des Typs WR1800 verwendet.

³Ein Magisches-T bezeichnet in der Hochfrequenztechnik einen 3 dB-Koppler, welcher eine in den sogenannten H -Arm eingekoppelte HF-Leistung phasengleich in zwei Hohlleiterarme symmetrisch aufspaltet. Auftretende Reflexionen an diesen Armen werden symmetrisch zwischen dem einkoppelnden Zweig (H -Arm) und dem sogenannten E -Arm aufgeteilt. Dem E -Arm ist eine Wasserlast angeschlossen, welche diesen Anteil der reflektierten HF-Leistungen dissipiert.

⁴Ein Doorknobkoppler bezeichnet einen Übergang zwischen Koaxial- und Hohlleiterwellenleitern.

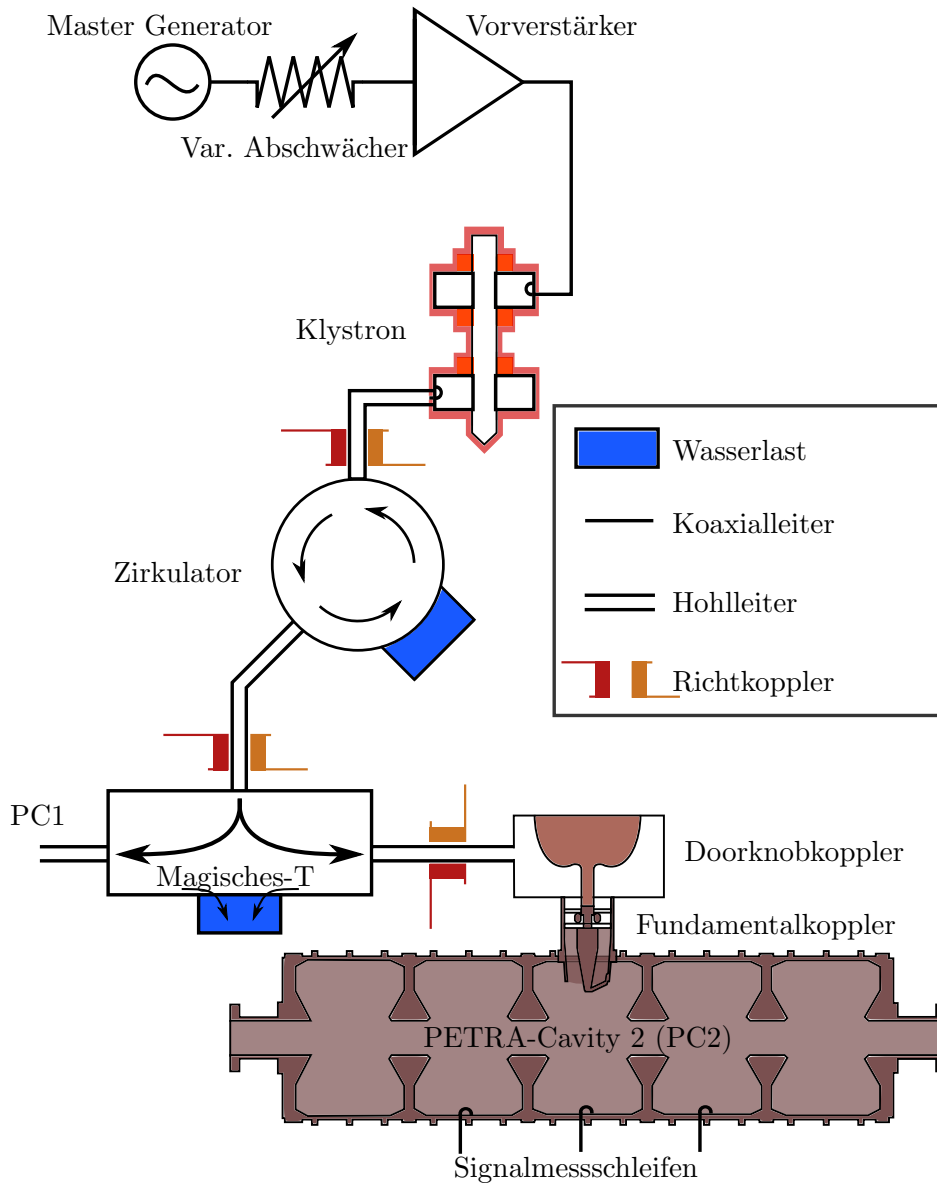


Abbildung 3.1.1: Schematischer Aufbau des Hochfrequenzsystems des Stretcherrings.



Abbildung 3.2.1: PETRA-Cavity 1 (1) und 2 (2) im ELSA Stretcherring mit dem Magischen T (3) sowie dem Hohlleitersystem (4).

Um transmittierte und reflektierte Leistungen zu messen sind an diversen Stellen des Hohlleitersystems Richtkoppler angebracht, welche einen geringen Anteil der Hochfrequenzleistung auskoppeln und so Möglichkeiten für Diagnose und Signalüberwachung bieten.

3.2 Das PETRA-Cavity

Die vom DESY⁵ entwickelten PETRA-Resonatoren sind fünfzellige Hohlraumresonatoren (siehe Abbildung 3.2.1), welche Beschleunigungsspannungen von bis zu 1,73 MV bei einer Hochfrequenz von 500 MHz erreichen können [MHF10a]. Der Resonator ist aus Kupfer hergestellt und seine Fundamentalmode hat eine unbelastete Güte Q_0 von etwa 29500 sowie eine Shuntimpedanz von $R_S \approx 15 M\Omega$. Durch den Fundamentalkoppler in der mittleren Zelle kann eine Leistung von bis zu 100 kW in den Resonator eingekoppelt werden. Durch Koppelschlitze wird diese von der mittleren Zelle in die anderen Zellen verteilt und es bildet sich im Idealfall eine spiegel-symmetrische Feldverteilung um die mittlere Zelle aus, wobei in dieser die höchste Feldstärke erreicht wird. An den Zellen zwei und vier des Resonators sind sogenannte Abstimmstempel angebracht, welche fahrbare, leitende Kolben darstellen, die es ermöglichen die Resonanzfrequenz der Fundamentalmode um einige hundert kHz zu verstimmen. Hierbei können die Stempel von einer Position, in der die Kolben bündig zur Resonatorwand stehen 40 mm in- und 20 mm aus dem Resonator herausgefahren werden. An den Zellen zwei, drei und vier sind zusätzlich jeweils Signalmessschleifen vorhanden, welche es ermöglichen einen geringen Anteil der Feldleistung im Resonator auszukoppeln und als Referenzsignal für Regelungsmechanismen und Diagnose (vgl.

⁵Deutsches Elektronen Synchrotron in Hamburg

Abschnitt 3.3) zu verwenden.

Zur Beschleunigung der umlaufenden Elektronen sowie zum Ausgleich von Synchrotronstrahlungsverlusten wird das elektrische Feld der Fundamentalmode TM_{010} verwendet. Diese wird durch das 500 MHz-HF-Signal, welches durch den Fundamentalkoppler an das Magnetfeld der Mode koppelt, angeregt. Da die PETRA-Resonatoren fünfzellige Hohlraumstrukturen sind, separiert die Fundamentalmode in fünf Untermode. Eine Simulation der Feldverteilung dieser fünf Untermode ist in Abbildung A.2.1 im Anhang zu sehen. Auf Grund der leicht unterschiedlichen Geometrie der fünf Einzelzellen ist die Entartung der Moden im Frequenzraum aufgehoben und sie weisen unterschiedliche Shuntimpedanzen auf. Im Resonator des Typs PETRA wurde die sogenannte π -Mode in Hinblick auf Shuntimpedanz für den Beschleunigerbetrieb optimiert. In dieser haben die Feldvektoren des beschleunigenden elektrischen Feldes zwischen jeder Zelle des Resonators stets eine antiparallele Ausrichtung, wodurch auf einen Elektronenbunch bei der Durchquerung der Struktur auf Grund der Oszillation der Felder zu jedem Zeitpunkt beschleunigende Felder wirken. Somit hat diese Untermode den bestmöglichen Laufzeitfaktor⁶ und weist dementsprechend die höchste Shuntimpedanz auf.

Nach der Theorie der Hohlraumresonatoren aus Abschnitt 2.5 sind die fünf Fundamentalmoden jedoch nicht die einzigen Schwingungsmoden, welche in dem Resonator angeregt werden können. Es existiert eine theoretisch unendliche Anzahl von weiteren Moden höherer Ordnung⁷. Diese können TM- sowie TE-Moden sein, welche jeweils wieder auf Grund der fünfzelligen Hohlraumstruktur in fünf Untermode aufspalten. Diese Moden weisen Resonanzfrequenzen ab etwa 700 MHz auf. Sie stellen dabei schmalbandige Impedanzen unbekannter Größe in longitudinaler (TM-Moden) sowie in transversaler (TE-Moden) Strahlebene dar. In der longitudinalen Ebene können TM-Moden schmalbandige Impedanzen von einigen $M\Omega$ aufweisen. Dabei haben unter Umständen Monopolmoden, d.h. HOMs welche ihre maximale Feldstärke auf der Strahlachse erreichen, longitudinale Impedanzen, welche in der gleichen Größenordnung wie die Fundamentalmode liegen.

In Abbildung 3.2.2 ist eine Simulation der longitudinalen Impedanzen des PETRA-Resonators zu sehen (siehe dazu auch Abschnitt 6.3). Man erkennt eine Vielzahl von Impedanzen, welche oberhalb der sogenannten Impedanzschwelle für die Injektions- sowie Extraktionsenergie liegen. Die Impedanzschwelle bezeichnet die Impedanz einer HOM, die gerade so groß ist, dass die Anregungsrate der entsprechenden Multibunchmode der Dämpfungsrate durch Synchrotronstrahlungsverluste entspricht. Liegt die Impedanz einer HOM unterhalb/oberhalb dieser Schwelle werden auftretende Multibunchoszillationen stärker gedämpft/angeregt als sie angeregt/gedämpft werden können. Wie dort zu erkennen ist, wurden einige Koppelimpedanzen ($> 1 M\Omega$) Monopolmoden zugeordnet. Überlagert sich die schmalbandige longitudinale Impedanz einer HOM im Frequenzraum mit der Frequenz einer potentiellen Multibunchmode, wird diese nach dem in Abschnitt 2.4 beschriebenen Prinzip resonant angeregt. Da der Beschleuniger einen endlichen longitudinalen Phasenbereich hat, in der ein Bunch stabil im Beschleuniger umlaufen kann, geht der Strahl ab einer gewissen Maximalamplitude verloren. Auf Grund der hohen Anzahl von HOMs stellen diese in Abhängigkeit ihrer longitudinalen Impedanz eine Vielzahl von Anregungsmöglichkeiten für Multibunchinstabilitäten dar.

⁶Der Laufzeitfaktor beschreibt die Dynamik eines mit Lichtgeschwindigkeit passierenden Teilchens durch das oszillierende Beschleunigungsfeld eines Resonators, Details in Abschnitt 6.2.1.

⁷Nachfolgend werden diese Moden höherer Ordnung auch HOMs genannt. Diese Abkürzung leitet sich aus dem Englischen aus **H**igher **O**rders **M**odes ab.

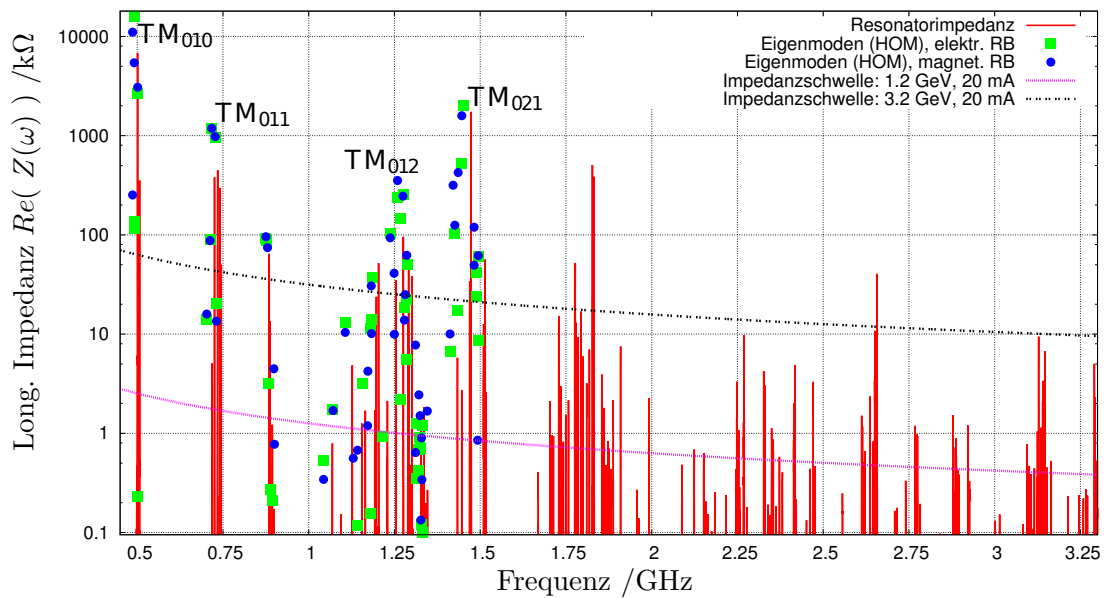


Abbildung 3.2.2: Simulation des longitudinalen Impedanzspektrums eines PETRA-Resonators sowie berechnete Impedanzschwelle für Injektions- sowie Extraktionsenergie am ELSA Stretcher-ring [Rot12].

3.3 Das bestehende Regelsystem der ELSA Hochfrequenz

Im folgenden soll die Funktionsweise des bestehenden analogen Regelmechanismus des ELSA Hochfrequenzsystems erläutert werden.

3.3.1 Analoge Amplitudenstabilisierung

Die Amplitudenstabilisierung hat die Aufgabe die Feldstärken in den beiden PETRA-Resonatoren während des gesamten Betriebszyklus auf einem vorgegebenen Sollwert zu halten. Neben den ohmschen Verlusten stellt der gespeicherte Elektronenstrahl eine weitere Last im Resonator dar (sogenanntes Beamloading). Da sich der Strahlstrom während des Beschleunigerzyklus kontinuierlich ändert, wird sich die Feldstärke im Resonator ebenfalls ändern. Somit wird die Synchrotronfrequenz in der in Abschnitt 2.1 beschriebenen Weise variieren. Um dies zu verhindern, muss zur Kompensation dieser zusätzlichen Verluste die eingespeiste Leistung erhöht werden. Im Booster Modus ist diese Nachregelung der HF-Leistung vor allem während der Injektionszeit erforderlich.

Die Regelung wird hierbei von einem PID-Regler⁸ übernommen. Die gleichgerichteten Signale aus den Signalmessschleifen der mittleren Zellen der PETRA-Resonatoren werden addiert und dem PID-Regler als Ist-Wert eingegeben. Ein im Kontrollsystem einstellbares Spannungssignal wird als Referenz beziehungsweise Soll-Wert des PID-Reglers verwendet. Der PID-Regler gibt nun ein Korrektursignal aus, welches zur Ansteuerung eines variablen Abschwächers (vgl. Abbildung 3.1.1) verwendet wird. Mit diesem Abschwächer lässt sich die Amplitude des Hochfrequenzsignals variieren, was dann zu einer Veränderung der Amplitude des Klystronausgangssignals beziehungsweise der Beschleunigungsspannung der PETRA-Resonatoren führt.

⁸Ein PID-Regler bezeichnet einen Reglertypus, welcher eine Kombination aus Proportional-, Integral- und Differential-Regler darstellt. Ein Korrektursignal wird aus dem Regelabweichungssignal über proportionale Verstärkung, zeitliche Integration sowie Differentiation dieses Signals gewonnen.

3.3.2 Resonanz- und Symmetrisierungsregelung

Da die im Stretcherring verwendeten PETRA-Resonatoren nach [MHF10a] eine unbelastete Kreisgüte Q_0 der Fundamentalmode von etwa 29500 haben, ist dessen Resonanzkurve mit einer Halbwertsbreite von etwa 51 kHz schmalbandig. Somit ist die Akzeptanzbreite von Frequenzen, die von der Resonanzfrequenz der Fundamentalmode abweichen, sehr gering. In Abhängigkeit der Vorlaufleistung in den Resonator können somit bei einer Verstimmung des Resonators durch thermische Aufheizung (vgl. Abschnitt 2.6) von wenigen kHz reflektierte Leistungen auftreten, welche Elemente der HF-Infrastruktur beschädigen könnten.

Da sich die Geometrie der Zellen zwei und vier jedes PETRA-Cavitys durch Variation der Position der Stempel beeinflussen lässt, ist es möglich die Stempelposition so zu verändern, dass die Resonanzfrequenz der Fundamentalmode während des gesamten Beschleunigerbetriebs konstant auf der Frequenz der Anregung gehalten wird.

Der Regelmechanismus bedient sich hierbei der Eigenschaften der Phasenbeziehung zwischen dem im Resonator schwingenden Feld und dem anregenden externen Feld, welches in den Resonator eingekoppelt wird. Informationen über das im Resonator schwingende Feld lassen sich über die Auskopplung dieses durch die Signalmessschleife in der mittleren Zelle des Resonators gewinnen. Im Resonanzfall schwingen die Felder der externen Anregung und die Felder im Resonator im Gleichtakt, d.h. deren Phasendifferenz ist Null. Die Regelung bildet daher die Phasendifferenz zwischen dem anregenden externen und dem im Resonator schwingenden Feld und variiert die Position der beiden Stempel dergestalt, dass diese den Wert Null erreicht.

Auf Grund von Abweichungen in der geometrischen Spiegelsymmetrie der Resonatoren im Fertigungsprozess der Resonatoren kann eine Asymmetrie in deren Feldverteilung vorliegen. Die Symmetrisierungsregelung wird daher verwendet um eine annähernd spiegelsymmetrische Verteilung der Feldstärke um die mittlere Zelle des Resonators zu erreichen. Aus den Signalmessschleifen der Zellen zwei und vier der PETRA-Resonatoren lassen sich, bei gleich eingestellten Signalmessschleifen, Rückschlüsse auf die relativen Feldstärken in diesen Zellen ziehen. Wenn, unter Berücksichtigung verschiedener Dämpfung der Verbindungskabel, die Amplitude beider Signale identisch ist, so geht man von einer Spiegelsymmetrie der Feldverteilung bezüglich der mittleren Zelle aus. Um dies zu erreichen ist es möglich jeden Stempel unabhängig von der Position seines Partners in Zelle zwei beziehungsweise vier zu verfahren. Durch diese Asymmetrie der Stempelposition lässt sich eine gegebene Asymmetrie in der Feldverteilung der PETRA-Resonatoren kompensieren. Eine asymmetrische Position der Stempel sorgt somit für eine Kompensation dieser geometrischen Abweichungen und erlaubt die Ausbildung von elektromagnetischen Feldern gleicher Feldstärke in den Zellen zwei und vier.

Im vorhandenen analogen System werden diese Regelungen konkret über vom DESY entwickelte analoge Hardwarekomponenten realisiert welche, in [Sau10] genauer beschrieben sind.

Kapitel 4

Amplituden- und Phasenstabilisierung des ELSA Hochfrequenzsystems

4.1 Zielsetzung der Amplituden- und Phasenstabilisierung mit Hilfe eines LLRF-Systems

Um die Leistungsfähigkeit des Bunch-by-Bunch Feedback-Systems während des Beschleunigerbetriebs zu gewährleisten, soll die Amplitude und Phase der Resonatorspannung kontrolliert und stabilisiert werden. Hierfür wird in Zukunft ein digitales Low-Level-Radio-Frequency-System, oder kurz LLRF-System, der Firma DIMTEL Verwendung finden.

Das LLRF-System soll einen stabilen und sicheren Betrieb des Hochfrequenzsystems bei elektrischen Leistungen gewährleisten. Dies wird durch die Überwachung von verschiedenen HF-Signalen sowie die Regelung des Systems durch Feedback oder Feedforward Mechanismen bewerkstelligt. Verglichen mit der elektrischen Leistung des Gesamtsystems werden hierbei für Überwachung und Regelung Signale mit sehr kleinen HF-Leistungen (Low-Level) genutzt. Diese HF-Signale werden zum Beispiel aus Signalmessschleifen bei den Hohlraumresonatoren sowie Richtkopplern am Hohlleitersystem gewonnen, welche nur Bruchteile der Leistung des dort vorhandenen Feldes auskoppeln.

Ziel ist es das in Abschnitt 3.3 beschriebene alte Regelsystem durch ein modernes LLRF-System zu ersetzen, welches, auf Grund der Möglichkeit der Modifikation des digitalen Systems, nicht nur flexiblere Diagnosemöglichkeiten bietet, sondern auch neue Aufgabenbereiche, zum Beispiel Interlockaufgaben, in der HF-Infrastruktur übernehmen kann.

- Die Stabilisierung der Amplitude der Resonatorspannung zur Kompensation von Felddeformationen durch das Beamloading. Diese Stabilisierung soll mit einer Genauigkeit von etwa 1 ‰ vorgenommen werden. Hierbei soll es auch möglich sein eine getriggerte, lineare Erhöhung der Resonatorspannung von etwa 250 kV auf bis zu 1 MV durchzuführen, welche simultan zur Energierampe erfolgt. Damit soll es möglich sein die Synchrotronfrequenz des umlaufenden Strahls auch während der Rampe des Boostermodus konstant zu halten, da das Bunch-by-Bunch Feedback-System darauf angewiesen ist.
- Die Stabilisierung der Lage der Bunche zur Phase der Hochfrequenz des Mastergenerators während des gesamten ELSA-Zyklus durch Kompensation von Phasendrifts der Bunche während der Energierampe durch Variation der Phase der Resonatorspannung. Der Pha-

sendrift soll hierbei unter 35° sein, da sonst die Effizienz des Bunch-by-Bunch Feedback-Systems sinkt.

- Abstimmung der Resonanzfrequenz der Fundamentalmode der PETRA-Resonatoren auf die eingespeisten Hochfrequenz des Klystrons durch simultane Variation der Position der beiden Abstimmstempel im Resonator.
- Herstellung einer Spiegelsymmetrie in der Feldverteilung um die mittlere Zelle der PETRA-Resonatoren. Durch die symmetrische Feldverteilung reduzieren sich mechanische Spannungen im Resonator. Zudem wird das Auftreten elektrischer Entladungen (sogenannte Arcs) in den Zellen reduziert, da keine für die jeweilige Zelle ungeeignete Feldspannungen in dieser vorliegt.
- Messung des longitudinalen Arbeitspunktes durch Anregen von kohärenten Dipolschwingungen mittels mehrerer Phasensprünge während der linearen Erhöhung der Resonatorspannung während des ELSA-Zyklus [Ebe10]. Diese Schwingungen sind im Frequenzspektrum eines BPM-Signals messbar.
- Interlock-Überwachung der reflektierten Leistungen an den PETRA-Resonatoren, welche eine Abschaltung der HF-Ansteuerung vornimmt, wenn gewisse Pegel überschritten werden um einen sicheren Betrieb der HF-Infrastruktur zu gewährleisten.

4.1.1 Die digitale Stempelsteuerung

Für die Implementierung des neuen LLRF-Systems in die HF-Infrastruktur von ELSA ist es zuerst notwendig die Ansteuerung der Abstimmstempel der Resonatoren für dieses System zu modernisieren.

Um dem verwendeten digitalen LLRF-System eine Ansteuerung der Stempel der beiden PETRA-Resonatoren zu ermöglichen, wurde im Zuge dieser Arbeit eine neue digitale Stempelsteuerung entwickelt. Dieser Schritt wurde notwendig, da das bestehende Steuerungssystem nicht für eine digitale Kommunikation umgebaut werden konnte.

Grundlage dieser digitalen Stempelsteuerung sind vier Stempelmotorcontroller¹. Diese Controller sind auf Basis des frei verfügbaren IMS-Terminal Programms mit einem PC programmierbar. Die Kommunikation geschieht hierbei über ein RS485 Bus-System. Nach ihrer Programmierung übernehmen diese für je einen Stempel die Steuerung der Stempelmotoren sowie die Verwaltung und Digitalisierung von zwei Endpositionsschaltern und der Auslese der Stempelposition.

4.1.2 Aufbau des LLRF-Systems

Das LLRF-System der Firma DIMTEL besteht hauptsächlich aus drei LLRF4 Evaluation Boards (siehe dazu Abbildung 4.1.1). Diese verwenden je vier² Hochgeschwindigkeits-ADCs sowie zwei Hochgeschwindigkeits-DACs³ für die Aquisition und Ausgabe von Hochfrequenzsignalen [Tey11]. Zur Signalaquisition und -filterung, Übernahme von Interlockfunktionen, sowie Echtzeit-Kontrolle der LLRF-Signale wird in dem LLRF4 Board ein FPGA⁴ verwendet. Um die Kommunikation der Boards untereinander sowie den Zugang zu diesen von einem externen PC (an dem die

¹Motion Control MForce MicroDrive Plus der Firma IMS Inc.

²Da für jedes Board jeweils ein ADC-Kanal dem HF-Referenzsignal f_{ref} zugeordnet ist, besitzt jedes Board drei nutzbare ADC-Kanäle.

³Kurzform für **D**igital-**t**o-**A**nalog **C**onverter: Dieser setzt digitale Datenwerte in analoge Signale um.

⁴**F**ield **P**rogrammable **G**ate **A**rray bezeichnet einen Integrierten Schaltkreis der Digitaltechnik, ähnlich den Mikroprozessoren, in welchem logische Schaltungen für breite Anwendungsgebiete programmiert werden können.

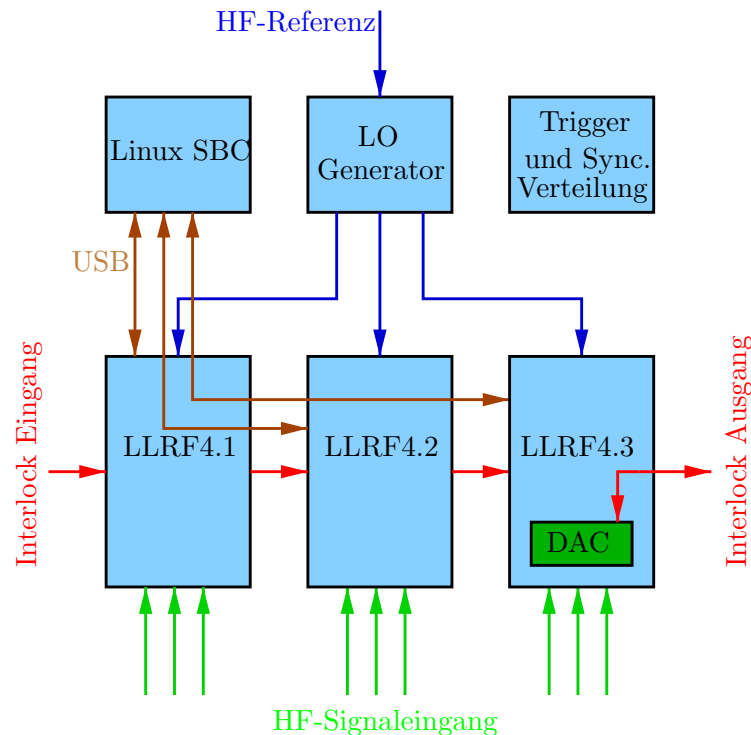


Abbildung 4.1.1: Block-Diagramm des zukünftigen LLRF-Systems der Firma DIMTEL [Tey11].

FPGAs programmiert werden) aus zu realisieren, wird ein Linux SBC⁵ benutzt.

Im sogenannten Interfacemodul, stellt ein LO⁶-Generator durch Verwendung des HF-Signal f_{ref} aus dem Mastergenerator die LO-Taktung für die Boards bereit. Zudem wird dort die Verteilung der Signale und die HF-Ausgangssignalfilterung durchgeführt. Dieser Aufbau wird durch Interlock-Ein- und -ausgänge sowie durch Eingänge für Triggersignale ergänzt [Tey11].

Das gesamte System wird auf 44 ± 1 °C Temperaturstabilisiert um Amplituden- und Phasendrifts der Signale zu minimieren.

Die optische Ausgabe und Interaktion mit dem System erfolgt hierbei durch die Bedienoberfläche EPICS [EPI].

Anmerkung: Im Prototyp des LLRF-System der Firma DIMTEL, welches für die nachfolgende Studie verwendet wird, sind Zwei der oben beschriebenen LLRF4 Boards verbaut. Somit stehen dem System somit sechs HF-Eingangssignale zur Verfügung.

4.1.3 Prinzip der Datenaquisition

Um die Eingangssignale im System verarbeiten zu können ist es notwendig diese zu digitalisieren (sogenannte DAQ⁷). Variationen der Amplitude und Phase der zu betrachtenden HF-Signale treten in Zeitkonstanten $\gg 2$ ns auf, daher wird das Eingangssignal hierbei zuerst in ein IF⁸-Signal heruntergemischt. Diese IF-Frequenz wird durch ein Mischen des Signals mit dem LO-Signal

⁵Kurzform für **S**ingle **B**oard **C**omputer, auch Einplatinen-Computer genannt. Bei diesem Computertypus befinden sich alle für den Betrieb notwendigen elektronischen Komponenten auf einer Platine.

⁶**L**ocal **O**scillator: Dieses Signal stellt eine Hilfsfrequenz für das System zur Verfügung, welche für das Heruntermischen von HF-Signalen sowie Taktung diverser elektronischer Komponenten verwendet wird.

⁷Aus dem Englischen für **D**ata **A**quisition.

⁸Kurzform für **I**ntermediate **F**requency: Dies bezeichnet das Signal was aus dem Heruntermischen eines HF-Signals entsteht um Abtast-Prozesse mit geringeren Frequenzen als die des HF-Signals zu ermöglichen.



Abbildung 4.2.1: Prototyp des DIMTEL LLRF-Systems, welches in dieser Studie an ELSA zum Einsatz kam [Tey11].

(für Details siehe Abschnitt A.1.2.1 im Anhang) und eine Bereinigung des gemischten Signals von höheren Frequenzkomponenten erreicht. Beim Prozess des Heruntermischens gehen Informationen über das Signal verloren, welche sich in kleineren Zeitskalen ändern als die IF-Frequenz. Da Fluktuationen der Amplitude und Phase deutlich langsamer von statten gehen, ist eine Regelung der Amplitude und Phase auf deutlich größeren Zeitskalen vorgesehen wodurch der Informationsverlust die Leistungsfähigkeit dieser Regelung nicht beeinflusst.

Um nun das IF-Signal zu digitalisieren wird dieses im ADC in diskrete Datenwerte, beim sogenannte Sampling, umgewandelt.

Diese digitalen Hochfrequenzsignale werden nun im FPGA weiter verarbeitet. Die Amplitude und Phase werden im FPGA durch eine IQ -Demodulation (siehe Abschnitt A.1.2.3 im Anhang) des digitalisierten IF-Signals ermittelt. Diese IQ -Werte werden dort mittels des sogenannten CORDIC⁹-Prozesses in ihre korrespondierenden Amplituden- und Phasenwerte umgerechnet und stehen dem System dann für Messungen, Regelungen und Interlocks zur Verfügung. Hierbei sind die ermittelten Phasenwerte der HF-Eingangssignale relativ zur Phase der zur DAQ verwendeten f_{ref} -Taktung angegeben.

Details der DAQ des LLRF-Systems sind in Abschnitt A.1.2 im Anhang zu finden.

4.2 Einsatzstudie des LLRF-Systems an ELSA

Zwischen dem 03. und 12. September 2012 wurde mit Unterstützung von Dmitry Teytelman der Firma DIMTEL eine Einsatzstudie des Prototypen des digitalen LLRF-Systems am Beschleuniger ELSA durchgeführt.

4.2.1 Die Amplituden- und Phasenstabilisierung

Um die Genauigkeit der Stabilisierung der Amplitude und Phase der Resonatorspannung im Beschleunigerbetrieb ohne umlaufenden Strahl in ELSA zu testen wurde das LLRF-System in die ELSA HF-Infrastruktur entsprechend des in Abbildung 4.2.2 illustrierten Aufbaus integriert. Das LLRF-System ersetzt hierbei den variablen Abschwächer (vgl. Abbildung 3.1.1) wodurch es möglich wird die Amplitude und Phase der Klystronansteuerung derart zu variieren, dass eine Steuerung der Resonatorfelder möglich wird. Informationen über die Amplitude und Phase des Resonatorfeldes werden über die Auskopplung geringer HF-Leistung durch die Signalmessschleife in der mittleren Zelle des Resonators $PC1 Z3$ beziehungsweise $PC2 Z3$ gewonnen.

Die Amplituden- und Phasenstabilisierung der Resonatorspannung im FPGA des LLRF-Systems läuft hierbei wie folgt ab (vgl. Abbildung 4.2.3):

⁹Kurzform für **C**oordinate **R**otation **D**igital **C**omputer

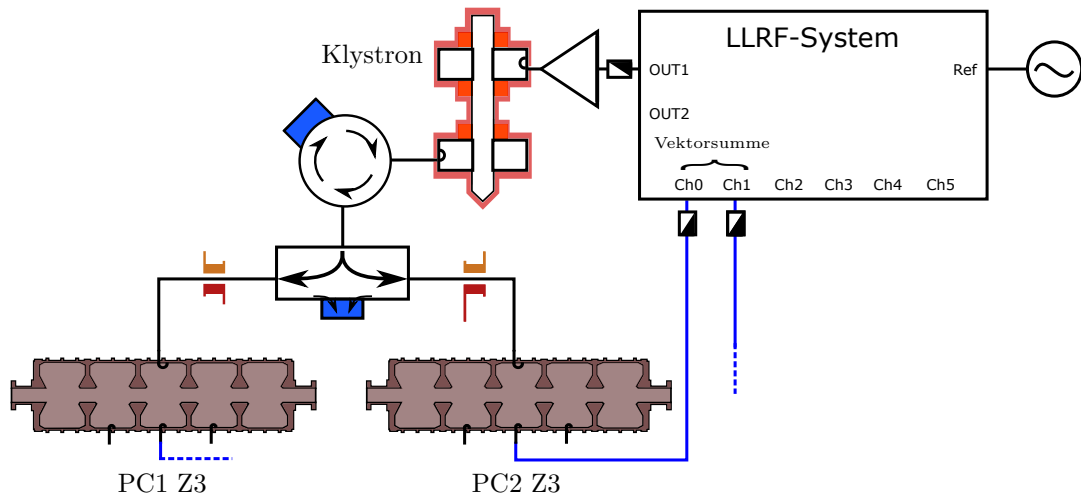


Abbildung 4.2.2: Anbindung des LLRF-Systems an das ELSA HF-System bei den ersten Test der HF-Ansteuerung bei kleinen Vorlaufleistungen und ohne Amplituden- und Phasenregelung.

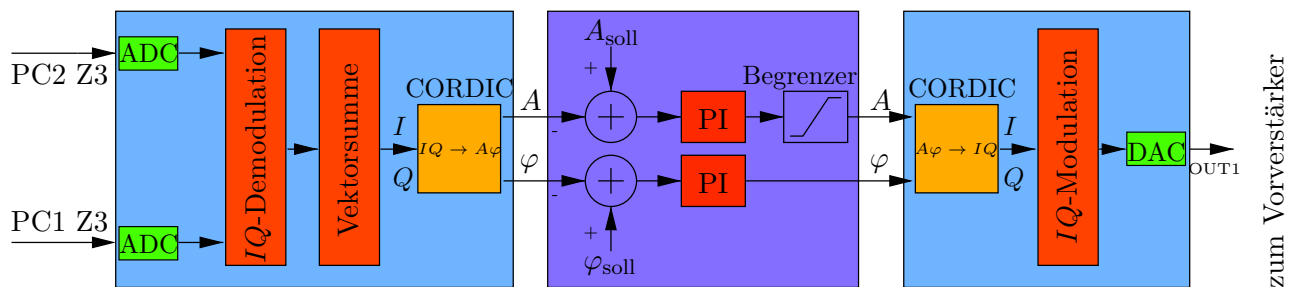


Abbildung 4.2.3: Prinzip der Amplituden- und Phasenstabilisierung in LLRF4 Evaluation Board 1 in Anlehnung an [Tey11]. Die im Prototyp verwendete Regelung weicht von diesem Prinzip ab. Leider war es bis zur Abgabe dieser Arbeit nicht möglich die aktualisierte Version der Regelung einzufügen.

- Die Eingangssignale der beiden Resonatoren *PC1 Z3* beziehungsweise *PC2 Z3* werden digitalisiert und in *IQ*-Werte umgewandelt. Aus diesen *IQ*-Werten der beiden HF-Signale wird deren Vektorsumme¹⁰ berechnet. Dies ist notwendig, da eine HF-Ansteuerung des Klystrons nicht auf jeweils zwei Sollwerte für Amplitude und Phase geregelt werden kann. Durch die Vektorsumme bleiben die Amplituden und Phaseninformation der beiden Resonatoren jedoch erhalten und es ergibt sich ein Sollwert für beide Regelgrößen auf Kosten der Präzision der Regelung.
- Die *IQ*-Vektorsumme wird durch den CORDIC-Prozess in Amplituden- und Phasenwerte (A, φ) umgerechnet.
- Nun wird der ermittelte Amplituden- und Phasenwert mit dem Sollwerten der Resonatorspannung (A_{soll}) und -phase (φ_{soll}) verglichen und die Abweichung von diesen jeweils auf einen digitalen PI-Regler gegeben. Dieser ermittelt eine neuen Amplituden- und Phasenwert welcher die gemessenen Abweichungen der Resonatorspannung und -phase kompensiert. Im PI-Regelzweig der Amplitude ist zusätzlich ein Begrenzer eingefügt um die aus der Regelung resultierenden Änderungsraten der Amplitude zu limitieren.

¹⁰Da die *IQ*-Werte der beiden Resonatorsignale einem Vektor im komplexen Phasenraum entsprechen, können diese vektoriell addiert werden.

- Durch den CORDIC-Prozess werden die neuen Amplituden- und Phasenwerte wiederum in IQ -Werte umgewandelt. Aus diesen wird durch IQ -Modulation ein digitales IF-Signal generiert.
- Dieses digitale IF-Ausgangssignal wird anschließend durch den DAC wieder in das analoge IF-Signal umgewandelt, auf 500 MHz hochgemischt und zum Vorverstärker ausgegeben wo es als Ansteuerung des Klystrons verwendet wird.

Auf diese Weise wird die Amplitude und Phase der Klystronansteuerung mit der Vektorsumme der beiden Resonatorsignale als Feedback so variiert, dass die Phase und Amplitude der Resonatorspannung auf den vorgegebenen Sollwert stabilisiert wird. Bei dem Prototyp des LLRF-Systems arbeitet dabei die Datenaquisition der Regelung für die Feedback-Signale mit der vollen ADC Sampling-Rate von 115,2 MHz und somit die Regelung mit einer Rate welche in der Größenordnung der IF-Frequenz von 39,2 MHz liegt [Tey12].

In den durchgeführten Tests dieser Stabilisierung wurde die Amplitude und Phase der Vektorsumme der beiden Resonatorsignale auf eine Amplitude von $(1443,23 \pm 0,41)$ kV sowie einer Phase von $(60,0179 \pm 0,027)^\circ$ im statischen Betrieb des ELSA HF-Systems bei 200 kW Vorlaufleistung nach Angaben des LLRF-Systems stabilisiert. Dies entspricht einer mittleren relativen Abweichung der Amplitude von 0,24 ‰. Der zeitliche Verlauf der Amplitude und Phase ist Abbildung 4.2.4 zu sehen. Da die Regelung der Amplitude und Phase nur auf Grundlage der Vektorsumme erfolgt, weichen die Amplitude und Phase sowie die Genauigkeit der Regelung der beiden Resonatorfelder von den Werten der Vektorsumme ab. $PC1 Z3$ weist eine Resonatorspannung von $(719,89 \pm 1,23)$ kV sowie eine Phase von $(58,19 \pm 0,46)^\circ$ auf, was einen relativen Fehler der Amplitudenregelung von 1,71 ‰ bedeutet. Bei $PC2 Z3$ wird die Resonatorspannung auf $(724,15 \pm 1,34)$ kV stabilisiert, was einen relativen Fehler von 1,85 ‰ bedeutet. Die Phase des Resonatorfelds des zweiten PETRA-Resonators wird auf $(62,74 \pm 0,47)^\circ$ stabilisiert. Die Felder der beiden Resonatoren weisen somit eine Phasendifferenz von $4,55^\circ$ auf. Hierbei sind die Phasenfluktuationen der beiden Signale stets antagonistisch. Dies lässt sich darauf zurückführen, dass die Phasenregelung auf Grundlage der Vektorsumme der beiden Signale abläuft.

4.2.2 Das LLRF-System im Strahlbetrieb

Das LLRF-System hat im Beschleunigerbetrieb die Aufgabe die Synchrotronfrequenz Ω_s sowie die Lage der Bunche bezüglich der Hochfrequenz konstant zu halten. Dementsprechend ist es notwendig, die Amplituden- und Phasenregelung auf ihre Eigenschaften im sogenannten Boostermodus des Beschleunigers zu testen.

Zum Verständnis der nachfolgenden Tests muss daher der Beschleunigungszyklus des Boostermodus kurz erläutert werden:

- Zyklusstart: Nach Ablauf einer Injektionspräparationsphase werden typischerweise 21 Injektionen des Booster-Synchrotron in ELSA akkumuliert, wodurch innerhalb von etwa 420 ms ein Strahlstrom von typischerweise 20 mA erreicht wird. Die optischen Elemente des Beschleunigers sind auf eine Injektionsenergie von typischerweise 1,2 GeV eingestellt.
- Nach einer Dämpfzeit wird eine lineare Energierampe mit typischerweise 6 GeV/s der Magnete des Beschleunigers durchgeführt. Um eine Endenergie von 3,2 GeV zu erreichen, liegt die Rampzeit somit bei etwa 330 ms.
- Nach Erreichen der Endenergie wird der Strahl über einen Zeitraum von typischerweise 4 s zu den Hadronenexperimenten extrahiert.

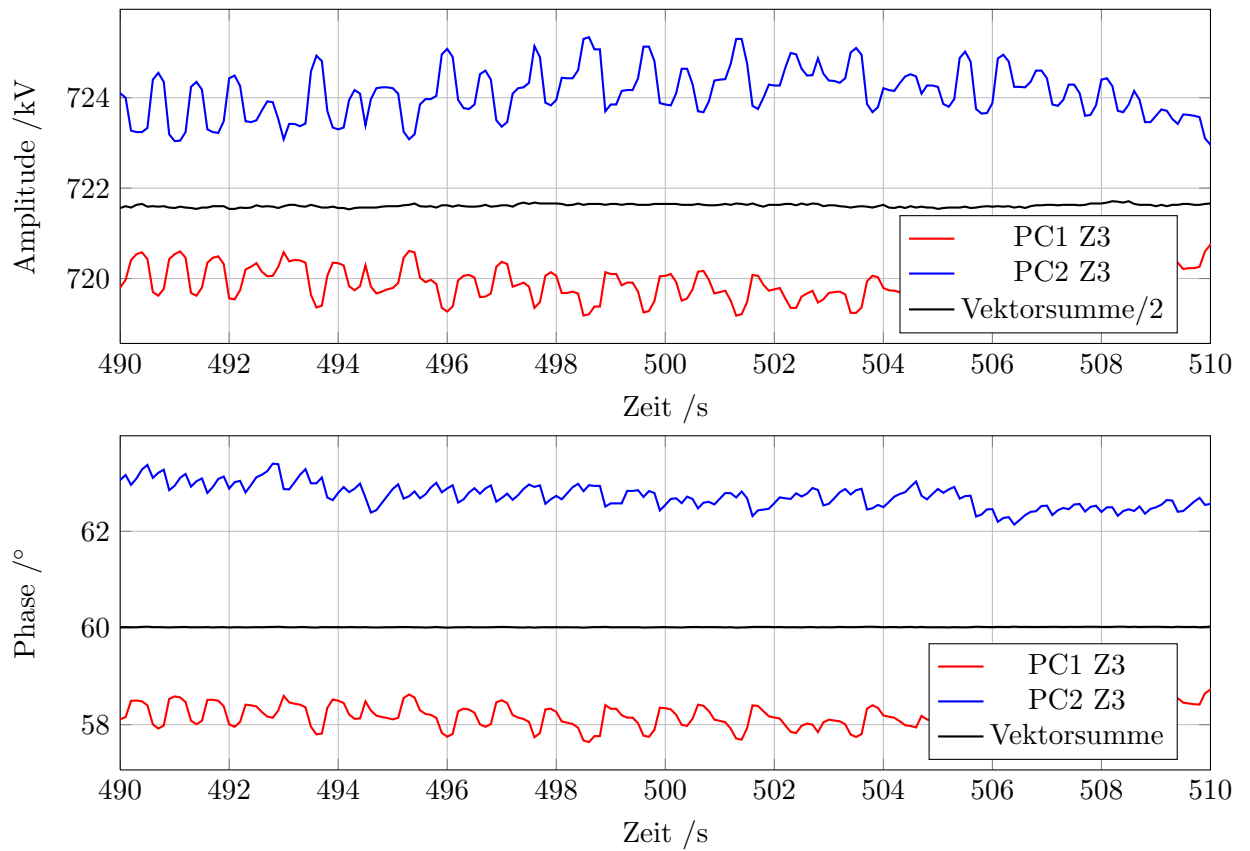


Abbildung 4.2.4: Amplituden- (oben) und Phasenverlauf (unten) der Vektorsumme sowie der Beschleunigungsspannung der PETRA-Cavities, gemessen durch das LLRF-System.

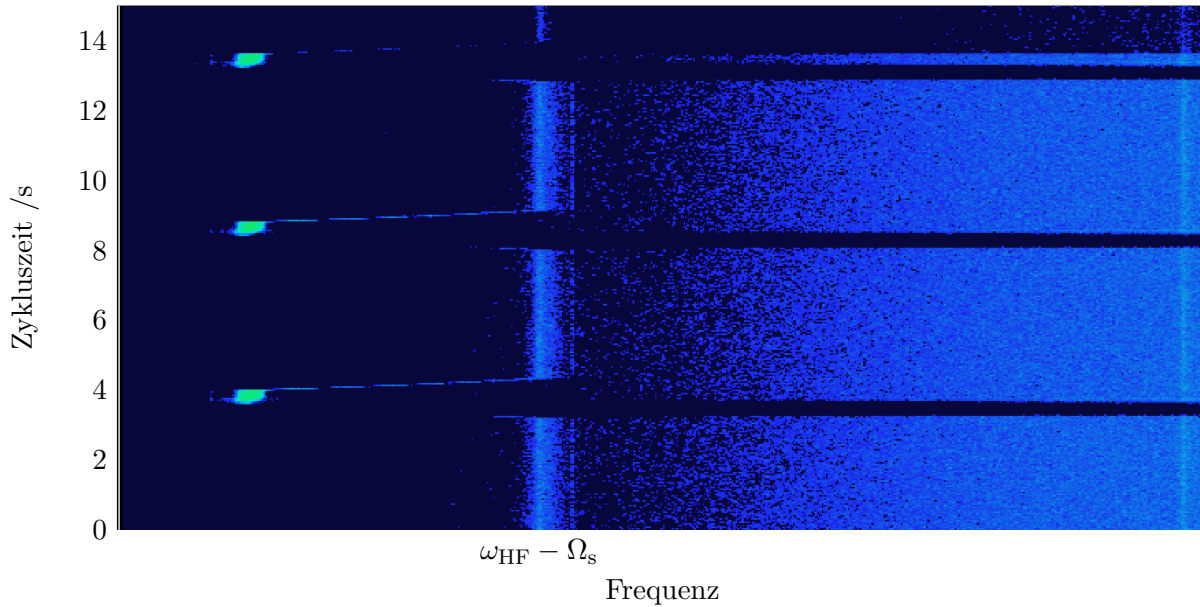


Abbildung 4.2.5: Waterfall-Plot des unteren Synchrotronseitenbandes um die Hochfrequenzharmonische während drei kompletter Booster-Zyklen in ELSA ohne simultanes Rampen der HF-Ansteuerung aufgenommen mit einem Spektrumanalysator.

- Nun wird die Strahlenergie mit -6 GeV/s auf die Injektionsenergie herunter gerammt. Dabei kann der Strahl bei kreuzen einer optischen Resonanz verloren gehen.
- Ein weiterer Zyklus wird vorbereitet.

Um die Synchrotronfrequenz des umlaufenden Strahls in ELSA konstant zu halten, muss das LLRF-System daher zum Einen die Reduzierung der Resonatorspannung durch das Beamloading kompensieren. Dies wird durch die in Abschnitt 4.2.1 beschriebene Regelung erreicht. Zum Anderen variiert bei der Energierampe auch die Synchrotronfrequenz, auf Grund der Abhängigkeit von der Energie der Teilchen (vgl. Gleichung 2.1.4).

Um diese Variation zu messen wird das Strahlspektrumssignal eines BPMs durch einen Spektrumanalysator¹¹ ausgelesen. Bei deaktiviertem Bunch-by-Bunch Feedback-System treten bereits bei diesen Strahlströmen longitudinale Bunchoszillationen auf, die die Lebensdauer des Strahls reduzieren. Nach der Theorie der longitudinalen Strahldynamik aus Kapitel 2 schwingen die Einzelbunche mit der Synchrotronfrequenz, wodurch im Strahlspektrum Synchrotronseitenbänder auftreten. Der Abstand zwischen dem Peak des Seitenbandes zum Peak der Hochfrequenzharmonischen kann vermessen werden.

In Abbildung 4.2.5 ist der Drift der Synchrotronfrequenz in einem Waterfall-Plot bei konstanter Resonatorspannung während des Booster-Zyklus dargestellt. Man erkennt, dass sich die Synchrotronfrequenz von etwa 144 kHz zum Zeitpunkt der Injektion während der Energierampe auf etwa 104 kHz verringert. Dies korrespondiert mit dem Verhalten der Synchrotronfrequenz bei verschiedener Strahlenergie und Sollphase nach Gleichung 2.1.4 in Abschnitt 2.1. Das fehlende Signal zwischen dem Herunterrampen und einer erneuten Injektion lässt sich darauf zurückführen, dass während des Herunterrampens der Strahl verloren ging und somit in diesem Zeitraum kein Strahl den Beschleuniger durchläuft, wodurch kein Strahlspektrum vom BPM gemessen werden kann.

¹¹Ein Spektrumanalysator ist ein Messgerät zur Darstellung der in einem Signal enthaltenen Frequenzanteile. Der Spektrumanalysator stellt die Signale im Frequenzraum dar.

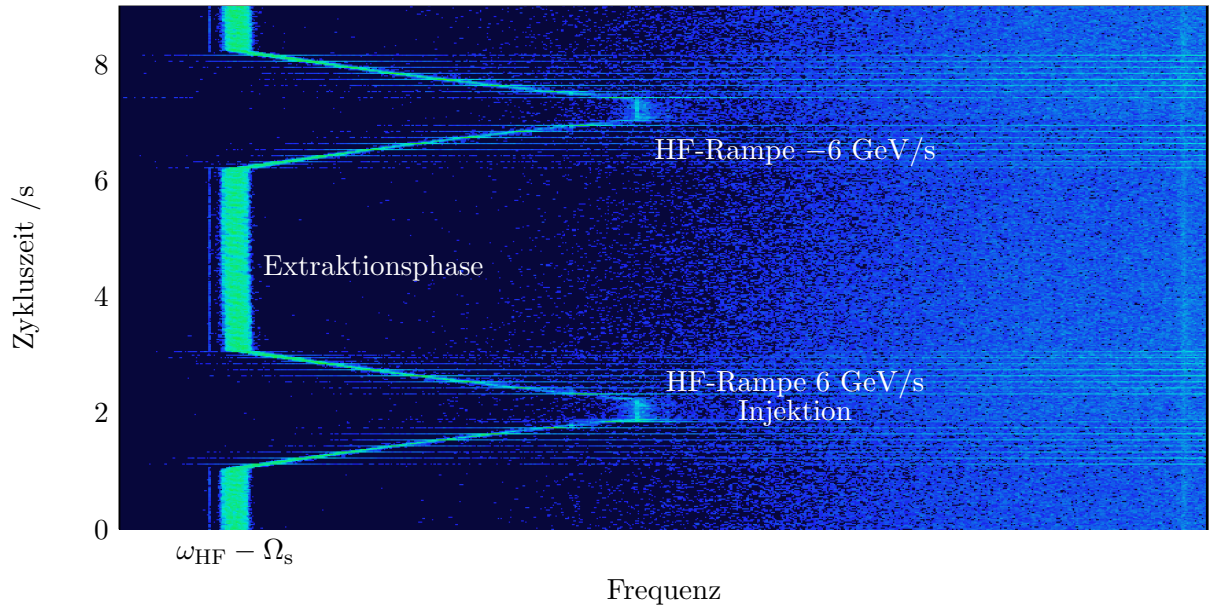


Abbildung 4.2.6: Waterfall-Plot des unteren Synchrotronseitenbandes um die Hochfrequenzharmonische während eines Booster-Zyklus bei dem die Magentoptik konstant gehalten wurde, jedoch eine HF-Rampe vorgenommen wurde. Aufgenommen wurde dieses BPM-Signal mit einem Spektrumanalysator wobei während der Rampe durch Phasensprünge Dipoloszillationen der Bunche angeregt wurden um das Synchrotronseitenband für den gesamten Zyklus besser erkennbar zu machen.

Um die Variation der Synchrotronfrequenz zu kompensieren wird die Beschleunigungsspannung der Resonatoren linear zur Energierampe erhöht. Hierbei können externe Rampprofile geladen werden, welche als Sollwert für die Amplituden und Phase des DAC-Ausgangs in die Amplituden- und Phasenregelung nach Abbildung 4.2.3 eingehen. Das Rampprofil setzt sich daher aus zeitabhängigen Amplituden und Phasenwerten zusammen, welche in Abhängigkeit der verstrichenen Zeit nach dem Triggersignal für die Regelung als Sollwert fungieren. Wird ein Rampstart-Trigger vom System empfangen, wird das Rampprofil bis zu dessen Ende abgearbeitet und die Amplitude und Phase folgt unter Verwendung der beschriebenen PI-Regelung diesem Profil.

Zum Test der linearen Erhöhung der Resonatorspannung, der sogenannten HF-Rampe, wurde nun eine konstante Energie der Magnetoptik bei 1,2 GeV im Boostermodus am Beschleuniger eingestellt, wobei jedoch eine HF-Rampe durchgeführt wurde. In Abbildung 4.2.6 ist zu erkennen, dass während der HF-Rampe von etwa 0,5 kV auf etwa 1,5 kV die Synchrotronfrequenz von etwa 86,5 kHz auf 141 kHz variierte.

Ebenfalls wurde das Ausgangssignal des DAC des LLRF-Systems mittels eines Oszilloskops während dieses Operationsbetriebs betrachtet. Diese ist in Abbildung 4.2.7 zu sehen. Die Enveloppe zeigt hierbei die Maximalamplitude des HF-Signals des DAC zum jeweiligen Zeitpunkt des Zyklus. Hierbei ist eine HF-Rampe dargestellt, welche einer 6 GeV/s Energie-Rampe von 1,2 GeV auf 3,2 GeV der umlaufenden Elektronenbunche entspricht. Korrespondierend dazu sind in Abbildung 4.2.8 die Amplitude der Resonatorspannung der PETRA-Resonatoren 1 und 2 in Verbindung mit der Amplitude der Vektorsumme dieser beiden Signale während eines Rampzyklus des Boostermodus dargestellt. Diese Abbildung basiert auf Daten des LLRF-Systems, welche mit 10 Hz Amplituden- und Phasenwerte ausgibt. Dementsprechend ist es leider nicht möglich die Genauigkeit der Regelung während der Rampe zu verifizieren. Während der Extraktionszeit weist jedoch die Vektorsumme eine Spannung von $(1443,23 \pm 0,38)$ kV auf, welche



Abbildung 4.2.7: Signal des DAC-Ausgangs des LLRF-Systems während des Rampbetriebs des Boostermodus an ELSA. Die Enveloppe des Signals zeigt die Amplitude der HF-Ansteuerung des DAC aufgenommen mit einem Oszilloskop.

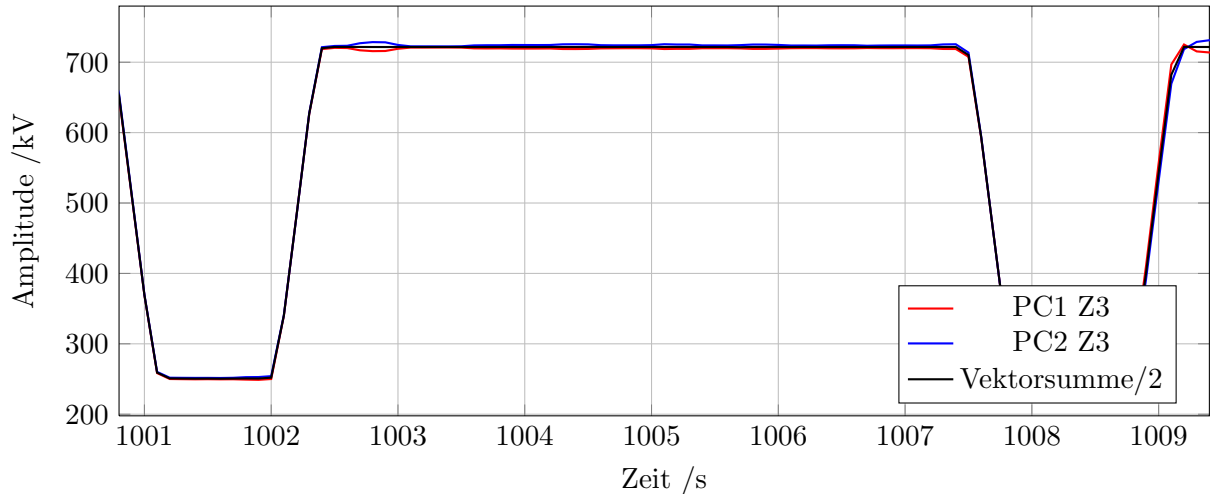


Abbildung 4.2.8: Vom LLRF-System gemessene Amplitude der Resonatorspannung sowie der ermittelten Vektorsumme während eines Zyklus im Boostermodus.

einen relativen Fehler von 0,27 ‰ darstellt. Die Resonatorspannung der PETRA-Cavities eins und zwei werden auf $(719,26 \pm 2,8)$ kV bzw. $(724,57 \pm 7,53)$ kV geregelt, was zu einer relativen mittlere Abweichung von 3,89 ‰ bzw. 1,04 ‰ der Regelung korrespondiert.

Nun kann die Anfangs- und Endamplitude der Resonatorspannung des linearen Rampprofiles so eingestellt werden, dass die Synchrotronfrequenz während des Booster-Zyklus konstant bei 88,5 kHz gehalten wird. Hierbei wird die Energierampe von 1,2 GeV auf 3 GeV simultan mit der HF-Rampe gestartet. An Hand des durch den BPM gemessenen Strahlspektrums kann der zeitliche Verlauf der Synchrotronfrequenz bei einem Strahlstrom von etwa 20 mA mittels des Spektrumanalysators beobachtet werden. Dieses ist in Abbildung 4.2.9 zu sehen. Die Synchrotronfrequenz ist bei diesem Rampenprofil während des gesamten ELSA-Zyklus annähernd konstant. Eine konstante Synchrotronfrequenz bei einer Endenergie von 3,2 GeV konnte bei der eingestellten Klystronhochspannung von 39,5 kV in dieser Einsatzstudie nicht erreicht werden, da das Klystron die notwendige Leistung nicht aufbringen konnte und die Vorlaufleistung bereits bei etwas über 200 kW in Sättigung ging. Da die maximale Klystronhochspannung noch nicht erreicht ist, besteht die Möglichkeit dies in nachfolgenden Untersuchungen mit dem ausgereiften LLRF-System durchzuführen.

Auf Grund der linearen Energieerhöhung von 1,2 GeV auf maximal 3,2 GeV ändert sich, neben der Synchrotronfrequenz, auch die Phasenlage der Bunche bezüglich der Hochfrequenz. Dies lässt sich dadurch erklären, dass bei steigender Energie der Elektronen die Verluste durch Synchrotronstrahlung zunehmen. Daher wandert der Bunch in seiner Phasenlage zur Hochfrequenzspannung des Resonator derart, dass diese zusätzlichen Verluste kompensiert werden.

Mit dem LLRF-System ist es möglich diesen Phasendrift durch eine Rampe der Phase der Resonatorfelder zu kompensieren. Hierbei wurde die Phase der HF-Ansteuerung linear innerhalb der Rampe des Beschleunigerzykluses von 80° auf 60° geändert. In Abbildung 4.2.10 ist diese Phasenrampe abgebildet. Diese Daten basieren auf der sogenannten skalaren DAQ des LLRF-Systems und liefern Amplituden- und Phasenwerte der einzelnen HF-Signale mit einem Abstand von 0,1 s. Dementsprechend ist es leider nicht möglich die Genauigkeit der Amplituden- und Phasenregelung während der HF-Rampe zu bestimmen. Während der Extraktionsphase wird die Phase der Vektorsumme jedoch konstant auf $(60,022 \pm 1,76)^\circ$ gehalten. Die Felder der beiden Resonatoren werden hierbei bei $(58,46 \pm 1,79)^\circ$ bei *PC1 Z3* sowie $(62,35 \pm 7,43)^\circ$ bei *PC2 Z3* konstant gehalten.

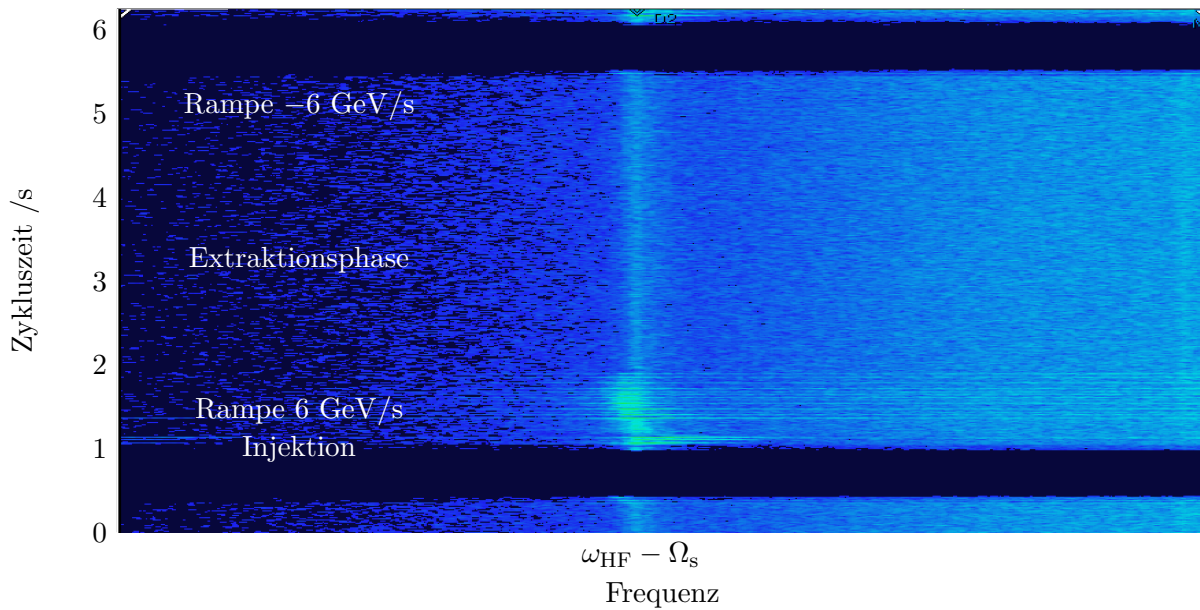


Abbildung 4.2.9: Waterfall-Plot des unteren Synchrotronseitenbandes um die Hochfrequenzharmonische während eines Booster-Zyklus bei dem Magnet- und HF-Rampe simultan durchgeführt wurden. Bei geeigneter Resonatorspannung bleibt die Synchrotronfrequenz annähernd konstant. Aufgenommen wurde dieses BPM-Signal mit einem Spektrumanalysator wobei während der Rampe durch Phasensprünge Dipoloszillationen der Bunche angeregt wurden um das Synchrotronseitenband für den gesamten Zyklus besser erkennbar zu machen.

Somit ist es möglich mit dem digitalen LLRF-System durch die Stabilisierung der Synchrotronfrequenz sowie der Phasenlage der Bunche bezüglich der Hochfrequenz die Effizienz des Bunch-By-Bunch-Feedbacksystems während des Beschleunigerbetriebs zu gewährleisten.

4.2.3 Arbeitspunktmessungen mit dem LLRF-System

Mit dem LLRF-System kann man durch die Anregung von longitudinalen Dipolschwingungen der Bunche eine Messung des longitudinalen Arbeitspunktes beziehungsweise der Synchrotronfrequenz durch die Auslesung des BPM-Signals ermöglichen. Hierbei wird ein Rampenprofil der Soll-Phase entworfen, durch welches während der HF-Rampe mit einer Rate von 20 ms Phasensprünge von etwa 16° durchgeführt werden. Die dadurch angeregten kohärenten Dipolschwingungen können mittels eines BPMs im Strahlspektrum detektiert und nach Abschnitt 2.2 die Synchrotronfrequenz ermittelt werden. Dies wird deutlich, wenn man sich die Synchrotronseitenbänder der vorherigen Abbildungen mit Waterfall-Plots des Spektrumanalysators anschaut. Ohne eine Anregung von kohärenten Dipolschwingungen wäre es deutlich schwieriger dieses Seitenband während der Rampephase des Beschleunigerzyklus zu erkennen.

4.2.4 Die Resonanz- und Symmetrisierungsregelung der PETRA Resonatoren

Zur Optimierung der im Beschleunigerbetrieb verwendete Beschleunigungsspannung ist es, wie bereits in Abschnitt 3.3.2 beschrieben, notwendig die Resonanzfrequenz der Fundamentalmode des Resonators auf die Anregungsfrequenz der extern eingespeisten HF-Leistung abzustimmen. Diese Frequenzabstimmung wird über eine Variation der Geometrie der Resonatoren erreicht, welche durch ein Herein- oder Herausfahren die Stempel vorgenommen wird.

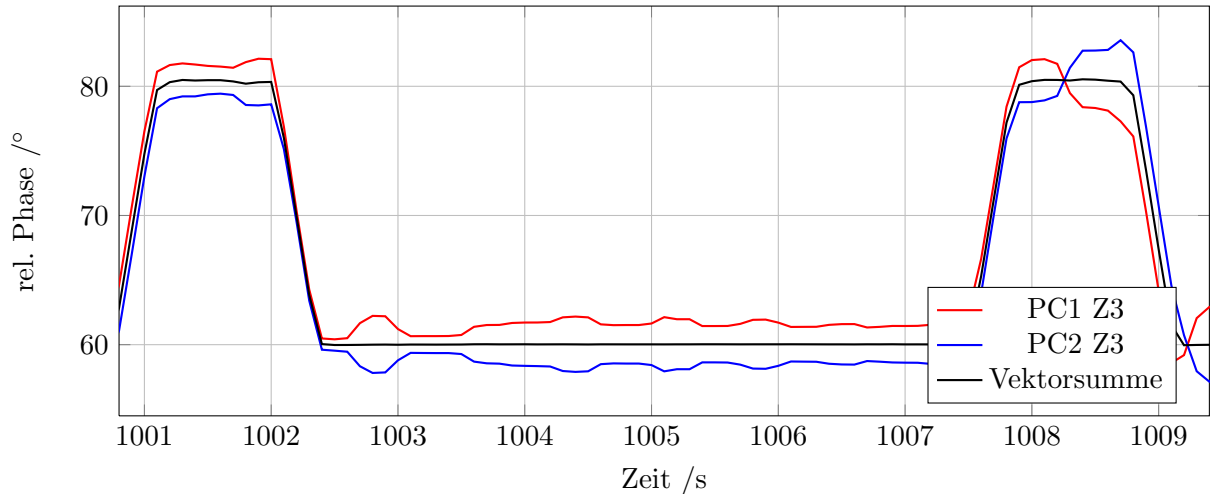


Abbildung 4.2.10: Zeitlicher Verlauf der Phase der Vektorsumme und der Felder der beiden PETRA-Resonatoren während eines Zyklus der Phasenrampe.

Zusätzlich zu den HF-Signalen der Signalmessschleifen *PC1 Z3* sowie *PC2 Z3* werden zudem die durch Richtkoppler ausgekoppelte Vorlaufleistungen im jeweiligen Arm des Magischen-Ts zu den beiden Resonatoren gemessen (vgl. Abbildung 4.2.2). Diese Signale werden als *PC1 RV* bzw. *PC2 RV* bezeichnet.

Die Resonanzregelung läuft hierbei für jeden Resonator, wie in Abbildung 4.2.11 illustriert, wie folgt ab:

- Die Phasendifferenz zwischen dem HF-Signal der Vorlaufleistung und dem der Resonatorspannung wird aus der DAQ ermittelt.
- Die Phasendifferenz $\Delta\varphi$ wird mit einem Sollwert verglichen. Dieser kann dazu verwendet werden, die Resonatoren kapazitiv vorzustimmen, wodurch eine longitudinale Robinson-Dämpfung¹² des Strahls eingestellt werden kann.
- Dieses Regelsignal wird verstärkt und dient als Eingangssignal des Regelalgorithmus.
- Dieses Regelsignal wird nun über einen gewissen Zeitbereich integriert und entsprechend des Integralwerts eine Bewegung der Stempel durchgeführt. Die Stempel werden somit so lange in eine Richtung bewegt, bis der Wert des integrierten Regelsignals verschwindet. Aus dem Regelungsmechanismus wird somit ein Positionsbefehl für die beiden Stempel des jeweiligen Resonators ermittelt und dann über die Kommunikationsschnittstelle des Linux SBC an die digitale Stempelsteuerung gesendet.
- Die digitale Stempelsteuerung, sendet die Steuerungspulse an den Schrittmotor, der den korrespondierenden Abstimmstempel in den Resonator hinein oder hinaus fährt, wodurch sich die Resonanzfrequenz der Fundamentalmode der Frequenz der externen Anregung annähert.

¹²Die Robinson-Dämpfung dämpft die Synchrotronschwingungen der Bunch auf Grund der endlichen Bandbreite der Impedanz der Fundamentalmode des Beschleunigungsresonators wenn dieser kapazitiv vorverstimmt ist. Auf Bunche mit einem zu hohen Sollimpuls ($\Delta p/p_0 > 0$) wirkt eine größere Impedanz als auf Bunche mit $\Delta p/p_0 < 0$. Auf Grund der impedanzabhängigen Wechselwirkung zwischen umlaufendem Strahl und Resonator werden somit Synchrotronschwingungen gedämpft.

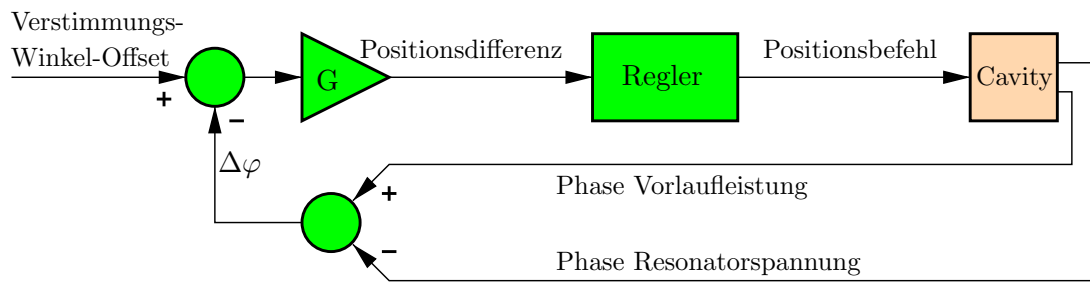


Abbildung 4.2.11: Prinzip der Resonanzregelung [Tey11].

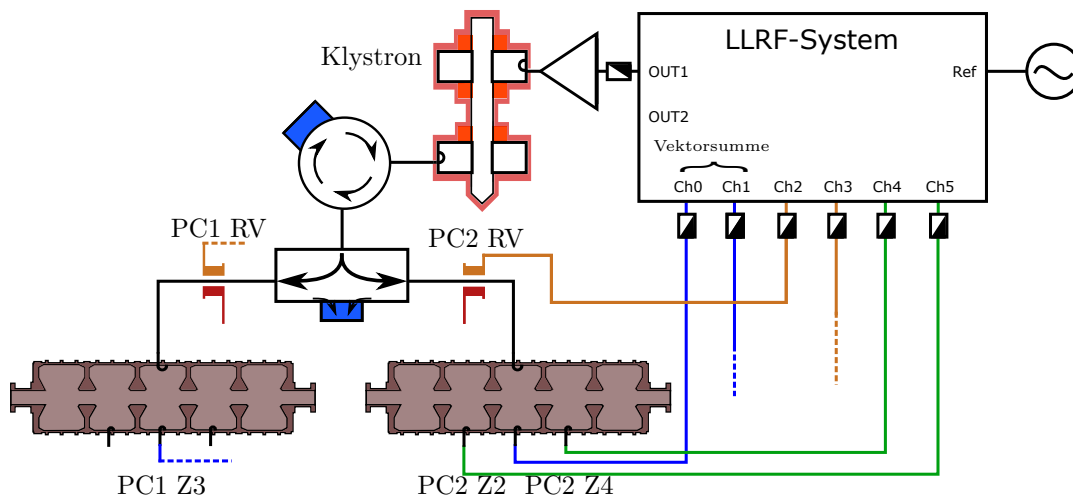


Abbildung 4.2.12: Schematischer Aufbau des Tests der Symmetrisierungsregelung am PETRA-Cavity 2.

Diese Regelung arbeitet hierbei auf Grundlage von Phasenmesswerten, welche mit 10 Hz vom LLRF-System gemessen beziehungsweise ausgegeben werden.

Im Algorithmus der Resonanzregelung ist auch die Symmetrisierungsregelung integriert. Wie im schematischen Aufbau in Abbildung 4.2.12 zu erkennen ist, wird die Amplitude der HF-Signale aus den Signalmessschleifen *PC2 Z2* sowie *PC2 Z4* der PETRA-Resonatoren gemessen. Nach dem analogen Vorbild aus Abschnitt 3.3.2 geht man bei identischen Signalamplituden von einer Spiegelsymmetrie der Feldverteilung in den fünf Zellen des Resonators aus. Für die Symmetrisierungsregelung werden somit die Amplituden der beiden Signale verglichen, und nach Abhängigkeit der Polarität deren Differenz so lange die Stempelpositionsdifferenz vergrößert, bis die Differenz der Amplituden innerhalb der Totzone der Regelung liegt.

Da diese Regelung für jeden Resonator jeweils zwei HF-Eingangskanäle des LLRF-System belegen würde und die Gesamtzahl der Kanäle des ausgereiften LLRF-Systems auf neun begrenzt ist, soll in Zukunft eine Möglichkeit gefunden werden, die Symmetrisierungsregelung lediglich mit einem Signal betreiben zu können. Hierfür soll in einer Vormessung bei verschiedenen Leistungen die Differenz der Stempelposition ermittelt werden, die nötig ist um eine Symmetrisierung der Feldverteilung zu gewährleisten.

4.2.5 Das Reflexionsinterlock

Das LLRF-System soll in Zukunft bei ELSA auch Interlockaufgaben übernehmen.

Dabei wird das später kommerziell erhältliche LLRF-System eine Interlockverkettung wie in Abbildung 4.2.13 dargestellt aufweisen. Im getesteten LLRF-System sind hierbei jedoch ledig-

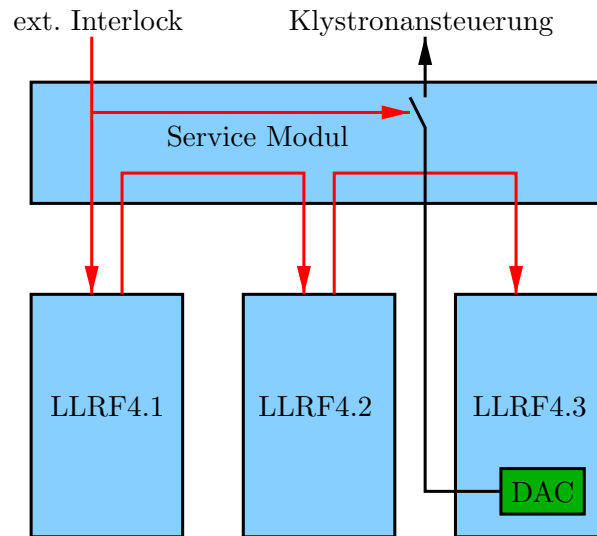


Abbildung 4.2.13: Vereinfachtes Block Diagramm der Interlockverkettung des in Zukunft kommerziell erhältlichen LLRF-Systems [Tey11]. Anmerkung: In dem in der Einsatzstudie verwendete Prototyp kommen hierbei lediglich zwei LLRF4 Evaluation Boards zum Einsatz.

lich zwei LLRF4 Boards im Einsatz wodurch die Verkettung nur zwei Boards umfasst. Für das Interlocksystem können hierbei externe Trigger genutzt werden sowie interne Interlocksignale bei Pegelüberschreitungen bestimmter gemessener Signale erzeugt werden. Liegt ein externer Interlock-Trigger an, welcher beispielsweise mit einer extern gemessene Pegelüberschreitung von einem Signalen korrespondiert, wird im Service Module einerseits die HF-Ansteuerung des DAC abgeschaltet und andererseits der Trigger weiter zum nächsten Board in der Interlockverkettung gesendet. Dieses wiederum generiert ein Interlock Signal für das nächste Board in der Verkettung, wodurch jedes Board auf das Interlock reagiert [Tey11].

Interne Interlocksignale können bei Überschreitungen von einstellbaren Leistungs- oder Amplitudenschwellen vom betreffenden Board generiert werden. Die Pegelüberschreitung wird hierbei in der DAQ durch ein sogenanntes Peak-Amplitude-Detection-Interlock detektiert. Dieses vergleicht stets die Absolutwerte des digitalisierten IF-Signals mit dem angegebenen Schwellenwert. Die vergangene Zeit bis eine Pegelüberschreitung vom System bemerkt wird liegt in der Größenordnung von etwa 96 ns [Tey11].

Für die Interlock-Überwachung des HF-Systems, wie in Abbildung 4.2.14 dargestellt, werden die beiden Richtkopplersignale $PC1\ RR$ sowie $PC2\ RR$, welche den reflektierten Leistungen an den PETRA-Resonatoren entsprechen verwendet. Falls die reflektierte Leistung an den PETRA-Resonatoren einen bestimmten Schwellenwert überschreitet, generiert ein LLRF4 Board bei Detektion dieser Pegelüberschreitung einen Interlock-Trigger, welchen das für die HF-Ansteuerung verwendete Board dazu veranlässt durch stoppen des DAC die Resonatorspannung herunter zu fahren.

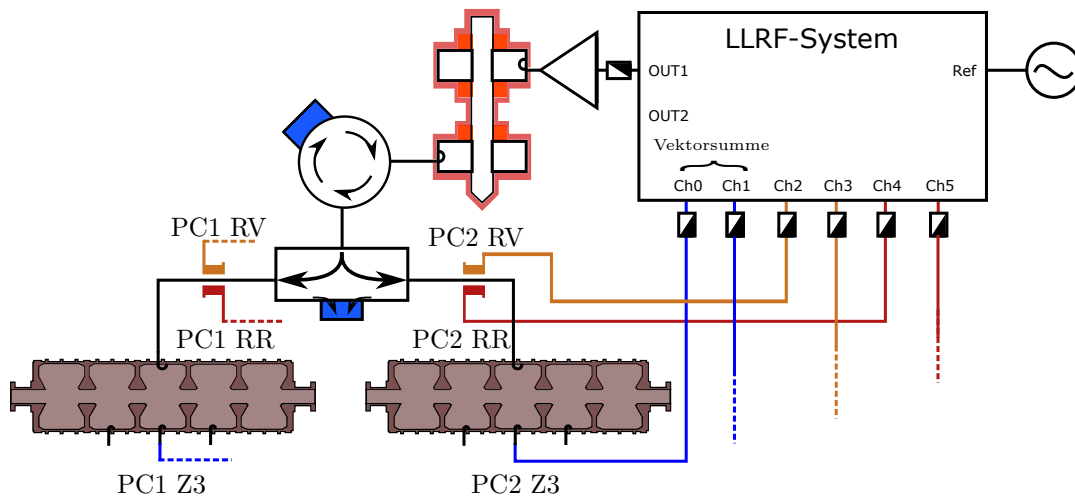


Abbildung 4.2.14: Schematischer Aufbau des Tests des Reflexionsinterlock des LLRF-Systems.

Kapitel 5

Temperaturstabilisierung der PETRA-Resonatoren

5.1 Ziele der Temperaturregulierung

Wie in Kapitel 2 bereits deutlich gemacht wurde, wird die Leistungsfähigkeit der Beschleunigeranlage im Hochstrombetrieb von longitudinalen Multibunchinstabilitäten limitiert, welche durch die Wechselwirkung des Strahls mit den PETRA-Resonatoren angeregt werden. Die Anregung dieser Instabilitäten ist hier besonders den HOMs der Resonatoren beziehungsweise deren longitudinaler Impedanz geschuldet. Um das Auftreten dieser Multibunchinstabilitäten zu reduzieren beziehungsweise zu verhindern, ist es daher erforderlich die Impedanz und Resonanzfrequenz dieser HOMs zu beeinflussen. Eine Beeinflussung lässt sich, neben der Verwendung von HOM-Kopplern in den Resonatoren [MHF02] oder externen Absorbern (siehe Abschnitt 6.3), auch durch Temperaturvariation erreichen. Durch diese lässt sich die Lage der HOMs im Frequenzspektrum verschieben und somit auch direkten Einfluss auf deren Anregung von Multibunchinstabilitäten nehmen. Die Fundamentalmode wird auf Grund der Resonanzregelung mittels der Abstimmstempel, beschrieben in Abschnitt 3.3, jedoch konstant gehalten. Ziel ist es daher eine Variation der Temperatur des Kühlwassers der Resonatoren in einem Bereich von 26 °C bis etwa 60 °C zu ermöglichen und gleichfalls diese Temperatur auf etwa 0,5 °C genau zu stabilisieren.

5.2 Aufbau eines Kühlwasserbypasses zur Temperaturregulierung

Im Beschleunigerbetrieb werden die PETRA-Resonatoren wassergekühlt, da auf Grund der ohmschen Verluste der HF-Leistung an der Kammerwand der Resonatoren stets eine Aufheizung dieser erfolgt. Es stellt sich ein thermisches Gleichgewicht in Abhängigkeit der Durchflussrate des Kühlwassers und der HF-Leistung ein. Im unveränderten Zustand stellt sich hierbei bei einer maximalen HF-Leistung von 90 kW pro Resonator eine Temperatur des rücklaufenden Kühlwassers von etwa 34 °C ein.

Eine Variation der Temperatur wird über einen variablen Bypass realisiert (vgl. Abbildung 5.2.1), welcher es ermöglicht die Durchflussrate des Kühlwassers durch jeden Resonatoren separat variieren, indem Anteile des Kühlwassers am Resonator vorbeigeleitet werden. Dabei dienen Temperatursensoren des hin- und rücklaufenden Kühlwassers als Referenzpunkte für eine Stabilisierung der Temperatur der Resonatoren.

Entsprechend der dargestellten Installation in Abbildung 5.2.2 werden Anteile des Kühlwassers mittels eines automatisierten Dreiwegemischers vom Kühlwasserzweig, welches die Resonatoren

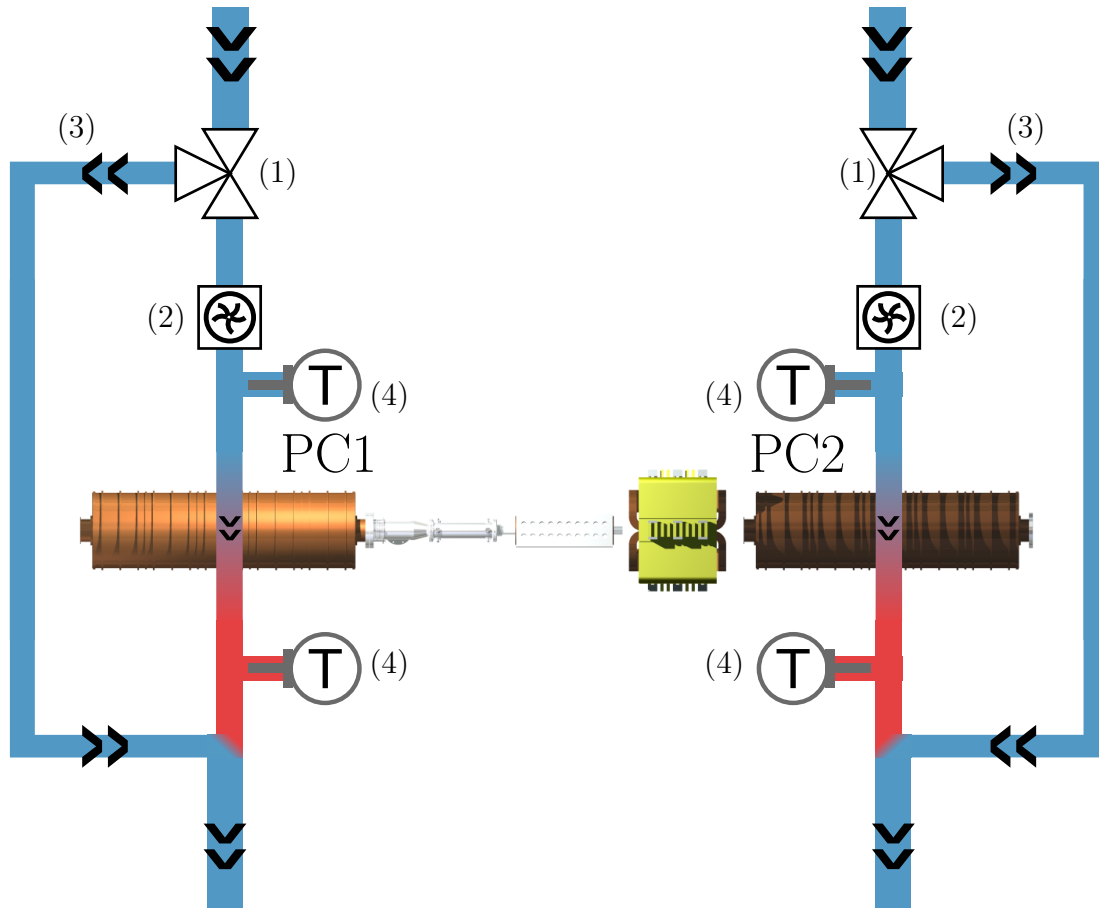


Abbildung 5.2.1: Konzeption des Kühlwasserbypasses zur Temperaturregulierung der PETRA-Resonatoren am ELSA Stretcherring: Zwei vom Kontrollsystem über die SPS steuerbarer Dreiwegemischer (1) variieren die Durchflussrate (2) durch die PETRA-Cavity 1 und 2 (PC1 bzw. PC2), indem Kühlwasser über einen Bypass (3) umgeleitet wird. Messungen der Temperatur des Vor- und Rücklaufkühlwassers (4) erlauben eine Temperaturstabilisierung und -steuerung.

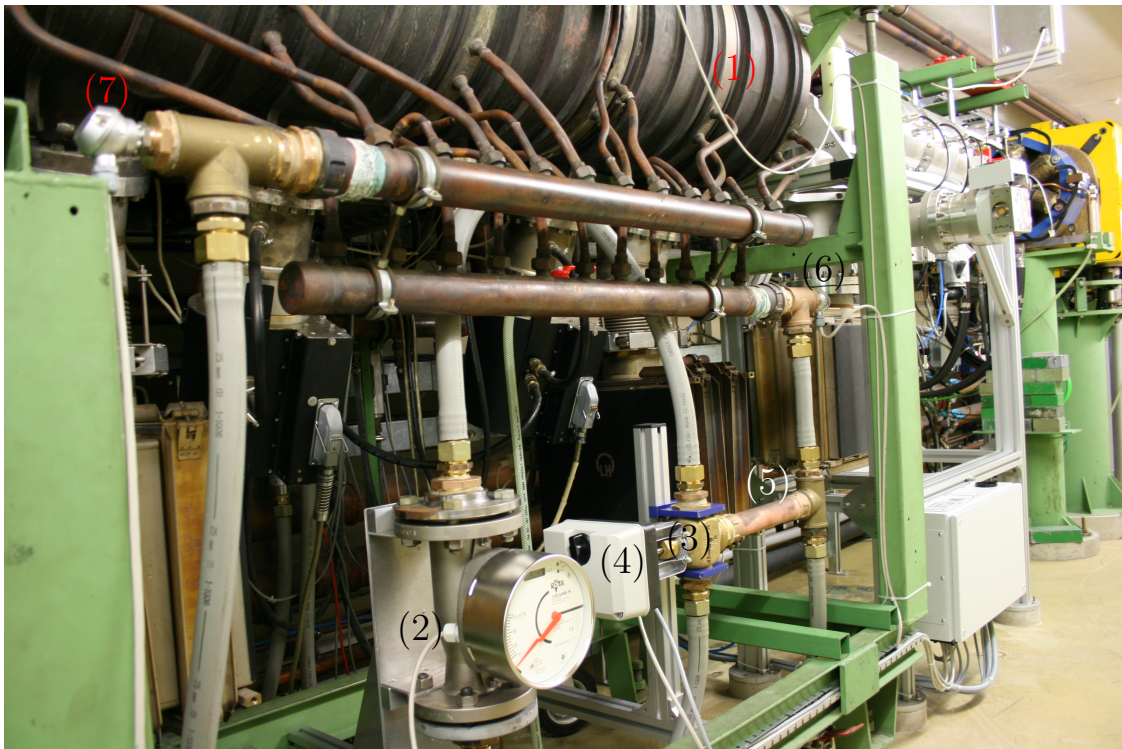


Abbildung 5.2.2: Foto des Kühlwasserbypasses am PETRA-Cavity 1 (1). Die Durchflussrate (gemessen durch (2)) des Kühlwassers durch den Resonator wird mittels des Dreiwegemischers (3) variiert, welcher durch eine mechanischen Ventilsteller (4) ferngesteuert wird. Der Bypass (5) leitet entsprechend Kühlwasseranteile am Resonator vorbei. Die Temperaturen des einlaufenden- und auslaufenden Kühlwassers werden durch Temperatursensoren bei (6) beziehungsweise (7) ermittelt.

durchfließt, in den Bypass abzweigt. Eine Automatisierung des Mischers ist erforderlich, da einerseits im Beschleunigerbetrieb keinen Zugang zum Mischer möglich ist und andererseits über die Ansteuerung des Mischer die Temperaturregulierung der Resonatoren von statten geht. Die Volumenrate des Kühlwassers, welches zur Kühlung verwendet wird, wird von einem Durchflussmesser gemessen. Zusätzlich wird bei beiden Resonatoren jeweils die Temperatur des hin- und rücklaufenden Kühlwassers mit Hilfe von Pt100-Temperatursensoren¹ gemessen. Deren Messwerte finden im Regelmechanismus für die Temperaturstabilisierung Anwendung, welche in der angebotenen SPS² ausgelesen werden. Neben den Temperaturmesswerten werden dort zusätzlich die gemessenen Durchflussraten und die Stellwerte des Dreiwegemischers eingelesen sowie Steuerbefehle an den Mischer gesendet. Diese werden dann an das ELSA-Kontrollsystem weitergeleitet von wo aus die Temperaturregulierung gesteuert werden kann.

5.2.1 Mechanismus des Temperaturregelsystems

Ein Schema der von der SPS durchgeführten Regelung der Temperatur der Resonatoren ist in Abbildung 5.2.3 dargestellt. Dabei wird die Temperatur des aus den Resonatoren rücklaufenden

¹Pt100-Sensoren sind Temperaturfühler aus Platin welche die lineare Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstandes des Materials zur Temperaturbestimmung verwenden. Der Platin-Widerstand ist so dimensioniert, dass dieser 100 Ω bei einer Temperatur von 0 °C aufweist.

²Kurz für Speicherprogrammierbare Steuerung

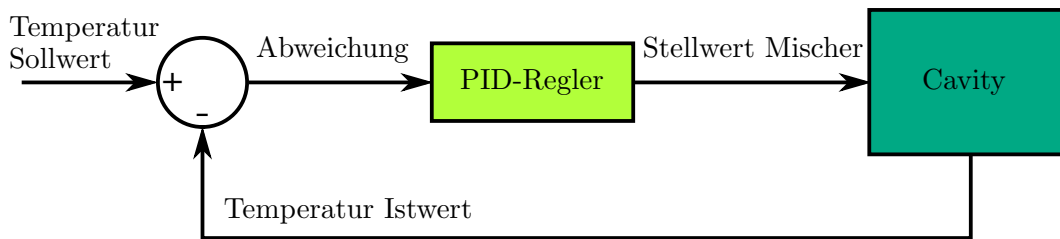


Abbildung 5.2.3: Regelungsmechanismus der Temperaturregulierung.

Kühlwasser als die Temperatur der Resonatoren angenommen und dient in der Regelung als Istwert der Temperatur. Steigt beispielsweise dieser Istwert auf Grund von der erhöhten Kühlwassertemperatur des Gesamtsystems, was auf Grund von Schwankungen der Aussentemperatur während des Tag-Nacht-Zyklus geschehen kann, oder einer Erhöhung der im Resonator dissipierten HF-Leistung, so wird der Stellwert des Dreiwegemischers und somit die Durchflussrate soweit geändert, dass diese Schwankungen innerhalb einer Regelzeit von mehreren Minuten kompensiert werden. Eine schnellere Regelung ist auf Grund der langen Regelstrecke nicht möglich, da sich die Erwärmung des Resonators bei Variation des Stellwertes des Mischers nur innerhalb dieser Zeitspanne in einer Temperaturveränderung des Kühlwassers bemerkbar macht. Als Referenzpunkt für diese Regelung lässt sich über das Kontrollsystem eine Solltemperatur des Resonators vorgeben.

5.3 Messungen

Bevor die Installation in Hinblick auf ihre Auswirkung auf den Hochstrombetrieb des Beschleunigers untersucht wird, wird in einer Messung die Funktionsfähigkeit der Temperaturregelung und -steuerung erprobt.

Um den maximal möglichen Temperaturbereich der Regelung in Abhängigkeit der in den Resonatoren dissipierten Leistung zu ermitteln wird die Gesamtausgangsleistung des Klystronausgangs von 10 kW auf 180 kW schrittweise erhöht und eine Solltemperatur für die Regelung vorgegeben welche den Stellwert des Mischers auf ihre jeweilige minimale beziehungsweise maximale Position einstellt. Diese Position des Mischers lässt sich hierbei zwischen 53 % und 93 % bei PC1 und zwischen 53 % und 95 % bei PC2 kontinuierlich einstellen, wobei sich die Durchflussrate durch die Resonatoren zwischen 1,3 m³/h und 7,2 m³/h variieren lässt. In Abbildung 5.3.1 ist der maximal mögliche Regelbereich der PETRA-Resonatoren in Abhängigkeit der Klystron Ausgangsleistung illustriert. Im Bereich von 20 kW Vorlaufleistung ergibt sich eine mögliche Temperaturvariation von nur 3 °C bei PC1 und 4 °C bei PC2. Hierbei nimmt der mögliche Temperaturbereich für die Regelung bei höheren Vorlaufleistungen zu. Bei 180 kW ermöglicht die Regelung eine Temperaturvariation von 25,5 °C bei PC1 beziehungsweise 31,6 °C bei PC2. Maximal konnte eine Temperatur der PETRA-Resonatoren von 59,2 °C bei PC1 und 65,9 °C bei PC2 erreicht werden. Hierbei sollte jedoch die Temperatur des PC2 63,8 °C nicht überschreiten, da die Position der Abstimmstempel, welche die Resonanzregelung der Resonatoren durchführen (vgl. Abschnitt 3.3), sonst einen zu kleinen Abstand zu ihren Maximalpositionen (etwa 40 mm) im Resonator aufweisen würden. Wird der Resonator zu stark aufgeheizt, können die Abstimmstempel an ihre Endpositionen gelangen. Unter diesen Umständen ist eine Resonanzregelung nicht mehr möglich und im Beschleunigerbetrieb können hohe reflektierte Leistungen an den Resonatoren auftreten.

Um Effekte hoher Strahlströme zu untersuchen wird der Beschleuniger oftmals im Syli-Modus bei einer Energie von 1,2 GeV betrieben. Um eine Synchrotronfrequenz von 88,5 kHz der um-

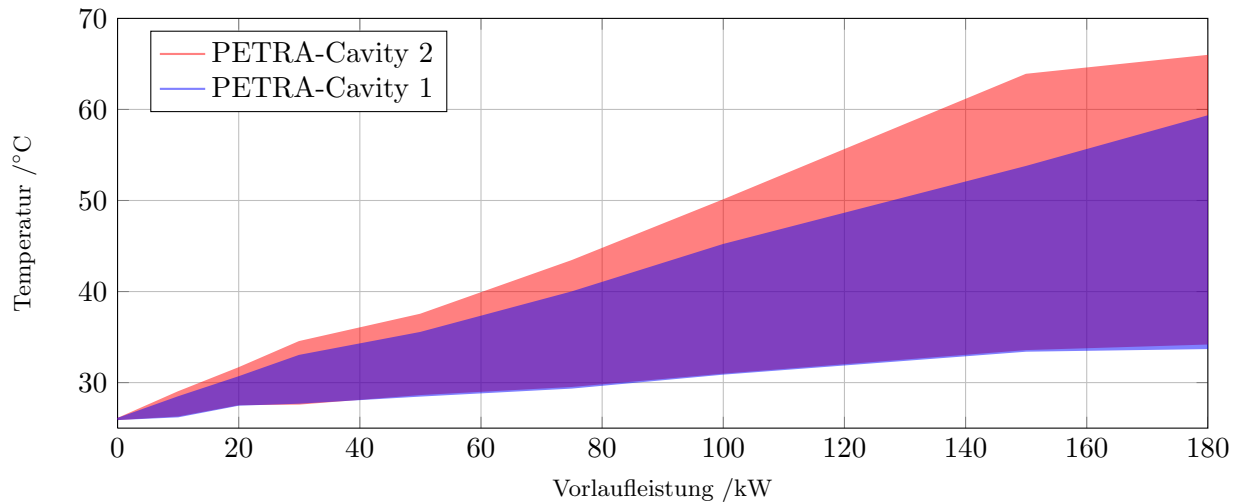


Abbildung 5.3.1: Regelungsbereich der Kühlwassertemperatur der PETRA-Resonatoren in Abhängigkeit der Klystronausgangsleistung.

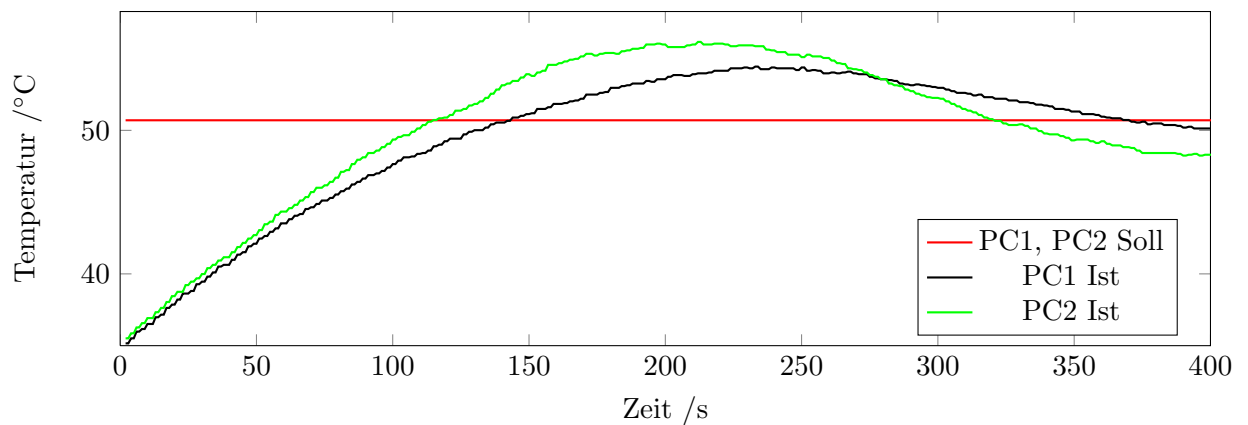


Abbildung 5.3.2: Temperaturverlauf der PETRA-Resonatore 1 und 2 bei Variation der Soll-Temperatur von 30 °C auf 50,7°C bei einer Gesamtausgangsleistung des Klystrons von 180 kW.

laufenden Bunche einzustellen wird eine Resonatorspannung benötigt, welcher eine Leistung von etwa 24 kW bei einem Strahlstrom von 20 mA bis 30 mA entspricht. Um die Auswirkungen der Temperaturvariation der Resonatoren auf den Strahlbetrieb bei hohen Störungen zu untersuchen ergibt sich hierbei lediglich eine mögliche maximale Temperaturvariation von etwa 4 °C. Somit lassen sich in diesem Betriebsmodus bei dieser Strahlenergie nur ungenügende Untersuchungen der Auswirkungen der Temperaturvariation durchführen. Im Boostermodus bei einer Endenergie von 2,35 GeV beziehungsweise 3,2 GeV sollte sich jedoch ein größerer Variationsbereich realisieren lassen, da die Ausgangsleistung des Klystrons dort im Mittel deutlich über 24 kW liegt. Um die Genauigkeit der Temperaturregelung zu ermittelt wird nun eine Vorlaufleistung von 180 kW gewählt und für beide Resonatoren eine Solltemperatur von 50,7 °C eingestellt. In Abbildung 5.3.2 ist der Verlauf der Temperatur der PETRA-Resonatoren bei einer Variation des Temperatursollwertes von etwa 30 °C auf 50,7 °C zu sehen. Man erkennt, dass sich die Isttemperatur der Resonatoren nach dem Einstellen der neuen Solltemperatur innerhalb von etwa sechs Minuten annähert. Dabei ergeben sich auf Grund der langen Regelstrecke zwischen Erreichen einer neuen Position des Mischers bis zur Messung der Temperaturveränderung an dem rücklaufenden Kühlwasser der Resonatoren besonders bei der PC2-Regelung Überschwinger. Diese können jedoch in Zukunft durch Justage der Regelparameter auf Kosten der Regelzeit minimiert werden. Da diese Regelung so konzipiert ist, dass eine gewisse Solltemperatur der Resonatoren vor Beginn einer mehrere Tagen oder Wochen dauernden Strahlzeit eingestellt wird, stellt jedoch diese Regelzeit keine relevante Einschränkung da. Zur Bestimmung des Regelfehlers wird die Temperatur auf einen Sollwert von 50,7 °C eingestellt und über einen Zeitraum von etwa 30 Minuten konstant gehalten sowie die Temperatur des Istwertes notiert. Es lässt sich somit die Genauigkeit³ der Regelung zu

$$\Delta T_{PC1} = 0,39 \text{ °C}$$

$$\Delta T_{PC2} = 0,54 \text{ °C}$$

ermitteln.

Nun wird die Auswirkung der Installation auf den Hochstrombetrieb ermittelt. Hierfür wird der Beschleuniger im Booster-Modus bei einer Endenergie von 2,35 GeV und einem umlaufenden Strahlstrom von etwa 30 mA betrieben.

Um den Einfluss der Temperaturvariation der Resonatoren auf den Strahlstrom zu untersuchen wird nun das Modenspektrum aufgenommen. Somit kann man die Modennummer der Schwingung gegen die Amplitude dieser auftragen und kann so Verifizieren, ob eine Temperaturvariation der PETRA-Resonatoren und den daraus resultierenden Frequenzverschiebung der HOMs zu einer Verminderung der Anregung von Multibunchinstabilitäten führt. Bei einer ersten Messung wird eine Temperatur der Resonatoren von 31,5 °C sowie etwa 38,5 °C eingestellt. In Abbildung 5.3.3 sind die Modenspektren dargestellt. Weisen die Resonatoren eine Temperatur von 31,5 °C auf, so wird die Multibunchmode 252 resonant angeregt. Diese Mode fällt nach der Theorie in Kapitel 2 sowie nach der Simulation in Abbildung 3.2.2 mit einer HOM Impedanz der Resonanzfrequenz 1,459 GHz zusammen. Eine Temperaturveränderung auf 38,5 °C bewirkt hierbei eine Verschiebung dieser Mode im Frequenzraum, wodurch sich die Anregungsstärke dieser Moden soweit reduziert, dass keine Anregung dieser Multibunchmode im Modenspektrum sichtbar ist. Somit ist es möglich durch Temperaturvariationen Impedanzen der PETRA-Resonatoren im Frequenzraum zu verschieben und so die Anregung von Multibunchoszillationen zu reduzieren. In nachfolgenden Messungen sollte es nun möglich sein Temperaturbereiche der Resonatoren zu finden, bei dem im Modenspektrum nur minimale Anregungen zu sehen sind.

³Hierbei wurden die Standardabweichung vom Mittelwert, die Abweichung des Mittelwerts vom Sollwert, die maximale Peak-Peak-Abweichung sowie die Genauigkeit des Pt100-Temperatursensors und die Auflösung des ADC der SPS berücksichtigt.

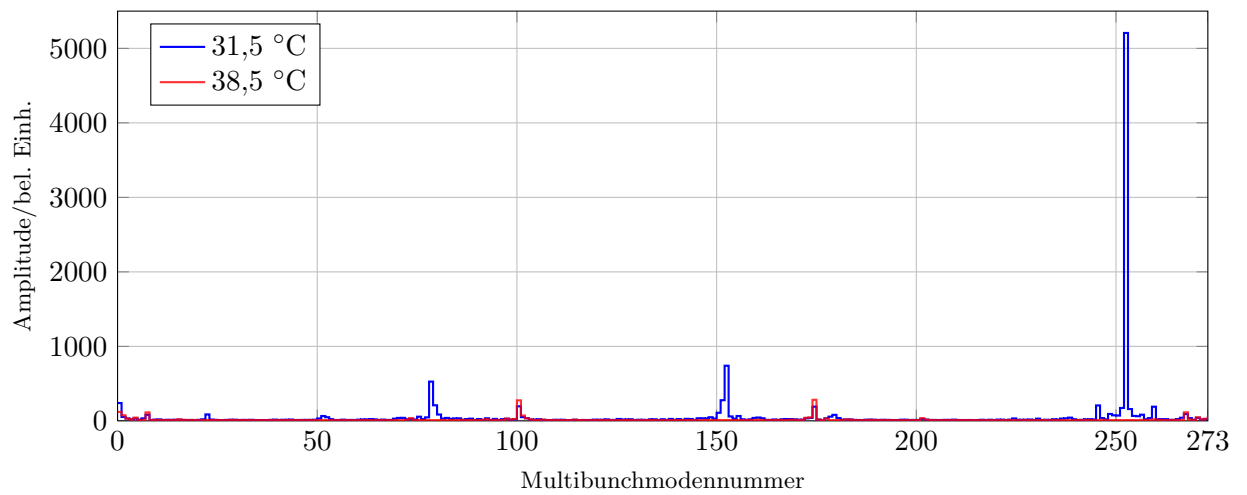


Abbildung 5.3.3: Modenspektrum des Elektronenstrahls bei etwa 30 mA Strahlstrom mit einer Energie von 2,35 GeV bei verschiedenen Temperaturen beider PETRA-Resonatoren.

Kapitel 6

Messung und Reduzierung der Koppelimpedanzen der PETRA-Resonatoren

6.1 Reflexionsmessung am Fundamentalkoppler des PETRA-Resonators

Neben der Temperatursteuerung der PETRA-Resonatoren, welche durch Variation der Temperatur ein Verschieben der HOMs im Frequenzspektrum und somit eine Reduzierung der Anregung ermöglicht, bietet es sich zusätzlich an, HOM-Impedanzen zu messen und durch geeignete Absorber zu dämpfen. Um Impedanzmessungen (siehe Abschnitt 6.2) durchführen zu können sowie die Möglichkeit zu erkunden, ob HOM-Impedanzen durch Absorber gedämpft werden können (siehe Abschnitt 6.3), ist ein experimenteller Zugang zu den HOMs notwendig.

Vom DESY in Hamburg wurde der Beschleunigeranlage ELSA ein Koaxialübergang (siehe Abbildung 6.1.1) überlassen, welcher einen breitbandigen Hochfrequenzzugang von einem N-Typ¹-Koaxialleiter zum Koaxialteil des Fundamentalkopplers des PETRA-Resonators ermöglicht. In diesem findet ein konischer Übergang zwischen den beiden Außen- und Innenleitern des N-Typ-Koaxialleiters und des Fundamentalkopplers statt. Dabei wird stets das Verhältnis von Außen- zu Innenleiterradius konstant gehalten, wodurch die Leitungsimpedanz konstant bleibt. Es ergibt sich ein annähernd reflexionsfreier Hochfrequenzzugang mit einer theoretisch unendlichen Breitbandigkeit. Dies ermöglicht eine Reflexionsmessung mit Hilfe eines vektoriiellen Netzwerkanalyzers², um so das Modenspektrum des PETRA-Resonators zu ermitteln.

Um den HF-Eigenschaften der im Stretcherring eingebauten PETRA-Resonatoren am nächsten zu kommen, werden an die Zellen zwei und vier eines dritten, nicht verwendeten, PETRA-Resonators jeweils Stempel angebracht und diese auf eine ähnliche Stempelposition wie sie auch im Beschleunigerbetrieb ohne Strahl vorliegen eingestellt. Zusätzlich wird dieser Resonator zur Temperaturstabilisierung an das Kühlwassersystem der Beschleunigeranlage angeschlossen, um einen Drift der Resonanzfrequenzen der zu untersuchenden HOMs auf Grund von Temperaturschwankungen zu minimieren. An den Resonator wird zudem ein Fundamentalkoppler ange-

¹Dies bezeichnet einen Koaxialleiter mit einer Leitungsimpedanz von 50Ω für HF-Signale mit Frequenzen von 0 bis 18 GHz, welcher über einen Stecker des Typs N (Durchmesser 2,03 cm) verfügt.

²Ein vektoriieller Netzwerkanalysator oder VNA wird in der Hochfrequenztechnik eingesetzt um die Streuparameter oder *S*-Parameter (die Reflexion und Transmission) eines HF-Systems als Funktion der Frequenz des abtastenden Signals zu ermitteln. Hierbei wird ein Signal bekannter Amplitude, Phase und Frequenz in das zu vermessende System eingekoppelt und das phasenverschobene reflektierte Signal analysiert.

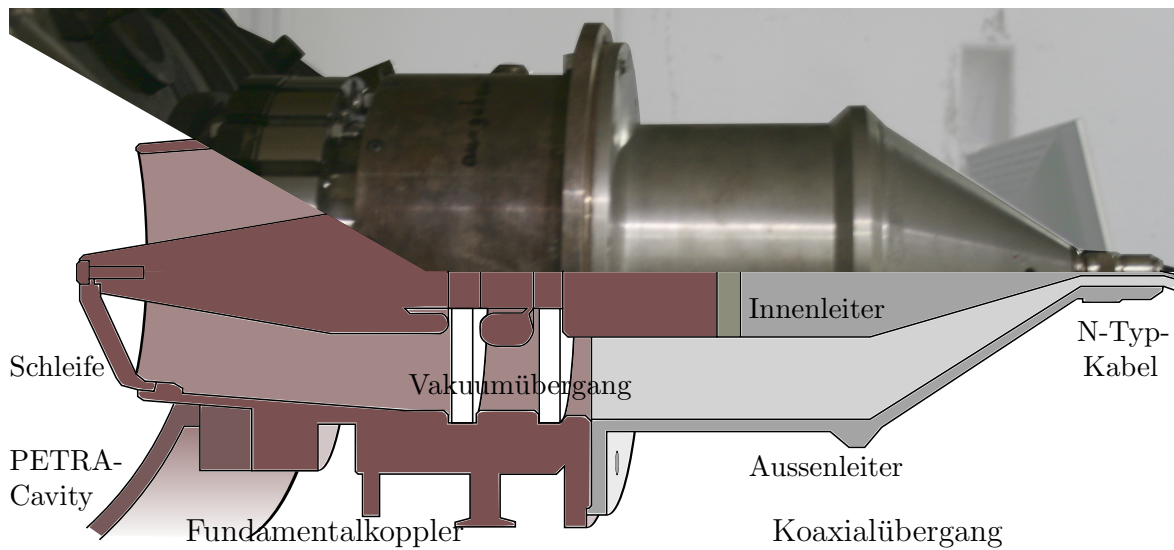


Abbildung 6.1.1: Skizze und Foto des Koaxialübergangs zwischen dem Koaxialteil des Fundamentalkopplers und einem N-Typ Koaxialleiter, welcher auf einem Fundamentalkoppler montiert ist.

bracht, dessen Koppelschleife durch Handjustage so ausgerichtet wird, dass die Fundamentalmode (π -Mode) innerhalb der Möglichkeiten der Handjustage kritisch eingekoppelt wird. Nun wird der Koaxialübergang an den Fundamentalkoppler angebracht und der Resonator über ein Koaxialkabel des N-Typs mit einem VNA verbunden. Dieser tastet das HF-System bestehend aus Kabel, Koaxialübergang und Resonator mit HF-Signalen unterschiedlicher Frequenzen ab und ermittelt aus dem Verhältnis der Amplitude des reflektierten und des hinlaufenden Signals den Reflexionsfaktor ρ . Hierbei können durch Kalibration des VNAs die HF-Eigenschaften des Verbindungskabels kompensiert werden, dies ist jedoch für den Koaxialleiterübergang nicht möglich.

Um das gemessene Spektrum zu interpretieren, sei nun kurz auf das Funktionsprinzip des Fundamentalkopplers des Resonators beziehungsweise einer Schleifenkopplung eingegangen.

6.1.1 Der Fundamentalkoppler

Der Fundamentalkoppler ist wie in Abbildung 6.1.1 gezeigt aus einem kurzen Koaxialleiter und einer Schleife aufgebaut und koppelt das 500 MHz-HF-Signal über das magnetische Feld der Fundamentalmode in den Resonator ein [MHF10b]. Diese Kopplung läuft dabei wie folgt ab: Ein im Koaxialleiter propagierendes HF-Signal erzeugt beim Kurzschluss des Innenleiters mit dem Außenleiter Ausgleichsströme, welche über die Schleife des Fundamentalkopplers fließen. Diese erzeugen ein Magnetfeld, welches die Moden im Resonator anregen kann. Für die Anregung von Moden durch diese Schleifenkopplung muss das Schleifenmagnetfeld gemeinsame Magnetfeldkomponenten mit der anzuregenden Mode aufweisen. Treten Schleifenmagnetfeld und Modenmagnetfeld im Resonator nur senkrecht zueinander auf, ist eine Anregung dieser Mode nicht möglich. Dementsprechend ist die Orientierung der Schleife des Fundamentalkopplers im Resonator maßgeblich für die Kopplung an unterschiedliche Moden verantwortlich.

In den PETRA-Resonatoren wird die Orientierung der Fundamentalkopplerschleife so gewählt, dass die Fundamentalmode (π -Mode) annähernd³ kritisch eingekoppelt wird (siehe Abbildung

³Der Resonator ist überkritisch gekoppelt, um einer Verstimmung der Resonatoren durch Beamloading zu begegnen.

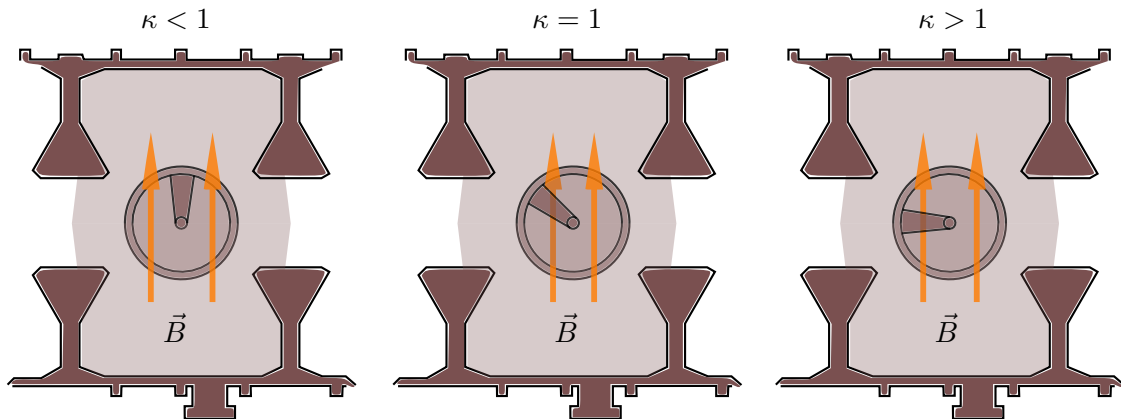


Abbildung 6.1.2: Zusammenhang zwischen Orientierung der Schleife des Fundamentalkopplers im Magnetfeld \vec{B} einer Mode und dem Koppelfaktor κ an eine Mode an Hand dreier Beispiele. Hier ist eine unterkritische (Links), kritische (Mitte), und überkritische (Rechts) Kopplung an die Fundamentalmode gezeigt.

6.1.2). Eine kritische Einkopplung, wie im mittleren Bild gezeigt, liegt dann vor, wenn die gesamte einlaufende Leistung in den Resonator gelangt und dort dissipiert wird. Dementsprechend treten keine reflektierten Leistungen mehr auf und der Reflexionsfaktor ρ wird Null. Jedoch lassen sich auch andere HOMs, die gemeinsame Magnetfeldkomponenten mit dem Schleifenmagnetfeld aufweisen, durch die Schleife bei dieser Orientierung anregen. Der Koppelfaktor κ variiert jedoch für jede HOM in Abhängigkeit von seiner Magnetfeldverteilung im Resonator. Der Koppelfaktor bezeichnet das Verhältnis der Leitungsimpedanzen am Übergang zweier Hohlleitersysteme, in diesem Fall vom Fundamentalkoppler zum Resonator. Hierbei ist der Koppelfaktor eins falls eine kritische Kopplung vorliegt, null bei vollständiger Reflexion des einlaufenden HF-Signals am Übergang. Eine überkritische Kopplung $\kappa > 1$, im rechten Bild gezeigt, liegt dann vor, wenn das Eingangssignal zwar transmittiert wird, dessen Leistung jedoch nicht komplett im Resonator dissipiert wird und dementsprechend im Resonator reflektiert und dann wieder ausgekoppelt wird. Vor allem TM-Moden höherer Ordnung können mit der Schleifenkopplung angeregt werden, da deren Magnetfeldstärke wie das der Fundamentalmode radial zunimmt. Jedoch können TE-Moden mit longitudinalem Magnetfeld auch durch eine Schleifenkopplung mit einer Orientierung wie in Abbildung 6.1.2 angeregt werden, da manche dieser Moden gemeinsame Magnetfeldkomponenten mit dem Schleifenmagnetfeld aufweisen. Diese sollten daher im Spektrum des Reflexionsfaktors ebenfalls sichtbar sein.

6.1.2 Die Reflexionsmessung

In Abbildung 6.1.3 ist das Reflexionsspektrum des vermessenen PETRA-Resonators in einem Frequenzbereich von 400 MHz bis 1,7 GHz dargestellt.

Nur im Fall einer resonanten Anregung der Fundamentalmode oder von HOMs im Resonator durch das abtastende HF-Signal des VNAs wird dieses nicht vollständig reflektiert und es ergibt sich eine Reduzierung des Reflexionsfaktors. In Abhängigkeit der Kopplung zwischen dem Fundamentalkoppler und einer angeregten Mode erreicht der Reflexionsfaktor auf der Resonanzfrequenz der Mode einen minimalen Wert. Bei einer kritischer Kopplung ist dieser exakt null, bei über- oder unterkritischer Kopplung liegt der minimale Wert des Reflexionsfaktors zwischen null und eins. Ohne Einbeziehung der Phasenbeziehung zwischen abtastendem- und reflektiertem

HF-Signal ist eine Unterscheidung zwischen über- oder unterkritischer Kopplung nicht möglich, da die Phasenbeziehung in dieser Reflexionsmessung nicht sichtbar wird.

Es werden auch Reflexionsfaktoren über eins gemessen, was jedoch aus Gründen der Energieerhaltung nicht möglich ist. Dies ist dadurch zu erklären, dass die HF-Eigenschaften des Koaxialübergangs nicht durch eine Kalibration des VNAs kompensiert werden können. Dessen Frequenzgang überlagert sich mit den Reflexionseigenschaften des restlichen HF-Systems und wird als Enveloppe bei dieser Messung sichtbar.

Zu sehen sind drei Resonanzen bei etwa 500 MHz, welche drei der fünf Aufspaltungen der Fundamentalmode des Resonators entsprechen. Die Tatsache, dass nur drei der fünf Fundamentalmoden in der Reflexionsmessung sichtbar sind, lässt sich dadurch erklären, dass der Fundamentalkoppler in der mittleren Zelle des Resonators platziert ist. Im Fall eines um die mittlere Zelle spiegelsymmetrischen fünfzelligen Resonators findet sich bei zwei der fünf Mode in der mittleren Zelle kein Feld, wie auch aus den simulierten Feldverteilungen der fünf Untermoden in Abbildung A.2.1 im Anhang ersichtlich wird. Als Folge findet sich in dieser Zelle auch kein transversales Magnetfeld welches an die Schleife des Fundamentalkoppler koppeln könnte. Diese beiden Untermoden der Fundamentalmode treten daher in dieser Reflexionsmessung nicht auf⁴. Zusätzlich zu diesen Moden sind ab einer Frequenz von etwa 720 MHz eine große Anzahl von schmalbandigen Resonanzkurven von HOMs zu erkennen, welche verschiedene Minima des Reflexionsfaktors auf Grund der unterschiedlich starken Kopplung zum Magnetfeld der Schleife des Fundamentalkopplers aufweisen. So lassen sich die Güten und Koppelfaktoren von vielen HOMs ermitteln. Zusätzlich ermöglicht der HF-Zugang über den Koaxialübergang zum PETRA-Resonator eine Vermessung der Koppelimpedanzen dieser HOMs, welche im nachfolgenden Abschnitt durchgeführt wurde.

Da eine große Anzahl von HOMs in der Reflexionsmessung sichtbar sind, das heißt vom VNA angeregt werden können, können diese HOMs im Falle einer Anregung durch den umlaufenden Elektronenstrahl im Beschleunigerbetrieb auch über die Koppelschleife in den Koaxialteil des Fundamentalkopplers propagieren. Von dort aus können diese dann in Abhängigkeit des frequenzabhängigen Transmissionsverhaltens der nachfolgenden HF-Elemente ihre Propagation zum Beispiel ins Hohlleitersystem fortführen. Dies motiviert auch nachfolgende Modifikationen am Hohlleitersystem, bei der im Hohlleiter propagierende HOMs dort durch breitbandige Ferritabsorber gedämpft werden (siehe Abschnitt 6.3).

6.2 Aufbau eines Störkörpermessstandes zur Impedanzbestimmung von HOMs

Im Abschnitt 6.1 wurde deutlich, dass die induktive Einkopplung über den Fundamentalkoppler der PETRA-Resonatoren nicht nur die Fundamentalmode vom Koaxialleiter zum Resonator transmittiert, sondern auch an eine große Anzahl von Moden höherer Ordnung mit unterschiedlicher Stärke koppelt. Neben der Möglichkeit der Impedanzreduzierung durch externe Lasten, wie sie im Abschnitt 6.3 erläutert werden, bietet dies auch einen direkten Zugang um Koppelimpedanzen dieses Resonator-Typs zu bestimmen. Es wurde im Zuge dieser Arbeit ein Messstand in Betrieb genommen, der eine Impedanzbestimmung mit Hilfe der Störkörpermethode ermöglicht. Hierfür wurde ein zusätzlicher PETRA-Resonator verwendet, welcher nicht im Beschleunigerbetrieb genutzt wird.

⁴Werden die Stempel auf stark unterschiedliche Positionen gefahren, also eine asymmetrische Feldverteilung in den Zellen der Resonatoren erzwungen, so werden diese beiden Moden in der Reflexionsmessung sichtbar.

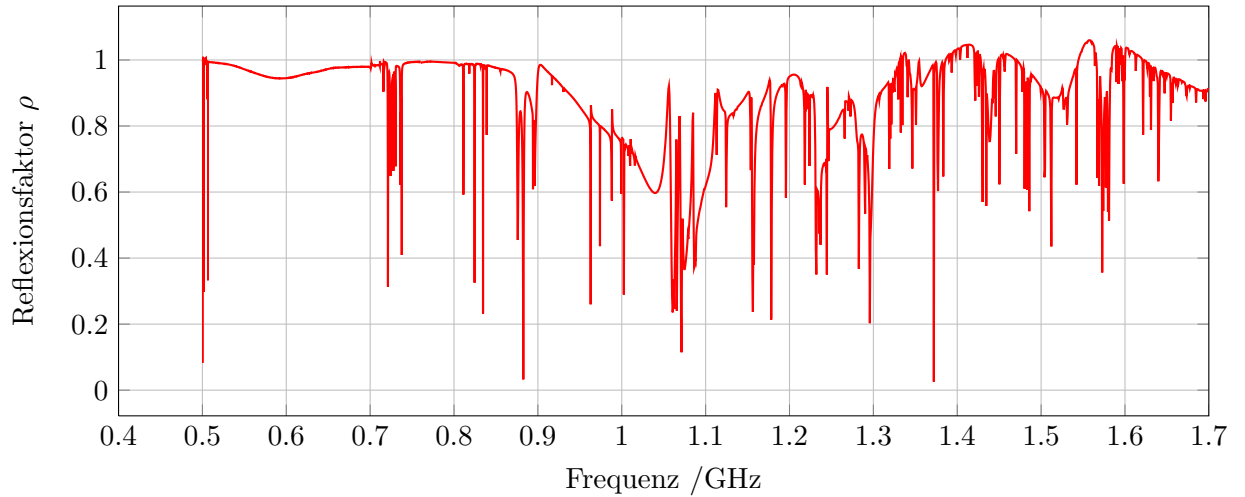


Abbildung 6.1.3: Unkalibriertes Spektrum des Reflexionsfaktors eines PETRA-Resonators.

6.2.1 Theorie der Störkörpermessung

Um achsnah elektrische Felder innerhalb eines Resonators zu vermessen sollte auf Grund ihres Einflusses auf die Feldverteilung auf die Verwendung von Antennen bei der Vermessung Abstand genommen werden. Vielmehr bietet es sich an durch Einbringen eines kleinen dielektrischen Körpers das elektrische Feld lokal leicht zu stören. Zur Vermessung magnetischer Felder lässt sich ein metallischer Störkörper verwenden. Die Störung bewirkt eine Verschiebung der Resonanzfrequenz ω_0 . Diese Variationen können mit Hilfe eines vektoriellen Netzwerkanalysators gemessen werden und zur Feldstärkenbestimmung genutzt werden. Hierbei wird die Messung der Verschiebung der Resonanzfrequenz *Resonante Störkörpermessung* genannt. Aus der Messung der Feldstärke lässt sich dann bei Verwendung des dielektrischen Störkörpers direkt die Impedanz der jeweiligen Mode bestimmen.

Es wird ein kugelförmiger Störkörper mit Volumen V_s entlang der Strahlachse s mit einer Dielektrizitätskonstante von $\varepsilon_r \varepsilon_0$ durch den Resonator bewegt. Man erhält die elektrische Feldstärke $E(s)$ an der Stelle s in Abhängigkeit der Frequenzverschiebung $\Delta\omega(s)$ von der Resonanzfrequenz ω_0 nach [Hil06b] durch

$$E(s)_{\text{diel.}} = \sqrt{2 \frac{W}{\alpha_s^{\text{diel.}}} \cdot \frac{\Delta\omega(s)}{\omega_0}}. \quad (6.2.1)$$

Hierbei bezeichnet α_s die Störkörperkonstante, welche im Fall einer dielektrischen Kugel [Kho92]

$$\alpha_s^{\text{diel.}} = V_s \cdot \frac{\varepsilon_r - 1}{\varepsilon_r + 2} 3\varepsilon_0 \quad (6.2.2)$$

ist, $(\varepsilon_r) \varepsilon_0$ bezeichnen die (relative) Permittivität und W die im Resonator dissipierte Energie. Zusätzliche Informationen über die gesamte Feldverteilung der untersuchten Mode erhält man, wenn man zusätzlich eine metallische Kugel als Störkörper verwendet. Dieser stört nicht nur das elektrische, sondern auch das magnetische Feld H . Es gilt dabei für die elektrische Feldverteilung nach [Kho92]

$$E(s)_{\text{met.}} = \sqrt{2 \frac{W}{\alpha_s^{\text{met.}}} \cdot \frac{\Delta\omega(s)}{\omega_0} + \frac{\mu_0}{\varepsilon_0} \cdot H(s)^2}. \quad (6.2.3)$$

Die elektrische Störkörperkonstante für einen metallischen Körper lässt sich in Anlehnung an [Kho92] zu

$$\alpha_s^{\text{met.}} = V_s \cdot \frac{3\epsilon_0}{2} \quad (6.2.4)$$

berechnen.

Das ortsabhängige magnetische Feld $H(s)$ bewirkt ebenfalls eine Frequenzverschiebung $\Delta\omega(s)$, welche die des elektrischen Feldes überlagert. Dies lässt als Einzelmessung keinen gültigen Schluss über die magnetische oder elektrische Feldverteilung zu. In Kombination mit der Störkörpermessung mit einem dielektrischen Störkörper, welche lediglich auf die elektrischen Felder sensitiv ist, ergeben sich jedoch Rückschlussmöglichkeiten für die Identifizierung der vermessenen Mode. Es stellen insbesondere TM-Moden höherer Ordnung in der longitudinalen Ebene teilweise große longitudinale Koppelimpedanzen dar. Es ist daher sinnvoll, mit der Störkörpermessung eine Identifizierung der TM- und TE-Moden zu erreichen.

Betrachtet man die räumliche Verteilung der elektrischen und magnetischen Felder im Resonator, so stellt man fest, dass für viele TM-Moden im Bereich der Strahlachse, auf der die Störkörpermessungen durchgeführt werden, das elektrische Feld maximal ist. Das magnetische Feld $H(s)$ tritt hier nicht in Erscheinung und Gleichung 6.2.3 vereinfacht sich zu

$$E(s)^{\text{TM}} = \sqrt{2 \frac{W}{\alpha_s^{\text{met.}}} \cdot \frac{\Delta\omega(s)}{\omega_0}}. \quad (6.2.5)$$

Vergleicht man nun $E(s)_{\text{diel.}}$ und $E(s)_{\text{met.}}$ des metallischen und des dielektrischen Störkörpers und sind diese identisch, so trat kein Magnetfeld entlang der Strahlachse in Erscheinung und es handelt sich folglich um eine TM-Mode. Entsprechend lassen sich TE-Moden durch das Auftreten eines Magnetfeldes entlang der Strahlachse identifizieren. Die Koppelimpedanz Z der Moden lässt sich nun in Anlehnung an die Bestimmung der Shuntimpedanz nach [Hil06b] durch

$$Z = \frac{U^2}{2P_V} \quad (6.2.6)$$

ausdrücken, wobei U die Beschleunigungsspannung und P_V die Verlustleistung der angeregten Mode im Resonator ist. Zur Bestimmung der Impedanz der Mode muss die Beschleunigungsspannung U durch Integration der Feldverteilung entlang des Resonators der Länge L ermittelt werden. Hierbei muss jedoch auch die Änderung des oszillierenden elektrischen Feldes während der Laufzeit der Elektronenbunche durch den Resonator in die Betrachtung mit einbezogen werden. Da die Elektronen bereits bei einer Injektionsenergie von 1,2 GeV in ELSA stets ultrarelativistisch sind kann hier für die Elektronengeschwindigkeit die Lichtgeschwindigkeit c angenommen werden. Somit lässt sich die zeitliche Oszillation der elektrischen Felder durch

$$\cos(\omega_0 \cdot t) = \cos\left(\omega_0 \cdot \frac{s}{c}\right) \quad (6.2.7)$$

ausdrücken. Man erhält für die Impedanz der Mode

$$Z = \Lambda \frac{2Q_0 W}{\omega_0^2 \alpha_s} \cdot \left| \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \sqrt{\Delta\omega(z)} \cdot ds \right|^2. \quad (6.2.8)$$

Hierbei bezeichnet Q_0 die unbelastete Kreisgüte der Resonanz. Λ ist der Laufzeitfaktor,

$$\Lambda = \left| \frac{\int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} E_0(s) \cdot \cos\left(\omega_0 \cdot \frac{s}{c}\right) \cdot ds}{\int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} E_0(s) \cdot ds} \right|^2 \quad (6.2.9)$$

der die oben beschriebene Dynamik der Elektronenbunche und Felder beschreibt.

6.2.2 Aufbau eines Messstandes

In Abbildung 6.2.1 ist ein schematischer Aufbau des Störkörpermessstandes gezeigt, welcher im Detail folgende Funktionen erfüllt:

Der PETRA-Resonator wird am Teststand an das Kühlwassersystem angeschlossen, um eine Temperaturstabilisierung von ± 1 °C zu erreichen und den thermischen Drift der Resonanzfrequenzen zu minimieren. Zusätzlich wird an den dafür vorgesehenen Stellen der Zellen zwei und vier jeweils ein Abstimmstempel montiert, die der im Stretcherring eingebauten Ausführung möglichst nahe kommen. Ein möglichst reflexionsfreier HF-Zugang zum Resonator wird wie in Abschnitt 6.1 beschrieben durch den Koaxialübergang erreicht.

Als Störkörper werden eine Stahlkugel sowie eine Teflonkugel mit jeweils einem Radius von $R = 5$ mm genutzt. Der Radius wurde deshalb so groß gewählt, da die Störkörper mit kleineren Radien das Feld des Resonators nicht stark genug stören, um eine detektierbare Frequenzverschiebung zu messen. Der Störkörper wird mittels eines reißfesten, nichtleitenden dünnen Nylonfadens auf der Strahlebene fixiert.

An beiden Enden des Resonators sind je zwei Halterungen aufgebaut, welche zum Einen zur Führung und Positionierung des am Faden befestigten Störkörpers benötigt werden, zum Anderen wird an einer der Halterungen zusätzlich ein Schrittmotor mit Antriebsrad befestigt, der eine computergesteuerte Verschiebung des Störkörpers entlang der Strahlachse ermöglicht. Um ein Durchhängen und somit ein Abweichen des Störkörpers von der eigentlichen Strahlposition zu minimieren, wird der Anfang des Fadens über eine Spannfeder mit seinem Ende verbunden. Eine an den beiden Vakuumflanschen des Resonators eingesetzte Kreuzblende wird ermöglicht eine genaue Positionierung des Störkörpers entlang der Strahlachse. Dies vereinfacht eine zukünftige Untersuchung der strahlachsenfernen Impedanzen der Feldverteilungen, da der horizontale und vertikale Durchstoßpunkt des Fadens durch die beiden Kreuzblende gemessen und als Abgleichspunkt verwendet werden kann.

Somit lässt sich die longitudinale Position des Störkörpers im Resonator ferngesteuert entlang der Strahlachse variieren, was eine größtenteils automatisierte Messung ermöglicht. Mit Hilfe des in [Sch10] entwickelten LABVIEW⁵-Programms zur Störkörpermessung kann eine automatisierte Vermessung des PETRA-Resonators durchgeführt werden.

6.2.3 Messablauf der Störkörpermessung

Die Steuerung des Schrittmotors und somit der Störkörperposition wird direkt vom LABVIEW Programm übernommen. Hier soll nun kurz auf den Messablauf der Störkörpermessung eingegangen werden, Details zu dem genauen Aufbau dieses Programms finden sich in [Sch10].

Mit einer Reflexionsmessung des Netzwerkanalysators wird der Frequenzbereich einer zur Vermessung geeigneten Schwingungsmoden ermittelt. Dabei sollte die komplette Resonanzkurve der Mode innerhalb dieses Frequenzbereichs liegen und dieser so gewählt werden, dass bei einer Frequenzverschiebungen der Kurve in der Größenordnung von 150 kHz diese noch darin liegt. Zusätzlich sollte eine benachbarte Resonanz nicht in dem ausgewählten Frequenzbereich liegen. Die Auswahl des zu vermessenden Frequenzbereichs ist notwendig, damit die im Messprozess ermittelten Werte zu der zur vermessenden Resonanzkurve gehören und nicht durch benachbarte Resonanzen verfälscht werden.

Es bietet sich bei Messungen über Nacht an, die Option "Schleife" zu aktivieren, so dass dem

⁵Aus dem Englischen für **L**aboratory **V**irtual **I**nstrumentation **E**ngineering **W**orkbench, ist eine Plattform zum Systemdesign und Entwicklungsumgebung auf Grundlage einer visuellen Programmiersprache von der Firma National Instruments [Nat12].

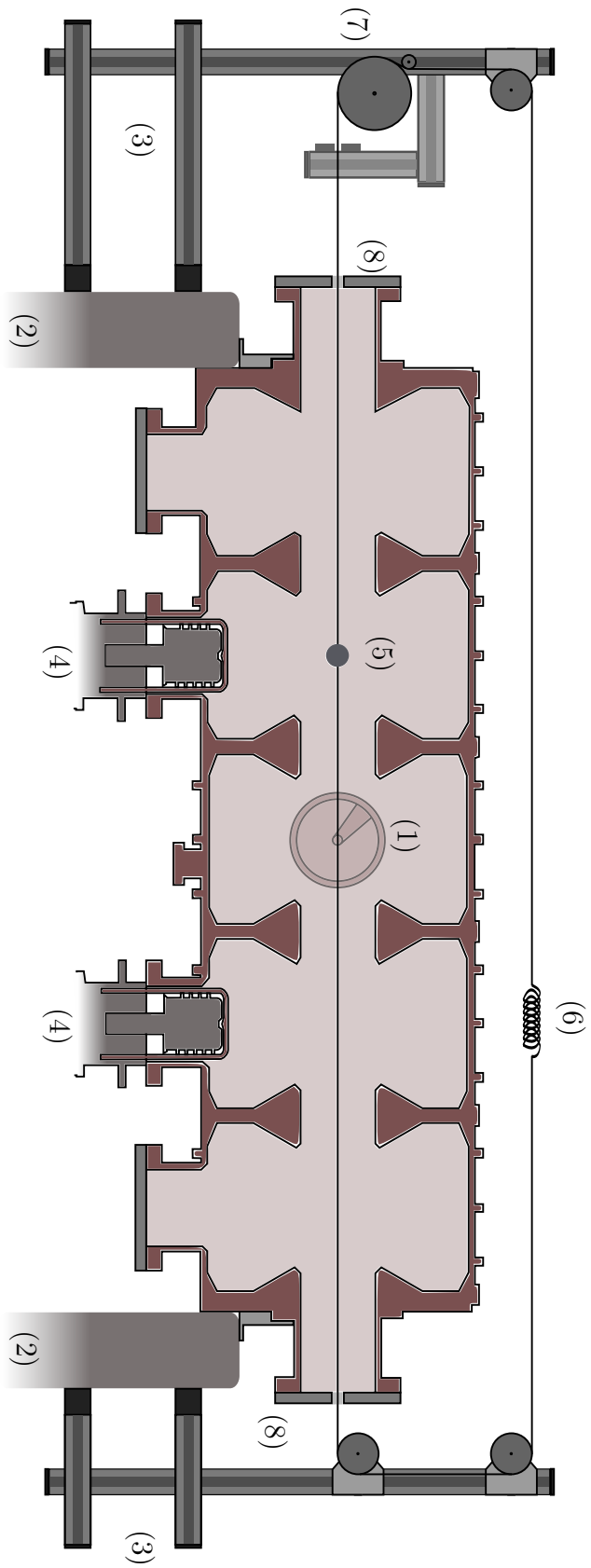


Abbildung 6.2.1: Skizzierung des Aufbaus des Störkörpermessstandes: PETRA-Cavity mit Fundamentalkoppler (1), Montagehalterung (2), MiniTec-Gestell (3), Stempel (4), Störkörper (5) an einem reißfesten Faden, Spannfeder (6), Antriebsrad mit Schrittmotor (7) sowie Kreuzblenden (8).

Messdurchlauf direkt ein weiterer folgt. So werden viele aufeinander folgende Messreihen der gleichen Mode durchgeführt. Somit lassen sich bei der Auswertung die Messreihen verwenden, in deren Messzeit keine nennenswerten thermischen Drifts stattgefunden haben. Bei langen Messzeiten treten, trotz Temperaturstabilisierung des Resonators Temperaturschwankungen auf, welche nach Abschnitt 2.6 in Verschiebungen der Resonanzkurve resultieren.

Die Messung läuft nun automatisiert ab. Als erstes wird der Koppelfaktor κ und die unbelastete Güte Q_0 bestimmt. Daraus errechnet das Programm automatisch die im Resonator dissipierte Leistung W . Diese Größen sind später für die Bestimmung der Impedanzen essenziell. Hierbei sei jedoch angemerkt, dass das Programm nicht zwischen über- oder unterkritischer Kopplung unterscheiden kann. Zur Unterscheidung kann die Resonanzkurve vorher im komplexen Raum als SMITH-Diagramm⁶ dargestellt werden. Dort lässt sich die Kopplungsart nach [Hil06b] ermitteln. Ist nun bekannt, ob die Mode über- oder unterkritisch koppelt, kann der Koppelfaktor durch den Reflexionsfaktor $\rho(\omega_0)$ auf der Resonanzfrequenz der Mode nach [Hil06b] durch

$$\text{Überkritisch: } \kappa = \frac{1 + |\rho|}{1 - |\rho|} \quad (6.2.10)$$

$$\text{Unterkritisch: } \kappa = \frac{1 - |\rho|}{1 + |\rho|} \quad (6.2.11)$$

bestimmt werden. Hierbei wird auf die Marker-Funktion des vektoriellen Netzwerkanalysators zurückgegriffen, der in diesem Fall den minimalen Reflexionsfaktor bestimmt. Für die Bestimmung der belasteten Güte ist die volle Halbwertsbreite der Resonanzkurve nach [Hil06b] zu ermitteln. Hierbei werden die beiden Marker-Punkten $|\rho(\Delta\omega_H)|$ links und rechts der Resonanzfrequenz über die Relation

$$|\rho(\Delta\omega_H)| = \frac{\sqrt{\kappa^2 + 1}}{\kappa + 1} \quad (6.2.12)$$

errechnet und die Marker auf diese Positionen gesetzt, anschließend wird deren Frequenzdifferenz $\Delta\omega_H$ ermittelt. Nun lässt sich mit

$$Q = \frac{Q_0}{(1 + \kappa)} = \frac{\omega_0}{\Delta\omega_H} \quad (6.2.13)$$

die belastete und unbelastete Kreisgüte der Resonanzkurve ermitteln.

Für die Bestimmung der in dieser Mode dissipierten Energie W kann über das Stehwellenverhältnis S , welches durch

$$S = \frac{1 + |\rho|}{1 - |\rho|} \quad (6.2.14)$$

gegeben ist, diese ermittelt werden durch

$$P = \frac{4S}{(1 + S)^2} \cdot P_0. \quad (6.2.15)$$

P_0 bezeichnet hierbei die Leistung des HF-Signals aus dem vektoriellen Netzwerkanalysator, nachdem dieses das Koaxialkabel zwischen Cavity und VNA durchquert hat. Da das Transmissionsverhalten dieses Koaxialkabels frequenzabhängig ist, wird P_0 für drei Frequenzbereiche 500 MHz, 720 MHz sowie 1,46 GHz gemessen. Es ergibt sich jeweils $(853 \pm 1) \mu\text{W}$, $(849 \pm 1) \mu\text{W}$ sowie $(819 \pm 1) \mu\text{W}$ für P_0 in diesen Frequenzbereichen.

Die nun tatsächlich in der Mode dissipierte Energie wird im LABVIEW-Programm in Anlehnung an [Hil06b] durch

$$W = \frac{P \cdot Q_0}{\omega_0} \quad (6.2.16)$$

⁶Im SMITH-Diagramm wird der Reflexionsfaktor im komplexen Phasenraum dargestellt.

Mode	$\omega_0/2\pi$ /MHz	Q_0	Z/Λ /M Ω	Z /M Ω	Λ
TM ₀₁₀	500,3	25340 \pm 976	23,162 \pm 2,470	13,011 \pm 1,902	0,56
TM ₀₁₀	502,2	26080 \pm 910	21,593 \pm 2,067	0,343 \pm 0,050	0,02
TM ₀₁₀	506,0	12080 \pm 848	10,644 \pm 1,459	0,013 \pm 0,002	0,001
TM ₀₁₁	727,7	26970 \pm 1106	3,505 \pm 0,419	1,003 \pm 0,156	0,29
TM ₀₁₁	730,2	15490 \pm 1221	1,867 \pm 0,437	0,529 \pm 0,135	0,28
TM ₀₂₁	1457,1	17050 \pm 956	9,369 \pm 1,129	1,221 \pm 0,191	0,13
TM ₀₂₁	1478,6	33110 \pm 1208	1,219 \pm 0,493	0,071 \pm 0,029	0,06

Tabelle 6.2.1: Tabelle der vermessenen Fundamentalmoden und HOMs für den metallischen Störkörper sowie deren wahrscheinliche Identifizierung. Die Laufzeitfaktoren beziehen sich, außer bei den Fundamentalmoden, auf den maximal erreichbaren Faktor und seien mit einem Fehler von 10 % versehen.

Mode	$\omega_0/2\pi$ /MHz	Q_0	Z/Λ /M Ω	Z /M Ω	Λ
TM ₀₁₀	500,5	25286 \pm 753	20,982 \pm 5,190	10,714 \pm 2,859	0,51
TM ₀₁₀	502,3	23637 \pm 873	12,481 \pm 3,258	0,025 \pm 0,007	0,002
TM ₀₁₀	506,6	12334 \pm 839	8,255 \pm 2,176	0,317 \pm 0,089	0,038
TM ₀₁₁	727,7	25884 \pm 1089	8,909 \pm 2,258	1,924 \pm 0,524	0,22
TM ₀₁₁	730,2	15494 \pm 610	6,373 \pm 1,969	0,823 \pm 0,267	0,13
TM ₀₂₁	1456,8	14084 \pm 872	7,603 \pm 1,919	1,091 \pm 0,296	0,14
-	1470,4	33281 \pm 1423	0,561 \pm 0,320	0,035 \pm 0,020	0,06

Tabelle 6.2.2: Tabelle der vermessenen Fundamentalmoden und HOMs für den dielektischen Störkörper sowie deren wahrscheinliche Identifizierung, soweit möglich. Die Laufzeitfaktoren beziehen sich, außer bei den Fundamentalmoden, auf den maximal erreichbaren Faktor und seien mit einem Fehler von 10 % versehen.

berechnet. Die Charakteristiken der Resonanzkurve werden zusammen mit den Messdaten der nachfolgenden eigentlichen Messung gespeichert.

Der Störkörper wird nun schrittweise von Position 0 bis Position 1780 mm, also dem Anfang des Resonators bis zu dessen Ende, mit einer Schrittweite von typischerweise 5 mm durchgefahren. Hierbei wird bei jedem Schritt die eingestellte Einschwingdauer abgewartet, dann der eingestellte Frequenzbereich der Resonanzkurve vom vektoriiellen Netzwerkanalysator abgetastet und der frequenzabhängige Reflexionsfaktor mit typischerweise 10 s zeitlicher Mittelung aufgenommen. Ein Marker wird nun auf das neue Minimum der Resonanzkurve gesetzt und daraus die Frequenzabweichung zwischen diesem Marker und der Resonanzfrequenz des ungestörten Resonators ermittelt und gespeichert.

6.2.4 Auswertung

Die gespeicherten Dateien enthalten nun für die jeweilige vermessene Mode dessen Resonanzfrequenz im ungestörten Zustand, die korrespondierende Position des Störkörpers sowie die Abweichung der gestörten Resonanzfrequenz von der ungestörten. Zusätzlich sind die vorher automatisch errechneten Werte für den Koppelfaktor der Mode, deren ungelastete Güte sowie die dissipierte Leistung beigefügt.

In diesen ersten Messungen mit dem Störkörpermessstand wurden die Impedanzen von drei der fünf Fundamentalmoden sowie vier weiteren HOMs unter Verwendung des Stahl- sowie Teflonstörkörpers vermessen.

Es ergibt sich für die Stahlkugel mit einem Radius von 5 mm eine Störkörperkonstante von

$\alpha_s^{\text{met.}} = (13,91 \pm 1,25) \cdot 10^{-18} \text{ Asm}^2/\text{V}$ und für die Teflonkugel mit gleichem Radius mit $\epsilon_r = 2,1$ [Cll12] ergibt sich $\alpha_s^{\text{diel.}} = (3,73 \pm 0,88) \cdot 10^{-18} \text{ Asm}^2/\text{V}$. Wie hier bereits deutlich wird, weist der Teflonstörkörper eine etwa um den Faktor vier kleinere Störkörperkonstante auf, wodurch sich einerseits der Fehler auf Grund von Fertigungstoleranzen ($\Delta R = 0,1 \text{ mm}$) der Störkörper deutlicher niederschlägt. Andererseits werden durch den Teflonstörkörper auch geringere Frequenzverschiebungen der Resonanzfrequenz im Resonator bewirkt. Dementsprechend sind die Fehler auf die ermittelten Fundamentalmoden und HOMs für den dielektrischen Störkörper etwa doppelt so groß wie für den metallischen. Auf Grund des großen Fehlers der ermittelten Koppelimpedanzen von etwa 25 % sind diese im Vergleich zur Messung mit dem metallischen Störkörper nicht so gut zur Bestimmung von diesen Impedanzen geeignet. Zur Identifizierung von gemessenen Magnetfeldkomponenten in der Frequenzverschiebung lassen sich die Messungen mit dem Teflonstörkörper jedoch trotzdem verwenden. Nach der Ermittlung des elektrischen Feldes $E(s)$ aus den beiden Störkörpermessungen lässt sich an Hand eines optischen Vergleichs des Verlaufs des E -Felds feststellen, ob lokale Magnetfeldanteile in der Frequenzverschiebung bei der Messung mit dem metallischen Störkörper vorliegen. Jedoch stimmen für einen Großteil der vermessenen Moden die ermittelten Werte für die Impedanzen innerhalb ihrer Messfehler überein.

Die Funktionsweise des Störkörpermessstandes wird zuerst in der Vermessung der drei Untermoden der TM_{010} -Mode erprobt. Für die Shuntimpedanzen dieser Moden ergeben sich nach der Messung mit dem metallischen Störkörper Impedanzen, welche in Tabelle 6.2.1 aufgelistet sind. Dabei weist besonders die TM_{010} -Mode bei 500 MHz die größte Impedanz von $(23,16 \pm 2,47) \text{ M}\Omega$ auf. Unter Berücksichtigung der Phasenbeziehung der Felder der einzelnen Zellen nach den Simulationen in Abbildung A.2.1 im Anhang kann dieser Untermode die π -Mode zugeordnet werden, welche im Betrieb zur Beschleunigung des Elektronenstrahls genutzt wird. Somit ergibt sich ein Laufzeitfaktor Λ von 56 %, was der Mode eine Shuntimpedanz von etwa $(13,011 \pm 1,902) \text{ M}\Omega$ zuordnet. Dieser Wert korrespondiert mit dem Designwert von etwa 15 $\text{M}\Omega$ nach [MHF10a], wenn man bedenkt, dass das vermessene PETRA-Cavity seit Jahren belüftet und eingelagert wurde. Dementsprechend weicht die Güte dieser Fundamentalmode mit $Q_0 = 25340 \pm 976$ vom Designwert nach [MHF10a] von 29500 um etwa 16 % ab, was sich auch linear auf die ermittelte Shuntimpedanz auswirkt. Das ermittelte elektrische Feld auf der Strahlachse $E(s)_{\text{met.}}$ sowie das auf das mit Lichtgeschwindigkeit durchlaufenden Teilchen wirkende effektive Feld $E(s)_{\text{met.}}^{\text{eff}}$ ist in Abbildung 6.2.2 gezeigt.

An Hand der Simulation der Untermoden konnte nach Abbildung A.2.1 im Anhang die Shuntimpedanz der restlichen zwei TM_{010} -Untermoden zu $(1,420 \pm 0,197) \text{ M}\Omega$ sowie $(13 \pm 0,2) \text{ k}\Omega$ bestimmt werden. Die elektrische Feldverteilung sind in den Abbildungen A.2.3 sowie A.2.4 im Anhang zu sehen. Die Feldverteilung $E(s)_{\text{met}}$ weist hierbei in den Zellen zwei, drei und vier Felder auf, wobei nach der Simulation lediglich in der mittleren Zelle ein elektrisches Feld vorliegen sollte. Bei der dielektrischen Störkörpermessung liegt diese Diskrepanz nicht vor, weshalb vermutet werden kann, dass während der Messung mit dem metallischen Störkörper eine Temperaturvariation die Messung verfälschte. Daher ist für diese Untermode die ermittelte Impedanz der Messung mit dielektrischem Störkörper der anderen Messung vorzuziehen.

Nun wurden vier weitere HOMs des Resonators vermessen. Die Auswahl der zu vermessenden HOMs verlief hierbei nach dem Kriterium einer hohen unbelasteten Güte, welche mittels des LABVIEW-Programms ermittelt werden konnte. Hierbei wiesen im Frequenzspektrum des Reflexionsfaktors besonders Moden bei der Frequenz 727,7 MHz, 730,2 MHz sowie 1470,6 MHz hohe unbelastete Güten von 15490 ± 1221 , bis 33110 ± 1208 auf. Ein Vergleich der elektrischen Feldverteilung (vgl. Abbildung A.2.5 und A.2.6 im Anhang) der beiden Messungen mit verschiedenen Störkörpern lässt vermuten, dass keine Magnetfeldanteile in die Messung des metallischen Störkörpers einfließen. Zudem lassen sich an der Feldverteilung der mittleren Zelle der Moden

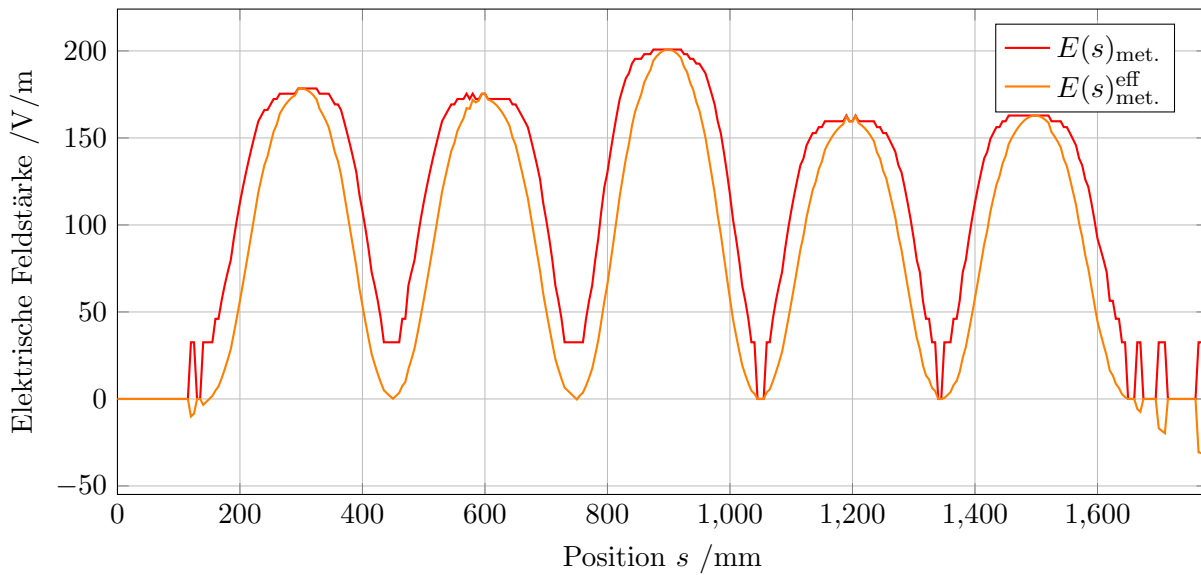


Abbildung 6.2.2: Die ermittelte elektrische Feldverteilung der Fundamentalmode des PETRA-Resonators auf der Strahlachse mit einem metallischen Störkörper.

der Frequenz 727,7 MHz und 730,2 MHz ein Knotenpunkt erkennen. An Hand dieser Tatsache sowie der Lage der Resonanzfrequenz dieser Moden (vgl. Gleichungen 2.5.5 und 2.5.6) können diese der TM_{011} -Mode zugerechnet werden. Als effektive Koppelimpedanz ergeben sich hierbei mit dem metallischen Störkörper $(1,003 \pm 0,156) \text{ M}\Omega$ beziehungsweise $(0,529 \pm 0,135) \text{ M}\Omega$. Hierbei weichen die ermittelten Koppelimpedanzen Z/Λ zwischen dielektrischer und metallischer Störkörpermessung stark voneinander ab. Dies lässt sich an Hand der elektrischen Feldverteilung der dielektrischen Störkörpermessung in Abbildungen A.2.5 und A.2.6 im Anhang erklären. Man erkennt, dass bei der dielektrischen Störkörpermessungen annähernd an jeder Stelle im Resonator eine Frequenzverschiebung gemessen wurde, welche in der elektrischen Feldverteilung als Spitzen mit einer Feldstärke von etwa 70 V/m erscheinen. Diese können durch thermische Drifts oder Schwingen des Störkörpers durch mangelnde Spannungen der Befestigungsschnur ausgelöst worden sein. Dadurch ist die integrierte Feldstärke deutlich höher als bei der Messung mit dem metallischen Störkörper, welcher diese Störungen nicht detektierte.

Zusätzlich sollte eine im Beschleunigerbetrieb prominent auftauchende HOM bei einer Frequenz von etwa 1459 MHz untersucht werden. Diese regte im Beschleunigerbetrieb schon bei Strahlströmen von etwa 20 mA bei Injektionsenergie die Multibunchmode 252 resonant an, was im Strahlspektrum sichtbar wird. Daher wurde eine hohe longitudinale Koppelimpedanz dieser Mode vermutet [Sch12], was auch durch Simulation von André Roth (vgl. Abbildung 3.2.2) bestätigt wurde. In der Simulation wurde diese Mode mit der Monopolmode TM_{021} identifiziert [Rot12]. Im Rahmen dieser Messung wurde eine Mode mit einer unbelasteten Güte von 17050 ± 956 bei einer Frequenz von 1457,1 MHz vermessen. Die longitudinale Feldverteilung dieser Mode ist in Abbildung 6.2.3 zu sehen. Man erkennt, dass in jeder Zelle ein Knotenpunkt des E -Felds vorliegt. Weiterhin traten beim Vergleich der elektrischen Feldverteilung der beiden Störkörpermessungen wiederum keine durch Magnetfeldkomponenten verursachte Abweichungen zwischen diesen auf. Unter Berücksichtigung dieser Tatsachen sowie der bei der TM_{011} -Mode verwendeten Kombinatorik bezüglich der Resonanzfrequenz konnte diese Mode mit der TM_{021} identifiziert werden. Da diese Mode eine Monopolmode ist, weist sie entlang der Strahlachse eine Feldstärke von maximal etwa 136 V/m⁷ auf. Dementsprechend ergibt sich eine Koppelimpedanz von $(9,369 \pm 1,129) \text{ M}\Omega$.

⁷Bei einer Vorlaufleistung des VNAs von 809 μW .

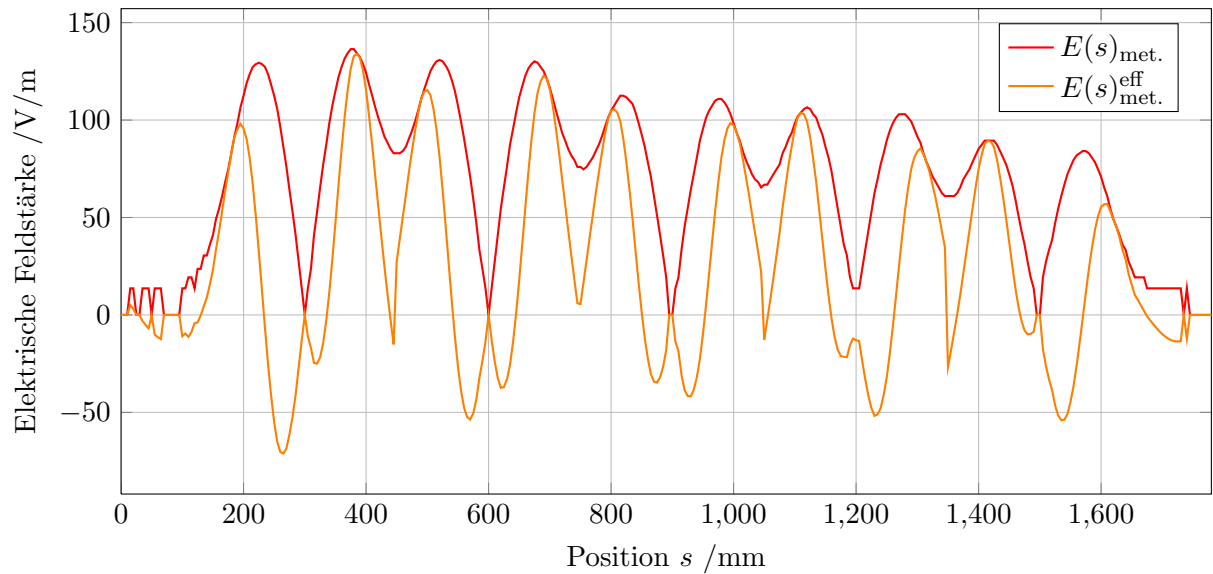


Abbildung 6.2.3: Ermittelte elektrische Feldverteilung der TM_{021} -Mode des PETRA-Resonators auf der Strahlachse mit einem metallischen Störkörper.

Die effektive Impedanz die auf einen den Resonator passierenden Bunch wirkt ist auf Grund des maximal erreichbaren Laufzeitfaktors von etwa 13 % auf $(1,221 \pm 0,191) M\Omega$ zu korrigieren. Dies entspricht in etwa den simulierten Werten in Abbildung 3.2.2.

Trotz des großen Fehlers der Messung mit dem dielektrischen Störkörper konnten die Shunt- und Koppelimpedanzen einiger Moden des PETRA-Resonators mittels der Messung mit dem metallischen Störkörpers vermessen und identifiziert werden. Hierbei konnten die Simulationsergebnisse aus [Rot12] durch Messungen verifiziert werden. Da die Funktion des Störkörpermessstandes bestätigt wurde können in Zukunft weitere Messungen folgen, jedoch sollte der dielektrische Störkörper durch eine Version mit größerem Radius ersetzt werden.

6.3 Simulation und Einbau von breitbandigen Ferritabsorbern

Wie in Abschnitt 6.1 ersichtlich wurde, transmittiert die Koppelschleife, welche die Hochfrequenzleistung vom Hohlleitersystem in den PETRA Resonator einspeist, nicht nur die Fundamentalmode bei 499,669 MHz annähernd reflexionslos, sondern sie transmittiert auch eine Vielzahl weiterer Moden höherer Ordnung. Werden diese Moden durch den umlaufenden Elektronenstrahl angeregt, propagieren in Abhängigkeit ihres jeweiligen Koppelfaktors, Teile der Kielwellenfelder durch die Schleifenkopplung der PETRA-Resonatoren in den sich anschließenden Koaxialleiter. Auf Grund der Breitbandigkeit des Koaxialleiters propagieren diese Felder weiter bis zum Doorknobkoppler, welcher ebenfalls große Frequenzbereiche der angeregten Felder in den Wellenleiter transmittiert. Dort können leicht bauliche Modifikationen vorgenommen werden, die es ermöglichen vom Resonator eingestrahlte Kielwellenfelder zu dämpfen oder sogar vollständig zu absorbieren. Dies soll für jeden Resonator mit einem wassergekühlten, breitbandigen Ferritabsorber der Firma S.P.A. Ferrite vorgenommen werden, welcher freundlicherweise vom DESY zur Verfügung gestellt wurde. Dort wurden diese Modifikationen bereits durchgeführt [MHF02].

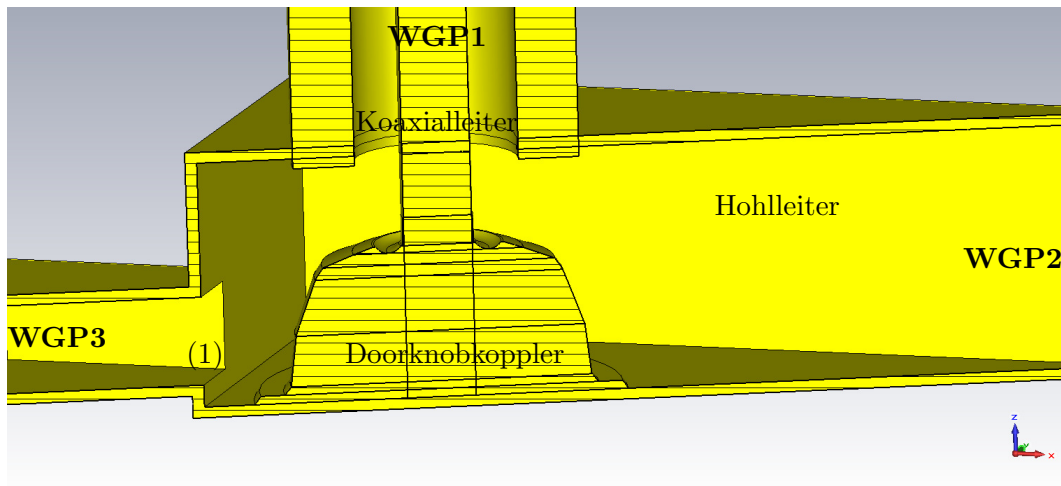


Abbildung 6.3.1: Simulationsmodell des modifizierten Übergangs vom Rechteckhohlleitersystem (WGP2) zum Koaxialleiter des Fundamentalkopplers (WGP1) über den Doorknobkoppler. Der Ferritabsorber, welcher durch den HOM-Filter (1) vom restlichen Hohlleitersystem getrennt ist, wird durch ein 20 cm langes WR650 Hohlleiterteilstück (WGP3) dargestellt.

6.3.1 Simulation von Hochfrequenzeigenschaften des modifizierten Hohlleitersystems

Um die Veränderungen der Hochfrequenzeigenschaften des Hohlleitersystems zu ermitteln wäre es notwendig einen vollständigen Teststand des Hochfrequenzsystems aufzubauen. Dies ist wegen technischen sowie infrastrukturellen Gründen nicht möglich. Stattdessen muss eine Simulation des betrachteten HF-Systems durchgeführt werden.

Für die Simulationen des Hochfrequenzverhaltens des modifizierten Hohlleitersystems wird der Transition Solver der Simulationssoftware Microwave Studio von CST⁸ verwendet. Dazu werden an gewünschten Stellen des Simulationsmodells sogenannte Waveguide Ports⁹ eingerichtet. Diese dienen dazu Hochfrequenzsignale zu erzeugen oder zu absorbieren. Der Transition Solver kann somit das zeitliche Durchlaufen eines Hochfrequenzpulses einer bestimmten Frequenzbreite zwischen den WGP's durch das Modell simulieren und aus den Signalen an den Waveguide Ports die Streumatrix (sogenannte Streuparameter oder S -Parameter) ermitteln. Diese gibt dann zum Beispiel Aufschluss über das frequenzabhängige Transmissions- ($S_{ji}(\omega)$) oder Reflexionsverhalten ($S_{ii}(\omega)$) eines Hochfrequenzsignals vom Waveguide Port i zu Port j des Simulationsmodells. Die Qualität der Simulation eines Modells über einen bestimmten Frequenzbereich lässt sich an Hand eines sogenannten Balance-Plots dieses Bereiches überprüfen. In diesem werden alle korrespondierenden quadrierten S -Parameter addiert. Ist für einen Großteil des simulierten Frequenzbereichs diese Balance-Kurve mit eins verträglich so können die Simulationsergebnisse als korrekt angesehen werden. Sind außer einzelnen Überschwingern in kleinen Teilen des Frequenzbereichs auch Drifts der Balance zu erkennen, sind die Simulationsergebnisse in diesem Frequenzbereich als nicht belastbar anzusehen. Die Balance-Plots für die nachfolgenden Simulationen sind im Anhang dieser Arbeit zu finden.

Für die Simulation des Transmissionsverhaltens des Hohlleitersystems wurde ein Modell eines Ausschnitts dieses Systems in CST entworfen, welches in Abbildung 6.3.1 dargestellt ist. Dieses stellt den modifizierten Übergang des Rechteckhohlleitersystems zum Koaxialteil des Fundamentalkopplers dar.

⁸Computer Simulation Technology.

⁹Im nachfolgenden auch WGP genannt.

Der Hohlleiter hat hierbei eine Dimensionierung von $228,6 \text{ mm} \times 457,2 \text{ mm}$ und entspricht somit einem WR1800 Rechteckhohlleiter. Um eine Verbindung zum sich anschließenden Hohlleitersystem zu simulieren, wurde dort der Waveguide Port WGP2 eingerichtet.

Um die elektromagnetische Welle vom Hohlleitersystem in den Koaxialteil des Fundamentalkopplers (WGP1) zu transmittieren ist ein Doorknobkoppler des DESY-Typs in den Hohlleiter integriert. Dieser wurde an Hand von vorliegenden technischen Zeichnungen in CST modelliert (siehe dazu Abbildung A.2.13 im Anhang).

Entsprechend der Bemaßung der technischen Zeichnung A.2.10 wurde an der Endplatte des Hohlleiters ein sogenannte HOM-Filter hinzugefügt. Dieser besteht aus einer rechteckigen Öffnung mit einer Höhe von $82,5 \text{ mm}$ und einer Breite von 165 mm . Es ergibt sich hierbei eine Cut-Off Frequenz¹⁰ von etwa 909 MHz für diese Einlassöffnung, wodurch es nicht möglich ist, dass die Fundamentalmode durch diesen Filter propagiert. Da das Absorptionsverhalten des Filters unbekannt ist, wird an den Filter ein Hohlleiterstück WR650 der Länge 20 cm an Stelle eines Absorbers gesetzt. Dort wird dann ein dritter Waveguide Port (WGP3) eingerichtet. Dadurch wird implizit ein perfekter Absorber angenommen, da die in den Waveguide Port einlaufenden Wellen keine Reflexionen an diesem erfahren und daher vollständig absorbiert werden.

Es wird nun mit dem Transition Solver von CST Microwave Studio für einen Frequenzbereich von 0 GHz bis 2 GHz das Transmissionsverhalten eines Signals vom Koaxialleiter, also von dem Fundamentalkoppler, zum Absorber S_{31} und zum restlichen Hohlleitersystem S_{21} simuliert. Nach Abschnitt 6.1 ist bekannt, dass die Kopplungsstärke des Fundamentalkopplers zu den HOMs großen Variationen unterliegt. Dementsprechend führt der große Frequenzbereich des Eingangssignals in das simulierte System nur dazu Informationen über das mögliche Transmissionsverhalten zu geben. Die Ergebnisse müssen daher in zukünftigen Simulationen (z.B. durch eine detaillierte Auswertung des Modenspektrums des PETRA-Resonators in Abbildung 6.1.3) konkretisiert werden.

In Abbildung 6.3.2 ist das simulierte Transmissionsverhalten abgebildet. Die S -Parameter S_{11} und S_{21} gleichen hierbei in einem Frequenzbereich von 0 GHz bis $0,909 \text{ GHz}$ dem simulierten Transmissionsverhalten des DESY-Doorknobkopplers (vgl. Abbildung A.2.14). Abhängig von der Geometrie des Doorknobkopplers ergibt sich für verschiedene Frequenzen ein unterschiedliches Transmissionsverhalten. Alle 500 MHz -Doorknobkoppler Typen sind auf eine reflexionslose Transmission von 500 MHz optimiert, wodurch sich bei allen Typen ein S_{21} -Parameter von nahezu 0 dB bei 500 MHz ergeben sollte. Der vom DESY entwickelte Doorknob weist ein breitbandiges Transmissionsverhalten im Bereich von 350 MHz bis 600 MHz auf. Dabei nähert sich der S_{21} -Parameter bei 500 MHz bis auf $-1,14 \text{ dB}$ der reflexionsfreien Transmission bei 0 dB an. Daher treten Reflexionen von $-6,35 \text{ dB}$ auf. Ein ähnlicher Wert (-7 dB) wird auch in [MHF12b] als gemessener S_{11} -Parameter dieses Doorknobkopplertyps angegeben. Diese Abweichung des S_{21} -Parameters von 0 dB wird in Zukunft noch näher zu untersuchen sein. Jedoch sei angemerkt, dass die simulierten Reflexionen im Betrieb nicht auftreten, da der sich anschließende Fundamentalkoppler dergestalt konzipiert wurde das diese Reflexionen in Kombination der beiden HF-Elemente nicht auftreten.

Eine Transmission vom Koaxialleiter (WGP1) zum Absorber (WGP3) tritt zwischen 0 GHz und $0,909 \text{ GHz}$ nicht auf, da sich HF-Signale dieser Frequenz im Absorber im Cut-Off befinden. Die Spitzen des S_{31} -Parameters zum Beispiel, bei den Frequenzen $0,6 \text{ GHz}$ sowie $0,8 \text{ GHz}$ lassen sich als evaneszente Felder identifizieren. Ab der Cut-Off Frequenz von 909 MHz steigt jedoch der S_{31} -Parameter im Mittel an. Vom Resonator in den Hohlleiter koppelnde HOMs der Frequenz 909 MHz werden hierbei um $-10,7 \text{ dB}$ abgeschwächt in den Absorber transmittiert. Bei den Frequenzen $1,26 \text{ GHz}$, $1,459 \text{ GHz}$ sowie $1,58 \text{ GHz}$ steigt der S_{31} -Parameter für schmale

¹⁰Die Cut-Off- oder Grenzfrequenz bezeichnet die geometrieabhängige Frequenz unterhalb dieser keine elektromagnetische Wellenausbreitung in einem Hohlraum erfolgen kann.

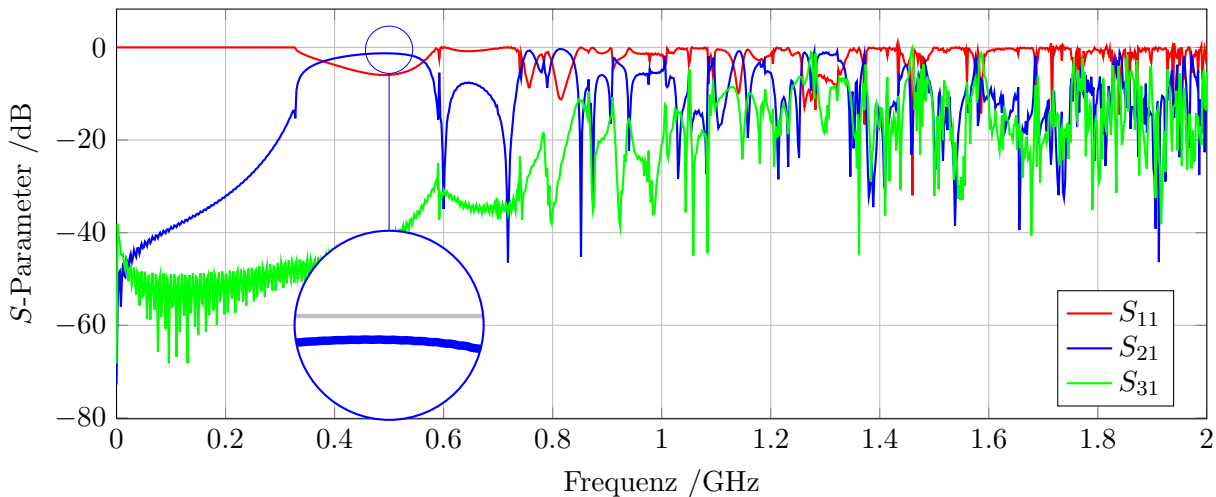


Abbildung 6.3.2: Simuliertes Transmissionsverhalten des Koaxial-Hohlleiter-Übergangs mit einem HOM-Absorber für einen Frequenzbereich von 0 bis 2 GHz ausgehend von Waveguide Port 1, dem Koaxialleiter. S_{11} bezeichnet hierbei die Reflexion, S_{21} die Transmission vom Koaxialleiter in das nachfolgende Rechteckhohlleitersystem und S_{31} die Transmission vom Koaxialleiter in den Absorber. Die Vergrößerung zeigt die Abweichung des Transmissionsverhaltens des Doorknobkopplers von einer reflexionslosen 0 dB Transmission bei 500 MHz. Der korrespondierende Balance-Plot ist in Abbildung A.2.11 zu finden.

Frequenzbänder von etwa 1 MHz auf bis zu -3 dB an. HOMs dieser Frequenz werden somit annähernd reflexionslos in den Absorber eingekoppelt. Jedoch geht die Hälfte der Leistung der HOMs im restlichen Hohlleitersystem verloren, da WR1800 und WR650 ab der Cut-Off Frequenz von 909 MHz identische Transmissionseigenschaften aufweisen. Für einige schmale Frequenzbereiche tritt somit bei Annahme eines perfekten Absorbers eine optimale Terminierung von HOMs im Hohlleitersystem auf.

6.3.2 Impedanzreduzierung mit Hilfe eines breitbandigen Ferritabsorbers

Wie die Simulationen der Einzelkomponenten des HF-Systems gezeigt haben, koppeln im Resonator angeregte HOMs über den Fundamentalkoppler und den Doorknobkoppler in das Hohlleitersystem zurück. Das Hohlleitersystem in ELSA ist luftgefüllt, somit bietet sich hier die Gelegenheit, mit einer einfachen Modifikation für jeden Resonator einen breitbandigen Ferritabsorber in das Hohlleitersystem einzubringen (vgl. Abbildung 6.3.3). Dabei ist jedoch zu beachten, dass die Fundamentalmode unbeeinträchtigt in den Resonator eingekoppelt werden muss und nicht im Hohlleitersystem absorbiert werden darf. Dementsprechend wird die Endplatte des Hohlleitersystems modifiziert und mit einem HOM-Filter nach einem Design vom DESY ausgestattet (vgl. Zeichnung A.2.10 im Anhang). Bei dem Filter handelt es sich analog zur CST-Simulation um einen rechteckigen Durchbruch mit einer Dimensionierung von 165 mm mal 82,5 mm. Es ergibt sich eine Cut-Off-Frequenz für den Filter von etwa 909 MHz, wodurch die Fundamentalmode bei 500 MHz den Filter nicht durchdringen kann. Die in den Hohlleiter gekoppelten HOMs ab einer Frequenz von 909 MHz durchqueren den Filter und werden dann mittels eines breitbandigen Ferritabsorbers gedämpft. Somit können diese HOMs nicht mehr, oder nur mit reduzierter Amplitude, wieder in den Resonator zurückkoppeln. Dies führt zu einer Impedanzreduzierung dieser HOMs.

Ende 2011 wurden der Universität Bonn zwei Ferritabsorber des Typs WFHL 3-1 der Firma

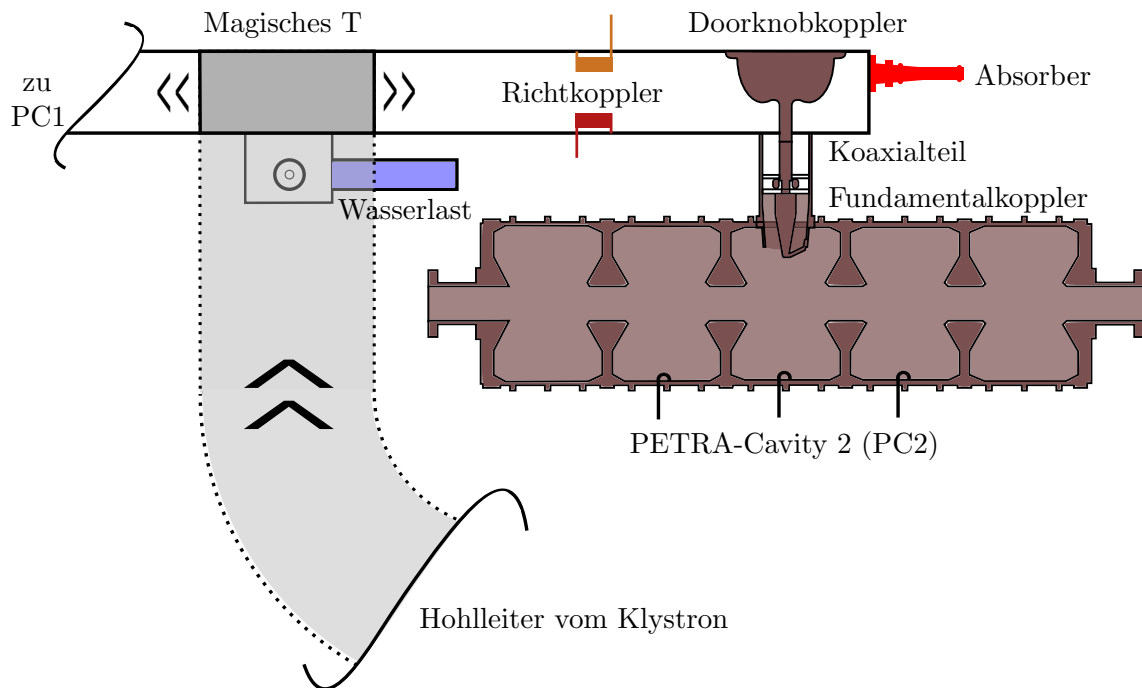


Abbildung 6.3.3: Ausschnitt der Hochfrequenzinfrastruktur am PETRA-Cavity 2.

S.P.A. Ferrite Ltd. [TES] (siehe Abbildung 6.3.4) vom DESY zur Verfügung gestellt. Diese wurden dort bereits erfolgreich für die Terminierung von HOMs im Rechteckhohlleitersystem von PETRA verwendet und sind dort durch luftgekühlte Absorber ersetzt worden [MHF02]. Diese Absorber haben eine rechteckige Einlassöffnung von 165 mm mal 82,5 mm¹¹ für die Hochfrequenz und können somit direkt auf den Filter im Hohlleitersystem montiert werden. Ab der Cut-Off-Frequenz des Filters können HOMs aus dem Rechteckhohlleiter in den Absorber gelangen und werden dort absorbiert. Dabei liegt eine maximale Dämpfung bei einer Frequenz von 1,3 GHz vor. Signale dieser Frequenz werden um 32 bis 40 dB gedämpft [TES]. Informationen über die frequenzabhängige Dämpfungseigenschaften dieses Absorbers liegen nicht vor.

Da die Dämpfung der Eingangssignale durch ohmsche Verluste innerhalb des Absorbers entstehen, wird der Absorber wassergekühlt. Dabei kann eine mittlere Leistung von 10 kW absorbiert werden [TES].

Die Wasserkühlung bietet die Möglichkeit der kalorimetrischen Erfassung der dissipierten Leistung in den Absorbern, was Rückschlüsse auf die Leistung der HOMs im Hohlleitersystem ermöglicht.

Zur Montage der beiden Ferritabsorber wurde die bestehende Endplatte der beiden Arme des Magischen-Ts des Hohlleitersystems durch 10 mm dicke Endplatten aus Aluminium ersetzt welche mit einem HOM-Filter entsprechend der technischen Zeichnung im Anhang A.2.10 modifiziert wurden. Über den HOM-Filteröffnungen der Endplatten wurden dann die Ferritabsorber montiert. Bei dem Anschluss der beiden Absorber an das Kühlswassersystem der PETRA-Resonatoren wurde zur Messung der Hin- und Rücklaufftemperatur des Kühlwassers Temperaturfühler angebracht.

In Abbildung 6.3.5 ist der montierte Ferritabsorber an der Endplatte des Hohlleiter-Armes zum

¹¹Dies entspricht der Dimensionierung eines WR650 Hohlleiters.

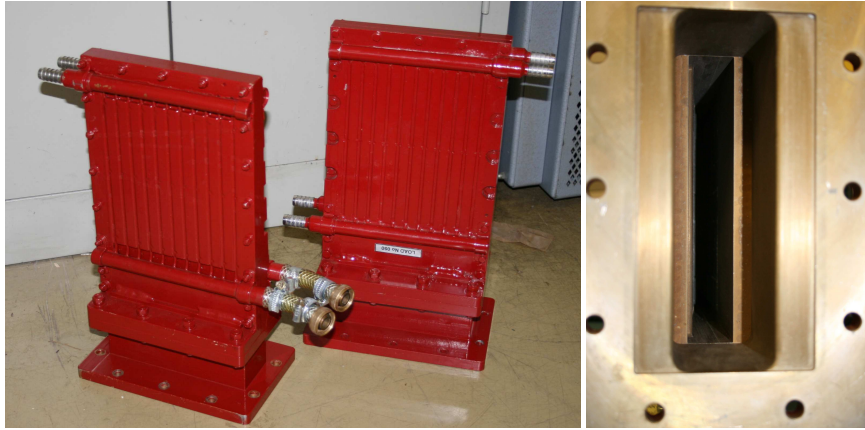


Abbildung 6.3.4: Links: Ferritabsorber des Typs WFHL 3-1 der Firma S.P.A. Ferrite Ltd. Rechts: Einlassöffnung des Absorbers zum Hohlleitersystem von ELSA.

PETRA-Cavity 1 dargestellt.

Um eine quantitative Bestimmung der dissipierten Leistung in den Ferritabsorbern und somit Rückschlüsse auf die Leistung der in den Hohlleiter transmittierten HOMs zu erhalten, wird eine kalorimetrische Messung an den Absorbern durchgeführt.

Hierfür werden die ermittelten Temperaturwerte des hin- und rücklaufenden Kühlwassers T_{VL} , T_{RL} beziehungsweise deren Differenz $\Delta T = T_{RL} - T_{VL}$ sowie die Durchflussrate D verwendet: Die im Absorber dissipierte Leistung P lässt sich dann durch:

$$P = \frac{dE}{dt} \approx \frac{1}{\Delta t} \cdot (\Delta m_w \cdot C_w \cdot \Delta T) \quad (6.3.1)$$

$$\approx \rho_w C_w \cdot \Delta T \cdot \frac{\Delta V_w}{\Delta t} = \rho_w C_w \cdot D \cdot \Delta T \quad (6.3.2)$$

bestimmen, wobei $C_w = 4184 \frac{\text{J}}{\text{kgK}}$ die Wärmekapazität und $\rho_w = 0,998203 \text{ kg/m}^3$ die Dichte von Wasser bei 20°C ist [LLZ01]. Somit lässt sich die dissipierte Leistung durch

$$P = 4176,48 \frac{\text{J}}{\text{m}^3\text{K}} \cdot D \cdot (T_{RL} - T_{VL}) \quad (6.3.3)$$

berechnen. Die Berechnung der im Absorber dissipierten Leistung erfolgt auf Grundlage der gemessenen Temperaturen und Durchflussraten in einer SPS. Diese Information wird dann an das Kontrollsystem gesendet, welches die Leistung im entsprechenden Kontrollsystemmenü zusammen mit den anderen erhobenen Messdaten bereitstellt.

Zum Stand der Abgabe dieser Arbeit war es leider noch nicht möglich die in den Absorbern dissipierte Leistung zu quantifizieren, da der Durchflussmesser noch nicht kalibriert wurde.

6.3.3 Optimierung der Installation durch Einbau eines 500 MHz Bandpassfilters

Die kalorimetrische Messung an den beiden Ferritabsorbern bietet eine Möglichkeit, die Leistung der im Hohlleiter propagierenden HOMs zu messen. Jedoch lässt sich auf Grund der Ergebnisse der Simulation in Abschnitt 6.3 nicht die absolute Leistung der in den Hohlleiter transmittierten und dort absorbierten HOMs ermitteln, da

- HOMs mit einer Frequenz unterhalb des Cut-Offs (etwa 909 MHz) nicht im Absorber gedämpft werden können.

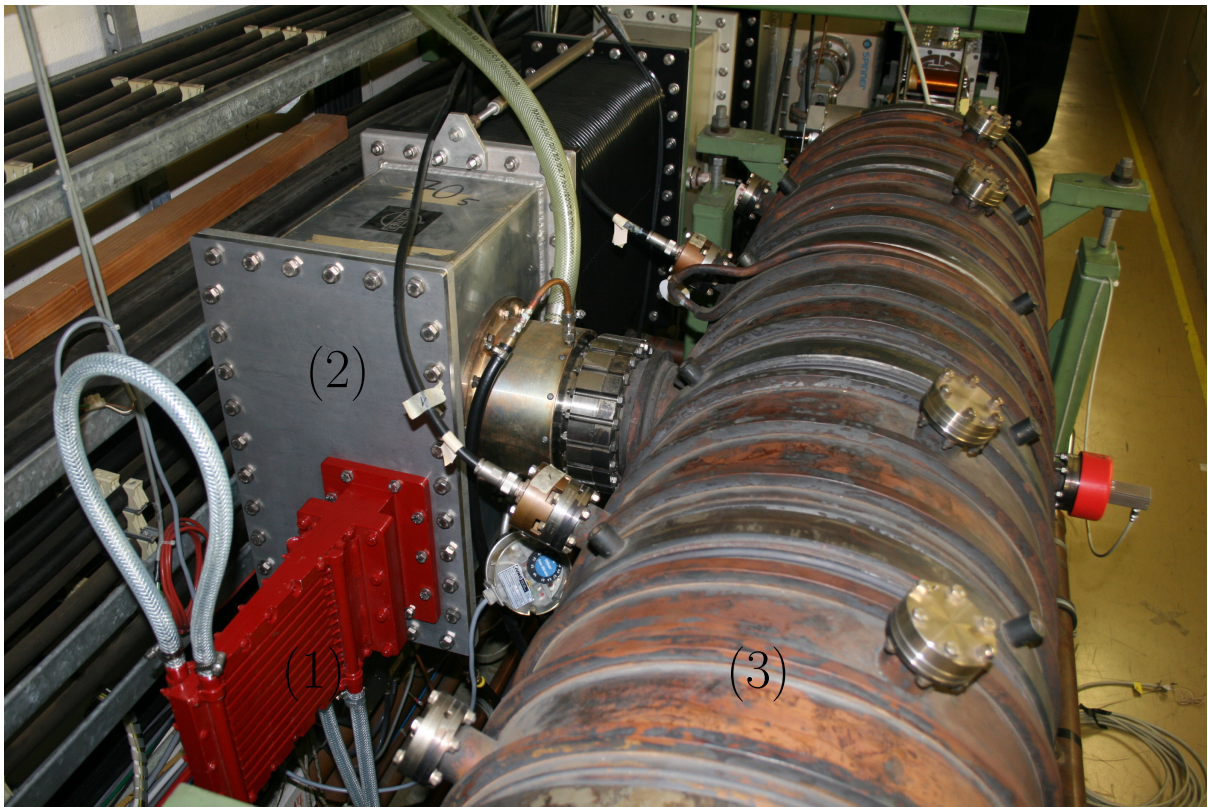


Abbildung 6.3.5: Wassergekühlter Ferritabsorber (1) an der Endplatte des Hohlleitersystems (2) am PETRA-Cavity 1 (3).

- die über den Doorknob vom Koaxialleiter in den Hohlleiter eingekoppelten HOMs auf Grund des Transmissionsverhaltens des Hohlleiter in zwei Richtungen propagieren können. In Richtung der Endplatte des Hohlleitersystems und somit in Richtung des HOM-Filters sowie in Richtung des Magischen-Ts. Im Magischen-T werden diese größtenteils in dessen Wasserlast ohne Leistungserfassung dissipiert.
- am HOM-Filter keine kontinuierliche geometrische Anpassung zum restlichen Hohlleiter stattfindet. Dadurch treten Reflexionen auf.
- der Ferritabsorberfindet keinen perfekten Absorber darstellt, d.h. die Dämpfung ist nicht für alle Frequenzen gleich. Dementsprechend treten am Absorber frequenzabhängige Reflexionen der HOMs auf, welche wieder in den Koaxialteil des Fundamentalkopplers zurückkoppeln oder weiter im Hohlleiter propagieren.

Da sich die HOMs, die ausschließlich überhalb des Cut-Offs des WR1800 Hohlleitersystems von 330 MHz liegen, fast ungedämpft im Hohlleitersystem ausbreiten können, bietet sich hier der Einsatz eines Bandpassfilters für die Fundamentalmode im Hohlleitersystem an. Dieser würde zwischen dem Doorknobkoppler und dem restlichen Hohlleitersystem installiert und dessen Transmissionsverhalten verändern.

Wie auch der HOM-Filter ist der Aufbau dieses Filters auf ein Design des DESY zurückzuführen [MHF02]. Bei dem Bandpassfilter handelt es sich lediglich um einen 320 mm breiten und 70 mm hohen Kopplungsschlitz, welcher in eine Aluminiumplatte mit einer Stärke von 10 mm eingearbeitet ist. Somit kann eine Kopplung der propagierenden 500 MHz TE_{10} -Mode durch den Filter über das longitudinale Magnetfeld erfolgen und die Welle weiter annäherd ungedämpft im Hohlleiter laufen.

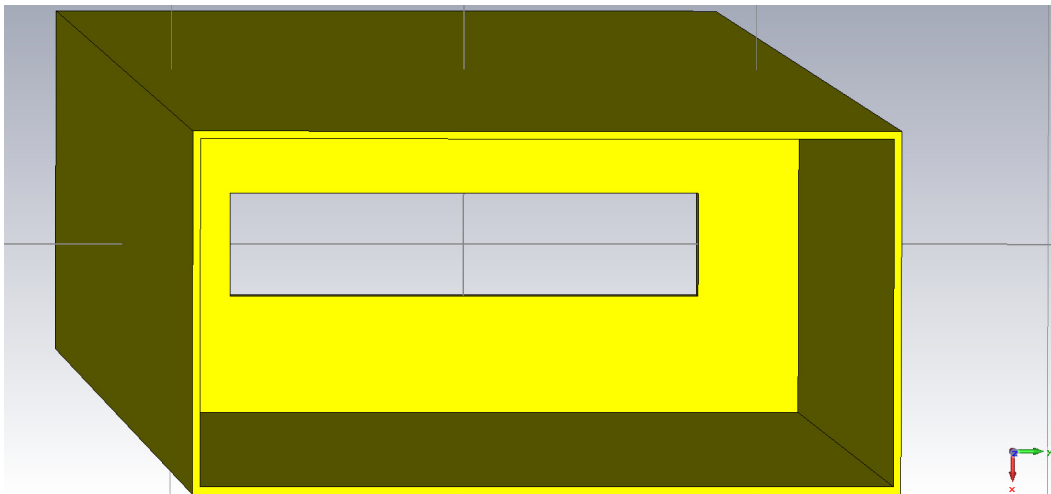


Abbildung 6.3.6: Simulationsmodell des Hohlleitersystems, welches durch einen 500 MHz Bandpassfilter ergänzt wurde.

6.3.3.1 Simulation des Hochfrequenzverhaltens des Bandpassfilters

Um das Transmissionsverhalten des Bandpassfilters in einem Frequenzbereich von 0 GHz bis 2 GHz mit CST zu simulieren, wurde das Model des Hohlleiters um den Filter ergänzt. Wie in Abbildung 6.3.6 zu sehen ist, befindet sich zwischen Waveguide Port eins und zwei der Bandpassfilter. Auf Grund dieser Modifikation ändert sich auch das Transmissionsverhalten des Rechteckhohlleitersystems. Wie in Abbildung 6.3.7 zu erkennen ist weicht das Transmissionsverhalten im Bereich von 0,6 GHz bis 2 GHz deutlich von dem des Rechteckhohlleiters ohne Filter ab. Es ergibt sich ein schmalbandiger Peak im Reflexionsparameter S_{11} bei 500 MHz, welcher nach den Simulationsdaten die transmittierte Fundamentalmode bei 500 MHz um etwa 0,0079 dB dämpft. Für niedrigere sowie höhere Frequenzen des Signals steigt die Dämpfung bei Durchquerung des Filters auf bis zu 24 dB an. Im Hohlleitersystem propagierende HOMs werden daher zum größten Teil an diesem Bandpassfilter reflektiert. Um eine schmalbandigeres Transmissionsverhalten um die Fundamentalmode zu erhalten, kann es sinnvoll sein, mehrere Bandpassfilter in das Hohlleitersystem zu integrieren.

6.3.3.2 Simulation des modifizierten Hohlleitersystem

Nachdem das Funktionsprinzip des DESY Bandpassfilters verifiziert wurde, soll nun eine Simulation des Bandpassfilters an dem an den PETRA-Resonator angrenzenden Hohlleitersystem durchgeführt werden (siehe Abbildung 6.3.8). Das zugrundeliegende Simulationsmodell wird bereits in der Simulation in Abschnitt 6.3 verwendet und wird nun um den Bandpassfilter ergänzt, welcher 20 cm, also ein Viertel der Hohlleiterwellenlänge der Fundamentalmode, vom Doorknoppler entfernt plziert wird.

Nun werden für einen Frequenzbereich von 0 GHz bis 2 GHz die Hochfrequenzeigenschaften des modifizierten Hohlleitersystems simuliert. Hierbei werden die HF-Signale, welche angeregte HOMs simulieren, vom Koaxialleiter (WGP1) über den Doorknoppler in den Hohlleiter transmittiert. Diese propagieren nun in Richtung des sich anschließenden Hohlleitersystems (WGP2) oder werden im Ferritabsorber (WGP3) absorbiert.

Der S -Parameter-Plot ist in Abbildung 6.3.9 dargestellt und zeigt die Transmissions- sowie Reflexionseigenschaften des Systems. Im Vergleich zum S -Parameter-Plot des Hohlleitersystems ohne Bandpassfilter wird deutlich, dass der S_{31} -Parameter und somit die Transmission von HOMs

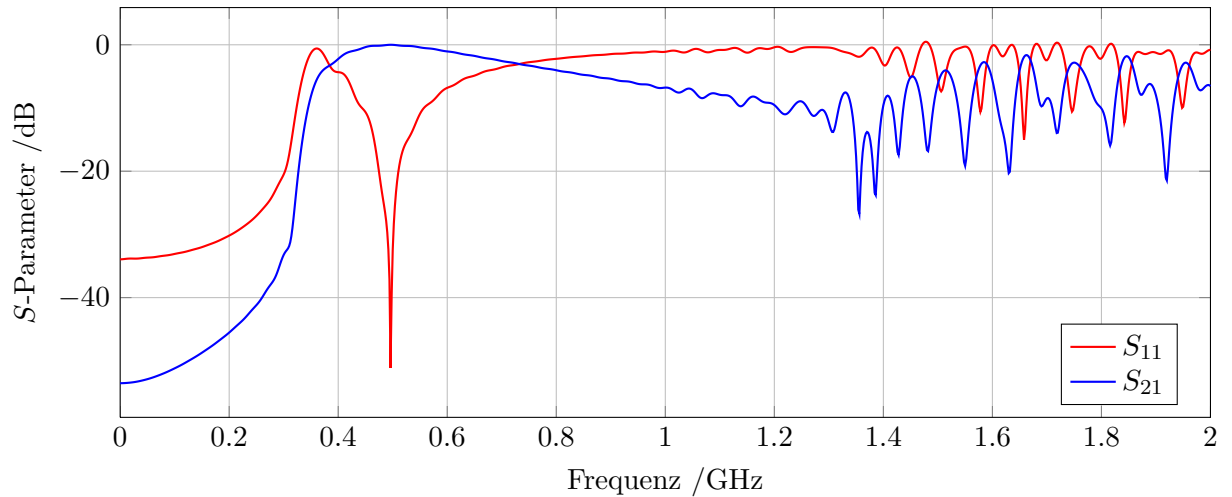


Abbildung 6.3.7: Simuliertes Transmissionsverhalten des Rechteckhohlleitersystems ergänzt mit einem 500 MHz Bandpassfilter nach dem Model in Abbildung 6.3.6. Der korrespondierende Balance-Plot ist in Abbildung A.2.17 zu finden.

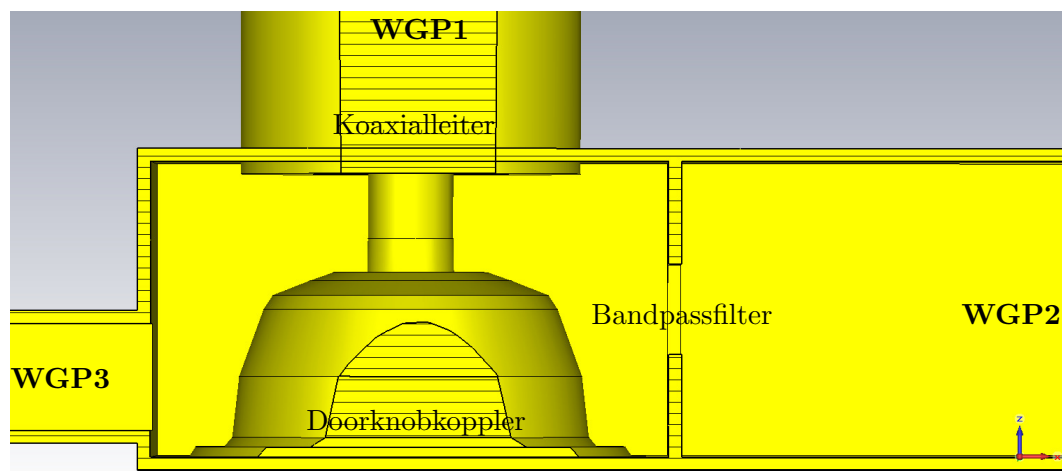


Abbildung 6.3.8: Schnitt durch das modifizierte Simulationsmodell.

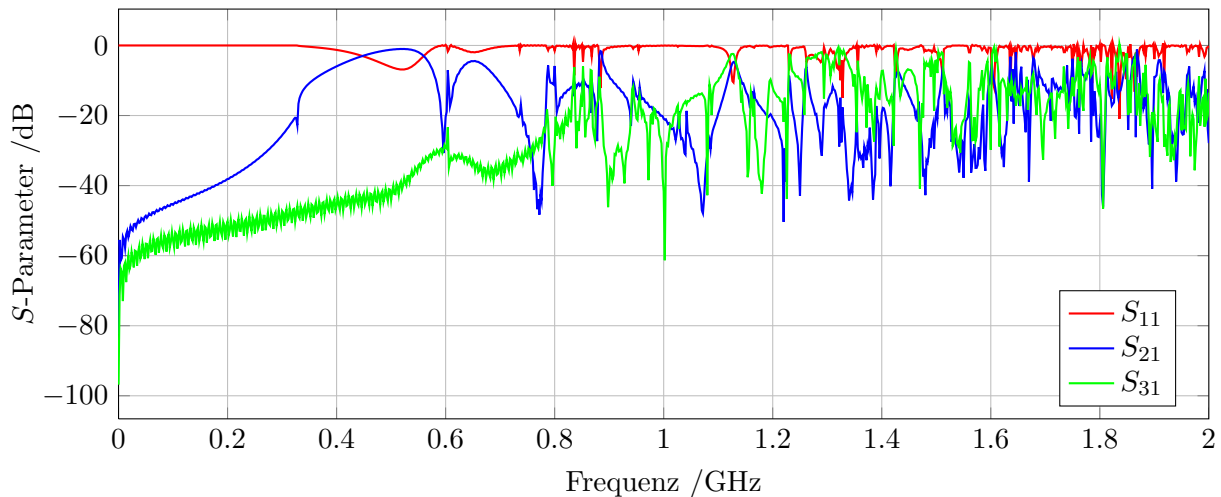


Abbildung 6.3.9: Simuliertes Transmissionsverhalten des durch einen Bandpassfilter ergänzte HF-Hohlleitersystem für einen Frequenzbereich von 0 bis 2 GHz. Der korrespondierende Balance-Plot ist in Abbildung A.2.18 zu finden.

in den Absorber, für den Frequenzbereich von 909 MHz bis 2 GHz im Mittel über dem S_{31} -Parameter des Systems ohne Bandpassfilter liegt. Somit wird ein größerer Anteil der HOMs im Ferritabsorber dissipiert und kann dort kalorimetrisch nachgewiesen werden. Durch den Bandpassfilter reduziert sich auch der S_{21} -Parameter. Dementsprechend propagieren weniger HOMs durch den Bandpassfilter in den restlichen Hohlleiter, indem diese dann nach jetzigen Kenntnisstand, in den Wasserlasten des Magischen-Ts sowie des Zirkulators dissipiert werden. Die Absorption der HOMs in den Wasserlasten führt ebenfalls zur Dämpfung ihrer Impedanzen, da diese ggf. nur abgeschwächt wieder vom Hohlleitersystem in den PETRA-Resonator zurückkoppeln. Daher ist in Hinblick auf die Dämpfung der Koppelimpedanzen im gesamten Hohlleitersystem die Betrachtung der in den Resonator zurückreflektierten Anteile sinnvoll. Es werden mehr HOMs am Bandpassfilter reflektiert und koppeln über den Doorknobkoppler zurück in den Resonator als im System ohne Bandpassfilter. Es reduziert sich also die Dämpfung der Koppelimpedanzen der HOMs. Zusätzlich bilden sich im Zwischenraum des Koaxialleiter und des Bandpassfilters durch die Reflexion der HOMs am Bandpassfilter stehende Wellen aus, welche im schlimmsten Fall zur Beschädigung der Keramikfenster des Vakuumübergangs im Koaxialteil des Fundamentalkopplers führen könnten.

Die Verwendung des Bandpassfilters im Hohlleitersystem an ELSA ist also nicht sinnvoll.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

7.1 Amplituden- und Phasestabilisierung

Im Rahmen dieser Arbeit ist es gelungen, durch die Verwendung eines erweiterten Prototypen des LLRF-System der Firma DIMTEL die Leistungsfähigkeit des Bunch-by-Bunch Feedback-Systems während des gesamten Beschleunigerbetriebs zu gewährleisten.

Dies wurde durch die Amplituden- und Phasensteuerung beider Resonatorspannungen bezüglich deren Vektorsumme erreicht, welche so geregelt wurden, dass Drifts der Phasenlage der Bunche bezüglich der Hochfrequenz des Mastergenerators sowie Drifts der Synchrotronfrequenz während des Betriebs kompensiert wurden. Um die Synchrotronfrequenz während des gesamten Betriebszyklus des Beschleunigers konstant zu halten, wurde erfolgreich simultan zur Energierampe eine lineare Rampe der Resonatorspannung gefahren. Es gelang die Synchrotronfrequenz bis zu einer Endenergie von 3 GeV konstant bei 88,5 kHz während des Beschleunigerzyklus zu halten.

Die Amplitude der Resonatorspannung wurde auf Grund der Regelung bis auf einen maximalen relativen Fehler von 0,27 ‰ während des Betriebszyklus des Boostermodus stabilisiert. Deren Phase wurde auf Abweichungen unter $0,027^\circ$ genau geregelt.

Zusätzlich gelang die Implementierung der Resonanz- und der Symmetrisierungsregelung mit Hilfe einer neuentwickelten digitalen Stempelsteuerung.

Das LLRF-System wird nun auf Grundlage dieser Tests weiterentwickelt und wird in Zukunft das vorhandene Regelsystem ersetzen. Bis zum Einsatz des ausgereiften LLRF-Systems an ELSA sollten jedoch noch folgende Untersuchungen und Änderungen an ELSA vorgenommen werden:

- Modifizierung der digitalen Stempelsteuerung dahingehend, dass Positions- und Endschaltersignale störungsfrei vom Cavity über die Controller zum LLRF-System übertragen werden. Eine Verlegung der einzelnen Controller direkt zu den Stempeln der Cavities scheint hier sinnvoll zu sein, um die Kabellänge der Signalleitungen zu reduzieren. Erste Konzeptionen liegen bereits vor.
- Reduzierung der für die Symmetrisierungsregelung benötigten HF-Signale auf ein Signal pro Cavity. Hierbei sollte zunächst die Positionsdifferenz der Abstimmstempel für eine symmetrische Feldverteilung in Abhängigkeit zur Feldspannung in den Zellen ermittelt werden. Hierfür wählt man die Differenz der Stempelposition so, dass die Amplitude in den Zellen zwei und vier des Resonators identisch ist. Diese, von der Feldspannung abhängige, Positionsdifferenz kann nun in den Regelalgorithmus implementiert werden. In Abhängigkeit der Feldspannung in einer Zelle wird eine bestimmte Differenz der Stempelposition forciert um eine symmetrische Feldverteilung zu erhalten.
- Ermittlung der Koppelstärke aller Richtkopplersignale sowie Verifizierung der Leistungsan-

zeige der Vorlaufleistung im Hohlleitersystem im ELSA-Kontrollsystem um eine möglichst präzise Kalibration der Signale im LLRF-System durchführen zu können.

- Für die zukünftige Anbindung des EPICS-basierten LLRF-System an das ELSA-Kontrollsystem sollte in Zukunft eine Software-Schnittstelle zwischen diesen beiden Systemen entwickelt werden.

7.2 Temperaturregulierung

Durch die Installation eines Kühlwasserbypasses ist es gelungen die Temperatur der PETRA-Resonatoren separat zwischen etwa 26 °C und 60 °C zu variieren und dabei eine Temperaturstabilisierung der Resonatortemperatur von 0,39 °C bei PC1 und 0,54 °C bei PC2 durch die Regelung der Durchflussraten zu erreichen.

In ersten Tests gelangen es, durch Temperaturvariation der Resonatoren von 31,5 °C auf 38,5 °C deren HOMs so im Frequenzraum zu verschieben, dass die Anregung der Multibunchmode 252 reduziert wurde. In weiteren Tests sollen nun Temperaturbereiche zu gefunden werden, in denen die resonante Anregung von Multibunchmoden durch HOMs der PETRA-Resonatoren minimiert wird.

Leider ist die Möglichkeit der Temperaturvariation im Bereich kleiner Strahlenergien und somit kleiner Vorlaufleistungen des Klystrons nur eingeschränkt möglich. Dies könnte zum Einen durch die Verwendung einer Pumpe im Bypass verbessert werden, welche eine Zirkulation des Kühlwassers zwischen Resonator und Bypass ermöglicht. Durch Variation des Dreiwegemischers könnte somit der Zufluss von neuem Kühlwasser in diese Zirkulation gesteuert und so eine Temperaturvariation erreicht werden. Zum Anderen besteht die Möglichkeit, in einer größeren Umbaumaßnahme des Bypasses einen separaten Kühlwasserkreislauf für jeden Resonator aufzubauen, welcher durch einen Wärmetauscher mit dem restlichen Kühlwassersystem verbunden ist. Eine variabel einstellbare Pumpe könnte hierbei die Durchflussrate durch den Resonator so regulieren, dass ähnlich wie beim Prinzip des Bypasses eine Erwärmung der Resonatoren erfolgt.

7.3 Impedanzvermessung und -dämpfung

Durch den im Zuge dieser Arbeit aufgebauten Störkörpermessstand ist es nun prinzipiell möglich die Impedanzen aller HOMs zu ermitteln, welche durch den Fundamentalkoppler transmittiert werden. Hierbei wurden bereits die Fundamentalmode sowie einige weitere HOMs erfolgreich vermessen. Besonders die als TM_{021} identifizierte Mode bei einer Frequenz von 1,457 GHz, welche im Beschleunigerbetrieb die Multibunchmode 252 anregt, ließ sich hierbei auf $(1,22 \pm 0,19) M\Omega$ bestimmen.

In Zukunft ist es mit diesem Messstand möglich, die Impedanzen von weiteren HOMs der PETRA-Resonatoren zu vermessen und durch die Bestimmung der elektrischen Feldstärke bei einer strahlachsenfernen Störkörpermessmethode eine dreidimensionale Feldverteilung im Resonator zu ermitteln. Dies kann sich bei der Identifizierung von vermessenen HOMs als nützlich erweisen.

Um die Koppelimpedanzen von HOMs, welche in das Hohlleitersystem transmittiert wurden, zu dämpfen, wurde ein wassergekühlter, breitbandiger Ferritabsorber installiert. Dieser wurde an die Kurzschlussplatte am Ende des Hohlleitersystems angebracht und absorbiert HOMs, welche im Hohlleiter propagieren und eine Frequenz aufweisen welche oberhalb von 909 MHz liegt. Die Funktionsweise der HOM-Absorption wurde durch die Simulation des Hohlleitersystems mit CST Microwave Studio verifiziert und zusätzlich die Verwendung eines 500 MHz-Bandpassfilters

ins Hohlleitersystem diskutiert, welche jedoch für die Präzisierung eine kalorimetrische Erfassung der in den Absorbern dissipierten Leistung nicht geeignet ist.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden bereits deutlich, dass der bisher verwendete DESY Doorknoppler, als isoliertes HF-Element betrachtet, das 500 MHz-Signal nicht reflexionslos transmittiert. Hier könnte es sich anbieten, durch die Entwicklung eines neuen Doorknopplertyps diese Abweichung zu beheben sowie dessen HF-Eigenschaften bezüglich der Transmission von HOMs zu optimieren. Durch diese Maßnahme würde die Effizienz der Absorption von HOMs im Hohlleitersystem verbessert und so die Anregungsrate von Multibunchinstabilitäten weiter reduziert.

Anhang A

Anhang

A.1 Detaillierte Beschreibung des DIMTEL LLRF-Systems

A.1.1 Aufbau des LLRF-Systems

Als Grundlage für das System wird das von Larry Doolittle entwickelte LLRF4 Evaluation Board verwendet [Doo06]. Dieses verwendet vier hochgeschwindigkeits ADC sowie zwei hochgeschwindigkeits DAC für die Aquisition und Ausgabe von Hochfrequenzsignalen. Diese Aquisition beinhaltet auch das heruntermischen der Eingangshochfrequenzsignale sowie die Filterung bzw. Umwandlung zu einem IF-Signal dieser Eingänge [Tey11].

Zur Signalaquisition und -filterung, Übernahme von Interlockfunktionen, sowie Echtzeit-Kontrolle der LLRF-Signale sowie der Überwachung dieser wird in dem LLRF4 Board eine FPGA verwendet. Genauere Informationen zu dem LLRF4 Evaluation Board findet sich in [Doo06].

Zwei der oben beschriebenen LLRF4 Boards kommen im Prototyp des LLRF-System der Firma DIMTEL in Verbindung mit weiteren Komponenten zum Einsatz. In der ausgereiften Version werden in Zukunft drei Boards Verwendung finden. Zur Herstellung des Zugangs zu den Boards über einen externen PC (an dem die FPGAs programmiert werden), wird ein Linux SBC verwendet. Im sogenannten Interfacemodul, stellt ein LO-Generator durch Verwendung des HF-Signal f_{ref} aus dem Masteroszillators die LO-Taktung für die Boards bereit. Zudem wird dort die Signalverteilung sowie deren Verstärkung vorgenommen und die HF-Ausgangssignalfilterung durchgeführt. Dieser Aufbau wird durch Interlock-Ein- und -ausgänge sowie durch Eingänge für Triggersignale ergänzt [Tey11]. Die System-Topologie ist im Abbildung A.1.1 zu sehen.

Jeweils einer der vier HF-Eingangskanäle eines LLRF4 Boards ist dem Referenzsignal f_{ref} zugeordnet, wodurch sich Phasendrifts der LO-Taktung sowie den Taktungen der ADCs und DACs reduzieren lassen [Tey11]. Alle Messungen der Phase der drei verbleibenden HF-Eingangssignale werden relativ zu diesem angegeben. Das gesamte System wird ebenfalls auf 44 ± 1 °C Temperaturstabilisiert um Amplituden- und Phasendrifts der Eingangssignale zu minimieren. Mit den zwei LLRF4 Boards des Prototypen stehen dem System somit sechs HF-Eingangssignale zur Verfügung. In der später erhältlichen Version des DIMTEL LLRF-Systems wird die Anzahl der Boards jedoch auf drei erhöht werden, was eine Überwachung und Regelung mit insgesamt neun HF-Signalen ermöglichen wird.

Die optische Ausgabe und Interaktion mit dem System erfolgt hierbei durch die Bedienoberfläche EPICS [EPI].

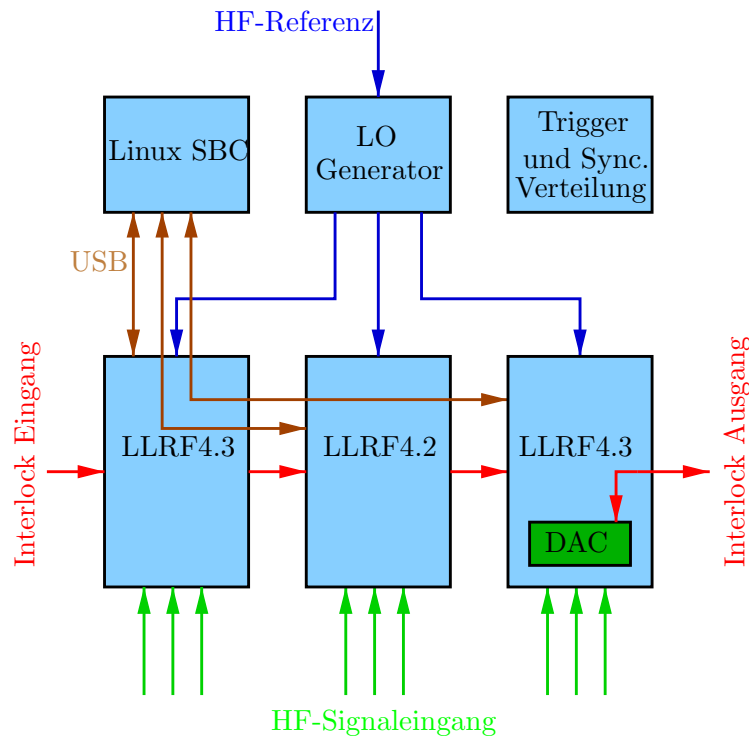


Abbildung A.1.1: Block-Diagramm des zukünftigen LLRF-Systems der Firma DIMTEL [Tey11].

A.1.2 Datenaquisition

A.1.2.1 LO Generierung

Für die Taktung der schnellen DACs und ADCs und die IF-Signalgenerierung aus den HF-Eingangssignalen wird die Generierung eines LO-Signals notwendig. Diese LO-Frequenzgenerierung wird in Abbildung A.1.2 dargestellt.

In dem zukünftigen LLRF-System wird das Eingangssignal des Mastergenerators f_{ref} auf eine Frequenz von $\frac{1}{12}f_{\text{ref}}$ heruntergemischt. Dies geschieht durch einen Frequenzteiler, welcher lediglich jeden zwölften Spannungspuls ausgibt. Das resultierende Signal wird von höherer Frequenzanteilen bereinigt und IF-Signal des Mastergenerators genannt. Das erzeugte IF-Signal $\frac{1}{12}f_{\text{ref}}$ wird zusammen mit dem Referenzsignal in einen Mischer¹ eingespeißt. Dieser erzeugt zum einen ein DC-Signal welches der Phasendifferenz der beiden Eingangssignale entspricht sowie je ein Signal mit der addierten ($\frac{13}{12}f_{\text{ref}}$) sowie der subtrahierten ($\frac{11}{12}f_{\text{ref}}$) Frequenz. Ein Bandpass filtert jedoch nur den subtrahierten Frequenzanteil heraus, dieser wird dann als LO für die nachfolgende DAQ verwendet. Die LO-Generierung ist im erweiterten Prototyp des Systems prinzipiell identisch, jedoch weicht die generierte Frequenz leicht ab: $f_{\text{LO}} = 83/90f_{\text{ref}} = 460,81 \text{ MHz}$.

A.1.2.2 Der Sampling-Prozess

Um die Eingangssignale im System zu verarbeiten ist es notwendig diese zu digitalisieren. Variationen der Amplitude und Phase des HF-Signals treten in Zeitkonstanten $\gg 2 \text{ ns}$ auf. Das Eingangssignal hierbei zuerst in ein IF-Signal umgewandelt werden. Diese IF-Frequenz wird

¹Einen elektronischen Mischer bezeichnet ein Bauteil in der Kommunikationstechnik, welches zwei Hochfrequenzsignale miteinander moduliert und ausgibt. Das Funktionsprinzip dieser Modulation lässt sich mit der Multiplikation zweier Hochfrequenzsignale umschreiben.

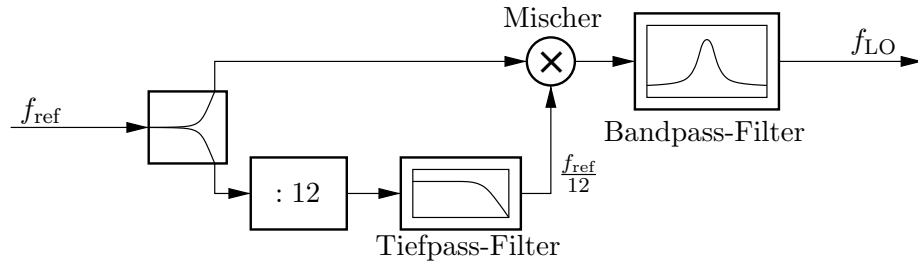


Abbildung A.1.2: Prinzip der Local Oscillator Generierung [Tey11].

Signal	Symbol	Verh. zu f_{ref}	Frequenz /MHz
Referenz	f_{ref}	1	499,669
IF	f_{IF}	$\frac{1}{12}$	41,639
Local Oscillator	f_{LO}	$\frac{11}{12}$	458,0299
ADC-Taktung	f_{ADC}	$\frac{11}{48}$	114,508
DAC-Taktung	f_{DAC}	$\frac{11}{24}$	229,015

Tabelle A.1.1: Übersicht der DAQ-Frequenzen des in Zukunft erhältlichen LLRF-Systems und deren Verhältnis zur Frequenz des Mastergenerators f_{ref} . Im erweiterten Prototypen des LLRF-Systems weichen diese Frequenzen leicht von den aufgeführten wie folgt ab: $f_{\text{IF}} = \frac{7}{90}f_{\text{ref}}$, $f_{\text{LO}} = \frac{83}{90}f_{\text{ref}}$, $f_{\text{ADC}} = \frac{83}{360}f_{\text{ref}}$ sowie $f_{\text{DAC}} = \frac{83}{180}f_{\text{ref}}$ [Tey12].

durch ein Mischen des Signals mit dem LO-Signal ($\frac{11}{12}f_{\text{ref}}$ für Details siehe Abschnitt A.1.2.1 im Anhang) und eine Bereinigung des gemischten Signals von höheren Frequenzkomponenten erreicht. Das Signal hat hierbei eine Frequenz von $\frac{1}{12}f_{\text{ref}}$ (41,6 MHz). Dieses kann dann zur Datenaquisition verwendet werden. Beim Prozess des Herruntermischens gehen Informationen über das Signal verloren, welche sich in kleineren Zeitskalen ändern als die IF-Frequenz und somit kurzer als 24,02 ns wären. Da Fluktuationen der Amplitude und Phase deutlich langsamer von statten gehen, ist eine Regelung der Amplitude und Phase auf deutlich größeren Zeitskalen vorgesehen wodurch der Informationsverlust die Leistungsfähigkeit dieser Regelung nicht tangiert. Um den ADC-Takt zu generieren wird der LO-Takt nun um den Faktor vier untersetzt, der DAC besitzt die doppelte Taktrate und wird aus der zweifachen Untersetzung des LO-Takts erzeugt. In Tabelle A.1.1 ist eine Übersicht der generierten Frequenzen dargestellt.

Um nun die Wellenform des IF-Signals zu digitalisieren wird dieses im ADC in diskrete Datenwerte umgewandelt. Das sogenannte Sampling. Da das Verhältnis der ADC-Sampling-Taktung zur IF-Frequenz gerade $4/11$ beträgt, werden in vier IF-Perioden elf ADC-Samplings durchgeführt bzw. elf digitale Datenpunkte aufgenommen, was sich auch in Abbildung A.1.3 illustriert wird. Diese Anzahl der Datenpunkte reichen aus um dieses Signal ohne Informationsverlust zu diskretisieren, da einem Verhältnis von Sampling-Rate zu IF-Frequenz von $\frac{11}{4} = 2,75 > 2$ das NYQUIST-SHANNON-Abtasttheorem erfüllt ist.

Diese digitalen Hochfrequenzsignale werden nun im FPGA weiter verarbeitet. Die Amplitude und Phase werden im FPGA durch eine IQ -Demodulation (siehe Abschnitt A.1.2.3 im Anhang) des digitalisierten IF-Signals erreicht. Diese IQ -Werte werden dort mittels des CORDIC-Prozesses in ihre korrespondierenden Amplituden- und Phasenwerte umgerechnet und stehen dem System dann für Messungen, Regelungen und Interlocks zur Verfügung.

Die Daten werden entweder mit 10 Hz aufgelesen und im System aufbereitet, oder es kann mit einer Verarbeitungsrate von 10 bis 40 kHz eine Echtzeit-Erfassung des Hochfrequenzsignals ermöglicht werden [Tey11]. Diese Echtzeit-Erfassung der DAQ wird im normalen Betrieb des LLRF-Systems auch dazu genutzt um mit diesem, ähnlich wie mit einem vektorieller Netzwerk-

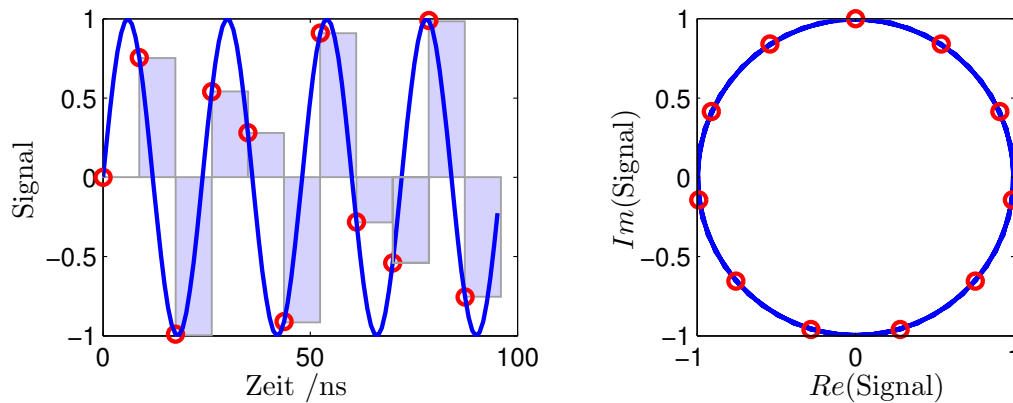


Abbildung A.1.3: Der Sampling-Prozess eines normierten IF-Signals im Zeitraum (links) und komplexen Phasenraum (rechts) [Tey11].

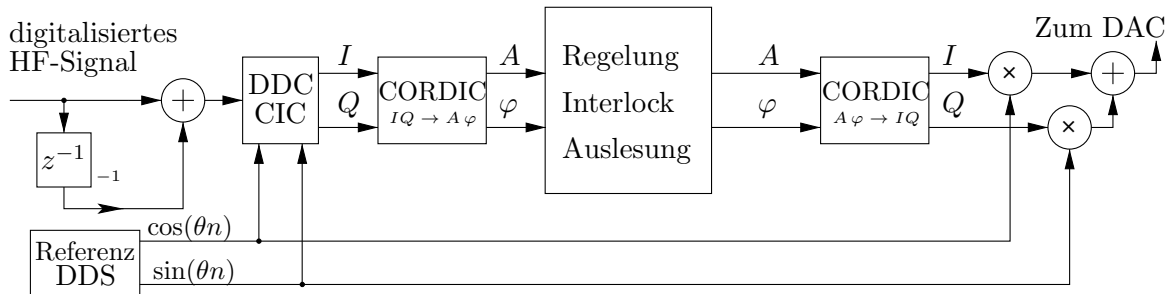


Abbildung A.1.4: Prinzip der digitalen IQ -Demodulation und Rückmodulation zum digitalen IF-Signal in Anlehnung an [Tey11]. Die Addierung des digitalisierten HF-Signals mit seinem um einen Takt verschobenen (z^{-1}) invertierten selbst dient hierbei der Reduzierung von Gleichstromanteilen auf dem HF-Signal [Tey12].

analysator², Abtastungen des angeschlossenen Hochfrequenzsystems und somit der PETRA-Resonatoren durch Frequenzvariation vorzunehmen. Dies findet besonders bei der Einrichtung der Resonanzregelung Anwendung.

A.1.2.3 Die IQ -Demodulation

Da sich die Parameter der HF-Signale wie die Amplitude und Phase im HF-Betrieb deutlich langsamer ändern als die Frequenz der verwendeten 499,669 MHz Hochfrequenz, ist eine IQ -Demodulation des HF-Signals sinnvoll. Die Amplituden- und Phasenwerte werden hierbei vom FPGA aus den ermittelten IQ -Werten errechnet.

Die Funktionsweise der Datenaquisition durch IQ -Demodulation ist in Abbildung A.1.4 abgebildet. Das digitalisierte HF-Signal wird mit Hilfe eines DDC³s heruntergemischt. Dabei wird dieses im DDC mit den Signalen eines Referenz DDS⁴ gemischt und daraus IQ -Werte erzeugt. Um diesen Vorgang besser zu verdeutlichen wird nun auf das Analogon in der analogen Hochfrequenztechnik eingegangen (vgl. Abbildung A.1.5):

²Ein vektorieller Netzwerkanalysator oder VNA wird in der Hochfrequenztechnik eingesetzt um die Streuparameter oder S -Parameter (die Reflexion und Transmission) eines HF-Systems als Funktion der Frequenz des abtastenden Signals zu ermitteln. Hierbei wird ein Signal bekannter Amplitude, Phase und Frequenz in das zu vermessende System eingekoppelt und das phasenverschobene reflektierte Signal analysiert.

³Aus dem Englischen für **D**igital **D**own **C**onverter

⁴Eine **D**irect **D**igital **S**ynthesis bezeichnet ein Verfahren zur Generierung von periodischen digitalisierten Signalen.

Um eine IQ -Demodulation eines analogen HF-Signals durchzuführen, wird diese mit Hilfe eines Splitters⁵ in zwei symmetrische Teile $A \cos(\omega t + \varphi)$ mit Amplitude A , Frequenz ω und Phase φ aufgeteilt. Diese werden mit zwei Referenzsignalen gleicher Frequenz gemischt. Dabei haben die beiden Referenzsignale eine Phasendifferenz von $\pi/2$ womit sich diese als $2 \sin(\omega t)$ und $2 \cos(\omega t)$ ausdrücken lassen. Diese Referenzsignale entsprechen den Ausgangssignalen des Referenz-DDS im digitalen Fall. Dabei ergeben sich aus dem Funktionsprinzip des idealen Mischers [Huf07]:

$$A \cos(\omega t + \varphi) \cdot 2 \cos(\omega t) = A \{ \cos(2\omega t + \varphi) + \cos(\varphi) \} \quad (\text{A.1.1})$$

$$A \cos(\omega t + \varphi) \cdot 2 \sin(\omega t) = A \{ \sin(2\omega t + \varphi) + \sin(\varphi) \} \quad (\text{A.1.2})$$

Nun wird dieses Signal durch einen Tiefpass von Hochfrequenzanteilen bereinigt und es verbleiben

$$I = A \cos(\varphi) \quad (\text{A.1.3})$$

$$Q = A \sin(\varphi) . \quad (\text{A.1.4})$$

welche die **In-Phase** Komponente und **Quadrature** Komponente des HF-Signals entspricht. Somit lässt sich das HF-Signal als Vektor im komplexen Raum ähnlich wie in Abbildung A.1.3 darstellen. Aus diesem lassen sich die Amplitude des HF-Signals als

$$A = \sqrt{I^2 + Q^2} \quad (\text{A.1.5})$$

ausdrücken und die relative Phasendifferenz zur Referenz-DDS aus

$$\tan(\varphi) = \frac{Q}{I} \quad (\text{A.1.6})$$

errechnen. Diese IQ -Werte werden im Fall des LLRF-Systems mit Hilfe des CORDIC-Prozesses im FPGA in Amplituden- und Phasendaten umgewandelt. Jedoch sind die ermittelten IQ -Daten unkalibriert und liegen nur in Form von ADC-Counts vor. Die durch den CORDIC-Prozess ermittelten Amplitudenwerten werden daher noch von Kalibrationsumrechnungen ergänzt, in die Kabeldämpfungen, Koppelfaktoren und Ähnliches einfließen. Auch sei erwähnt, dass die ermittelten Phasenwerte keine Absoluten Werte darstellen sondern lediglich als Phasendifferenz zum HF-Signal des Mastergenerators angegeben werden.

⁵Ein Splitter bezeichnet einen 3 dB-Koppler, welcher ein HF-Signal in zwei gleiche Anteile aufspaltet und ausgibt.

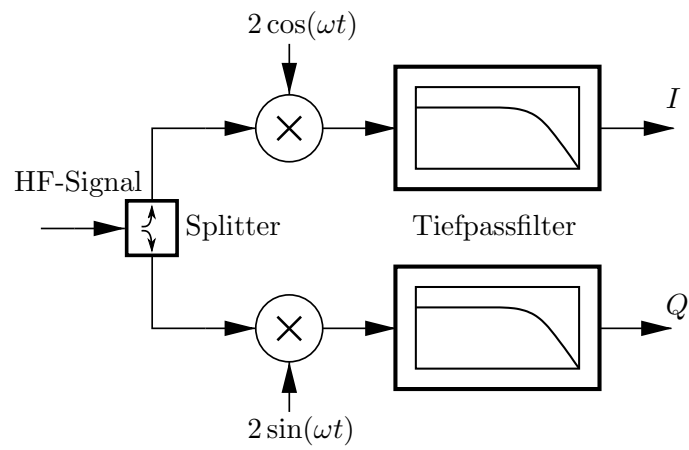


Abbildung A.1.5: Prinzip der analogen IQ -Demodulation.

A.2 Bilder

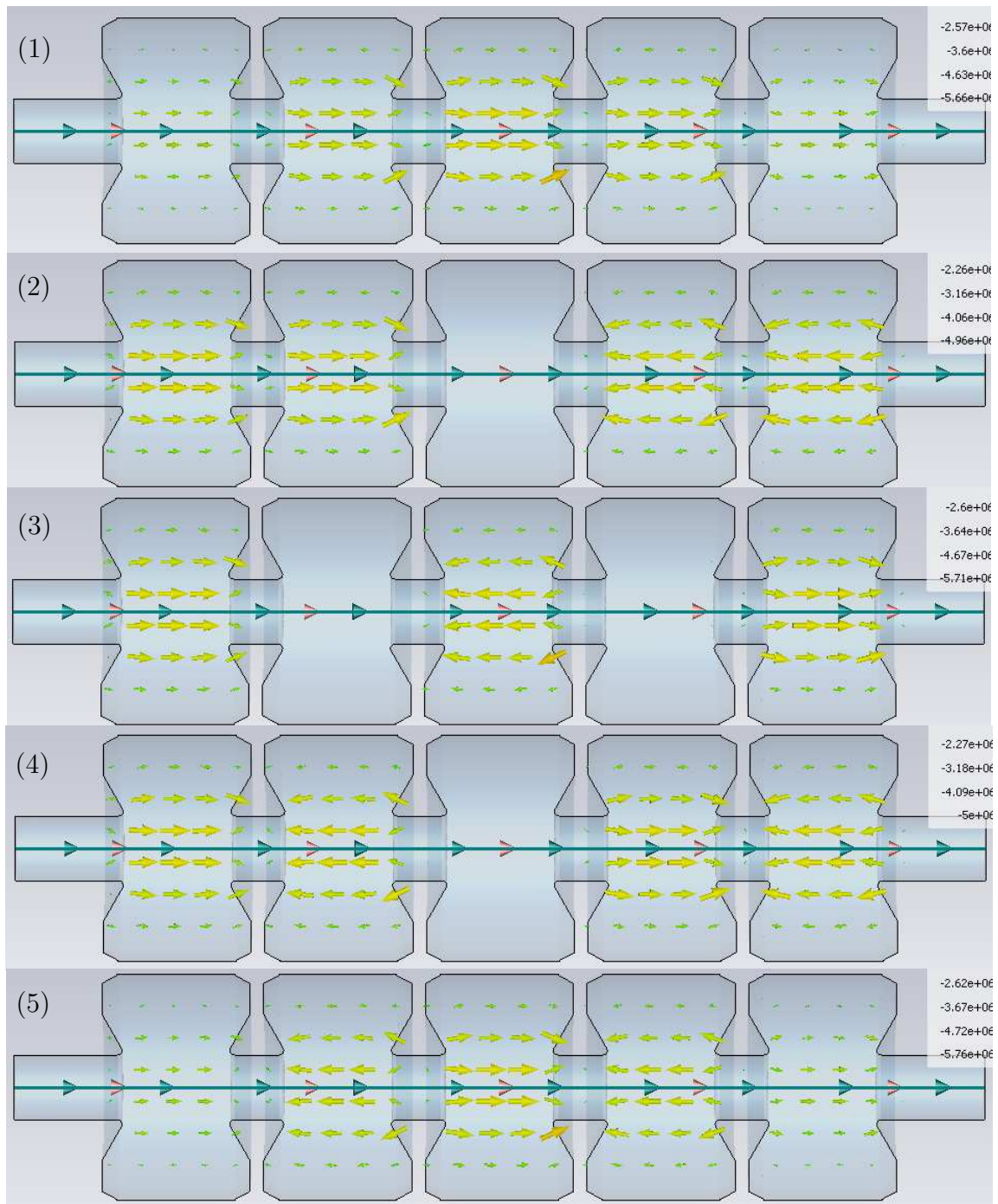


Abbildung A.2.1: CST-Simulation der Feldverteilung der fünf Untermoden des PETRA-Cavities [Sch12]. Untermoden (2) und (4) weisen in der mittleren Zelle des Resonators keine Felder auf, wodurch diese im Spektrum des Reflexionsfaktors nicht sichtbar sind. Die Untermode (5) wird zur Beschleunigung der Elektronenbunche verwendet.

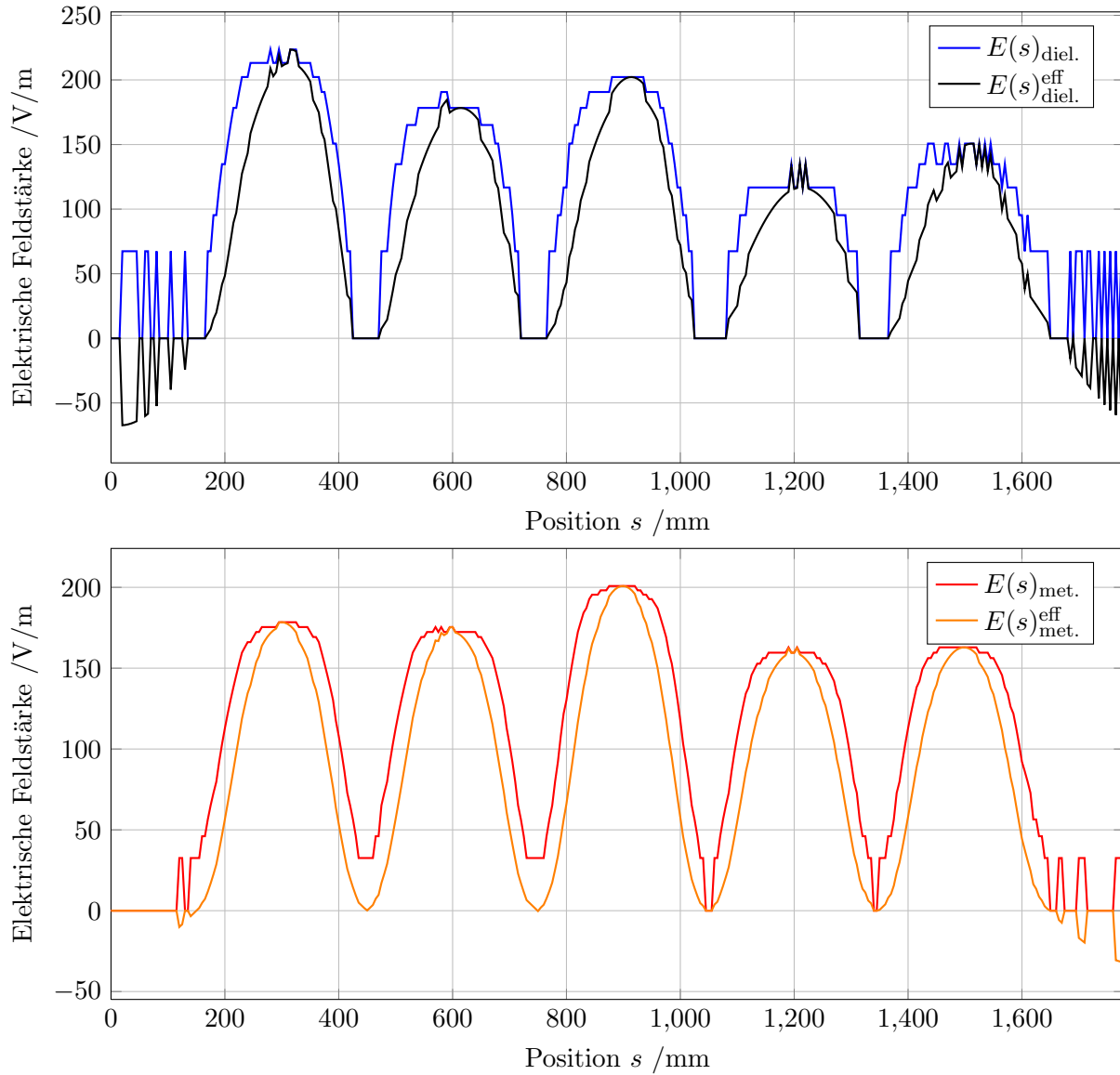


Abbildung A.2.2: Die ermittelte elektrische Feldverteilung der Fundamentalmode des PETRA-Resonators auf der Strahlachse mit metallischen (oben) und dielektrischen (unten) Störkörper. Sowie das effektive Feld, welches auf einen passierenden Bunch wirkt.

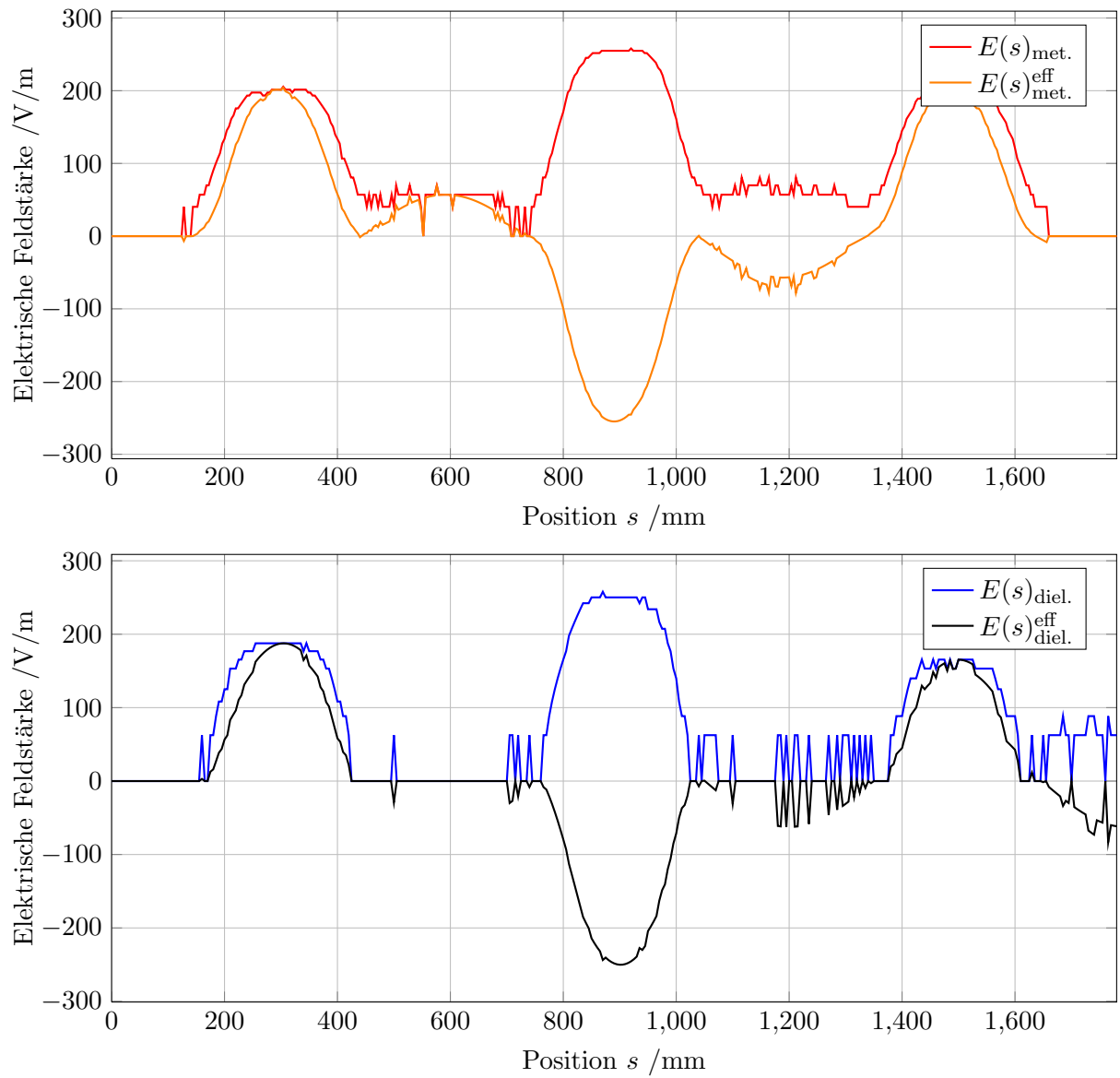


Abbildung A.2.3: Die ermittelte elektrische Feldverteilung der TM_{010} -Untermode bei 502 MHz des PETRA-Resonators auf der Strahlachse mit metallischen (oben) und dielektrischen (unten) Störkörper. Sowie das effektive Feld, welches auf einen passierenden Bunch wirkt.

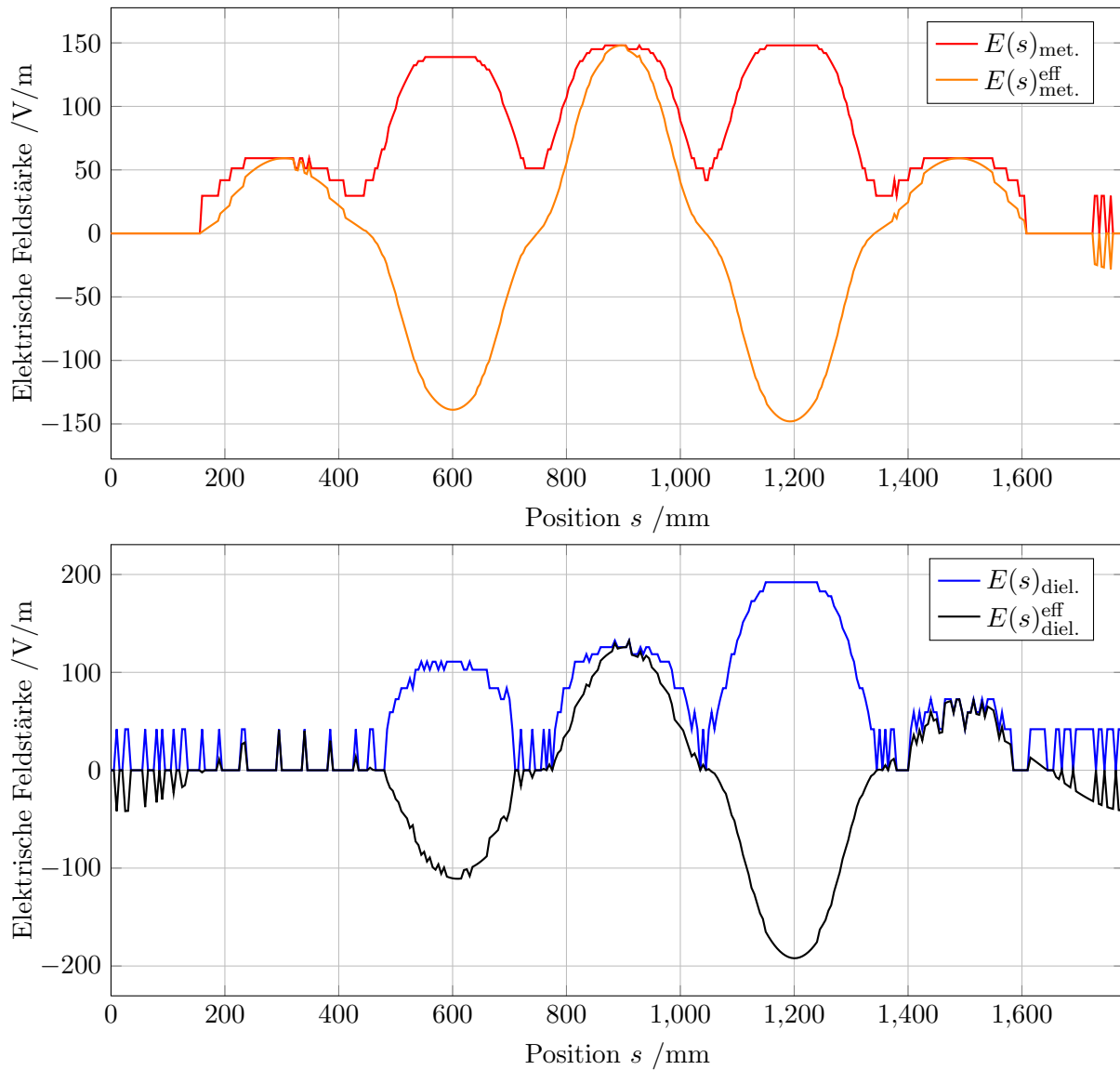


Abbildung A.2.4: Die ermittelte elektrische Feldverteilung der TM_{010} -Untermode bei 506 MHz des PETRA-Resonators auf der Strahlachse mit einem dielektrischen Störkörper. Sowie das effektive Feld, welches auf einen passierenden Bunch wirkt.

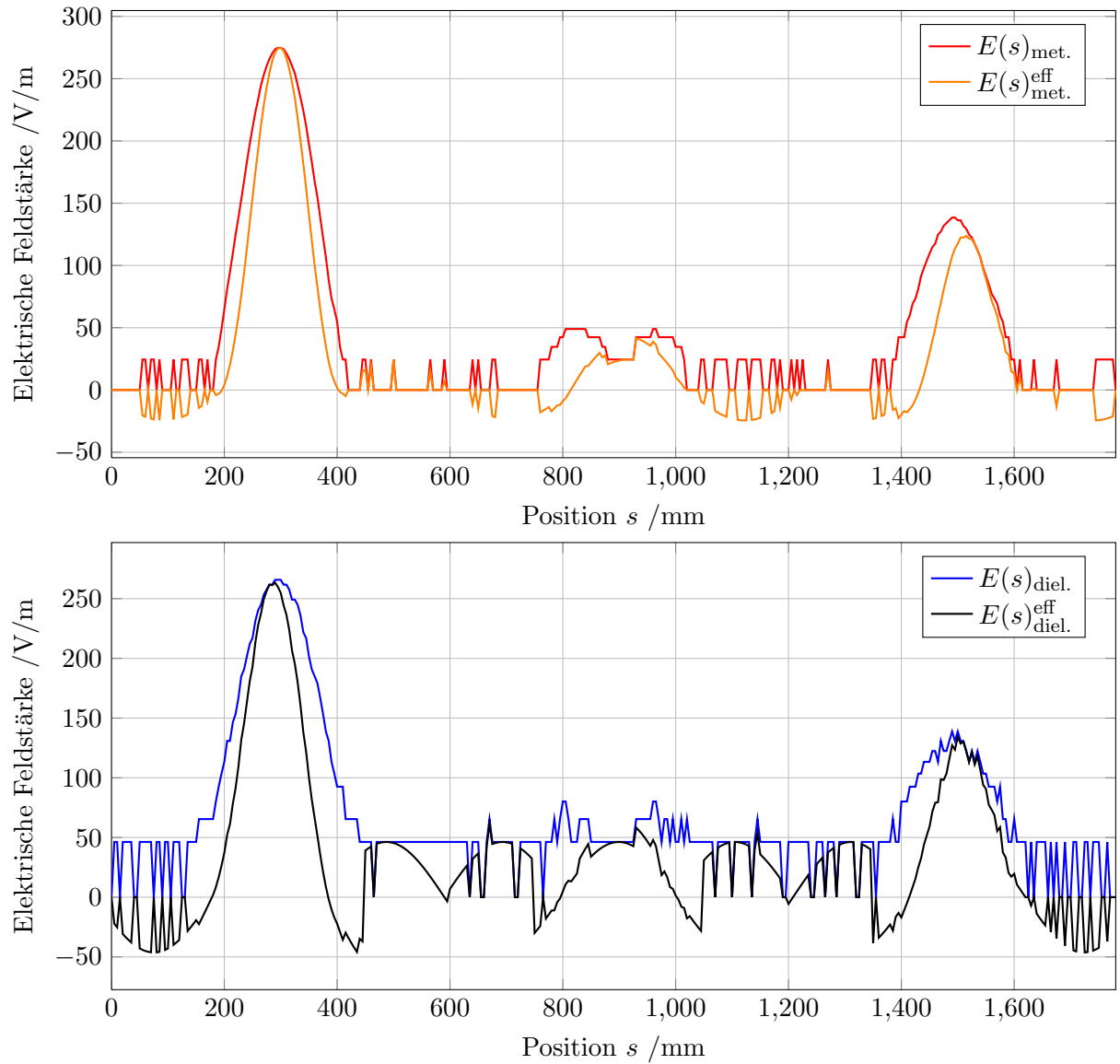


Abbildung A.2.5: Die ermittelte elektrische Feldverteilung der TM_{011} -Untermode bei 727 MHz des PETRA-Resonators auf der Strahlachse mit metallischen (oben) und dielektrischen (unten) Störkörper. Sowie das effektive Feld, welches auf einen passierenden Bunch wirkt.

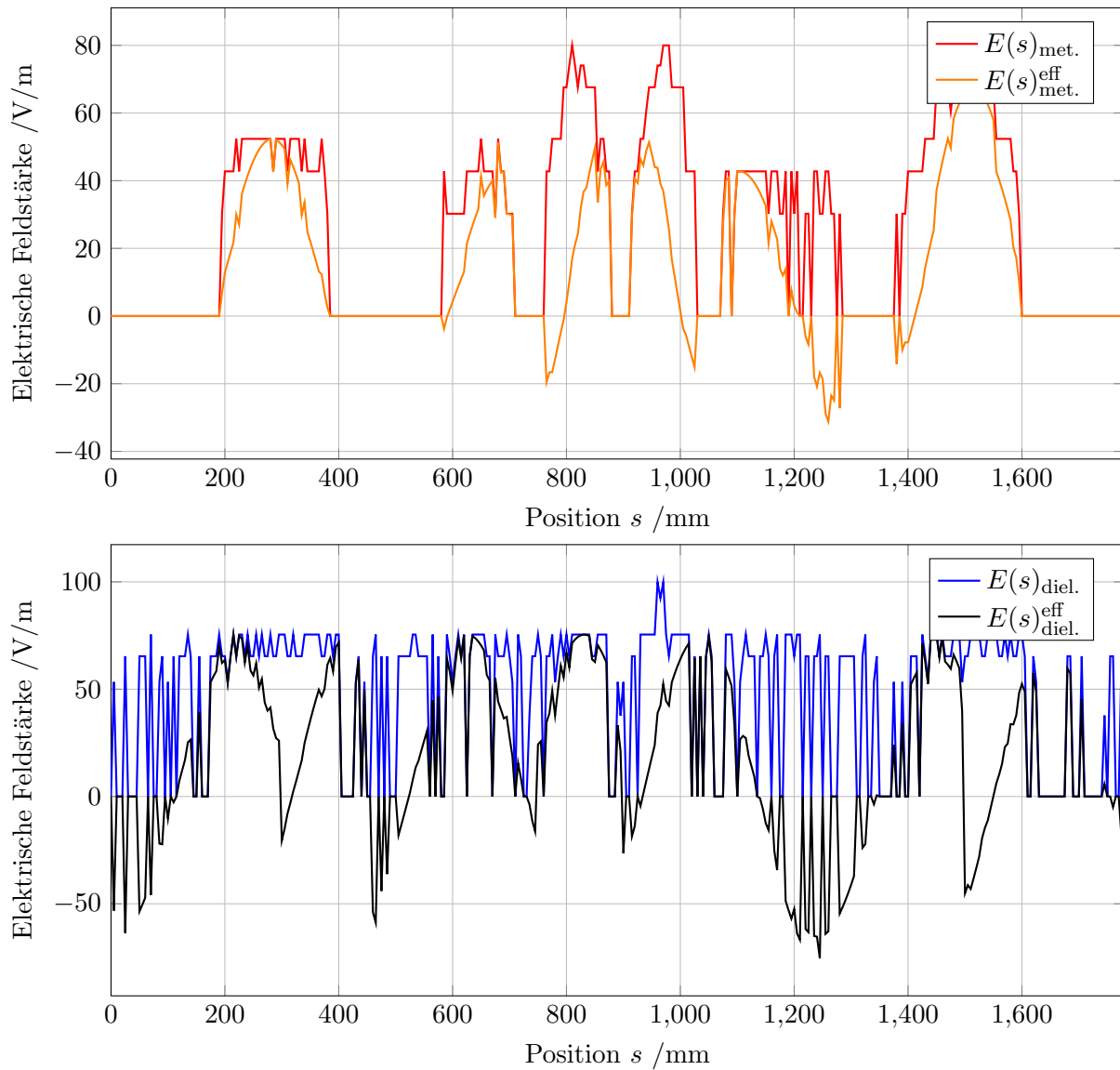


Abbildung A.2.6: Die ermittelte elektrische Feldverteilung der TM_{011} -Untermode bei 730 MHz des PETRA-Resonators auf der Strahlachse mit metallischen (oben) und dielektrischen (unten) Störkörper. Sowie das effektive Feld, welches auf einen passierenden Bunch wirkt.

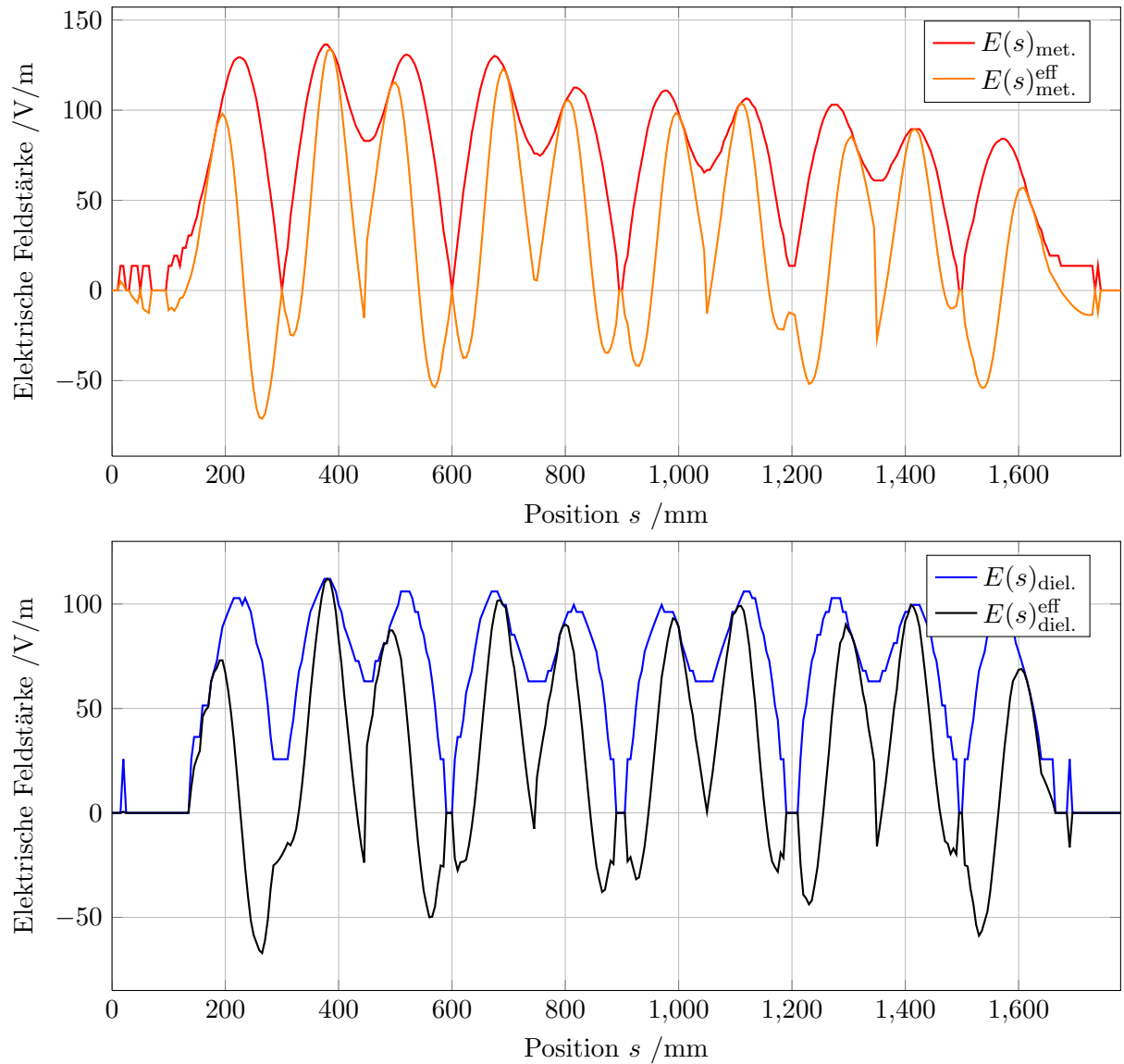


Abbildung A.2.7: Die ermittelte elektrische Feldverteilung der TM_{021} -Mode bei 1457 MHz des PETRA-Resonators auf der Strahlachse mit metallischen (oben) und dielektrischen (unten) Störkörper. Sowie das effektive Feld, welches auf einen passierenden Bunch wirkt.

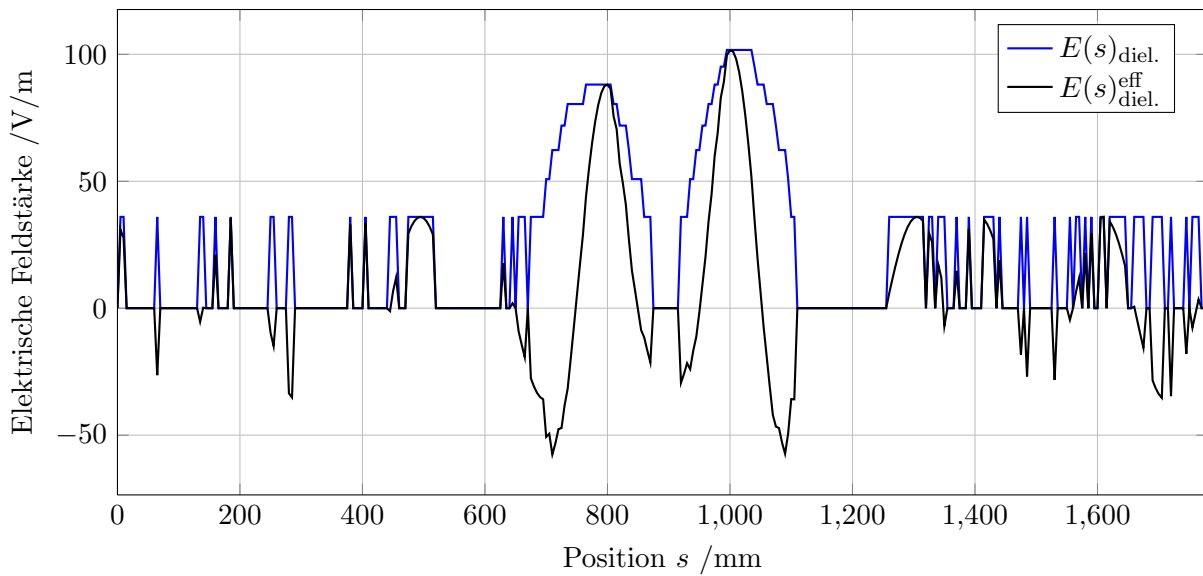


Abbildung A.2.8: Die ermittelte elektrische Feldverteilung der TM_{021} -Mode bei 1478,6 MHz des PETRA-Resonators auf der Strahlachse mit metallischem Störkörper. Sowie das effektive Feld, welches auf einen passierenden Bunch wirkt.

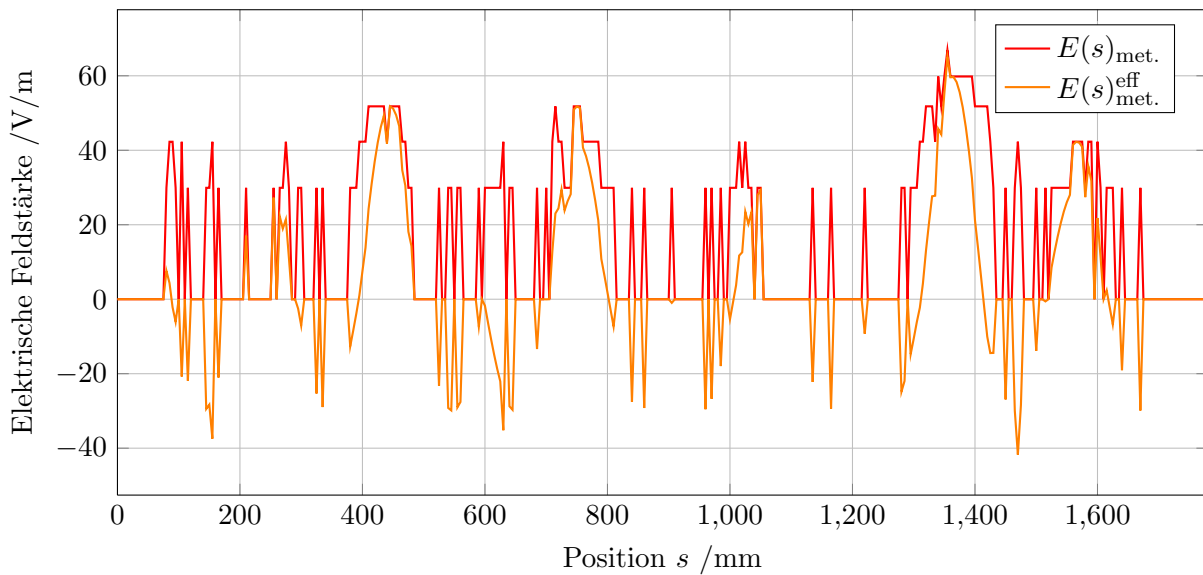


Abbildung A.2.9: Die ermittelte elektrische Feldverteilung der Mode bei 1470,4 MHz des PETRA-Resonators auf der Strahlachse mit dielektrischem Störkörper. Sowie das effektive Feld, welches auf einen passierenden Bunch wirkt.

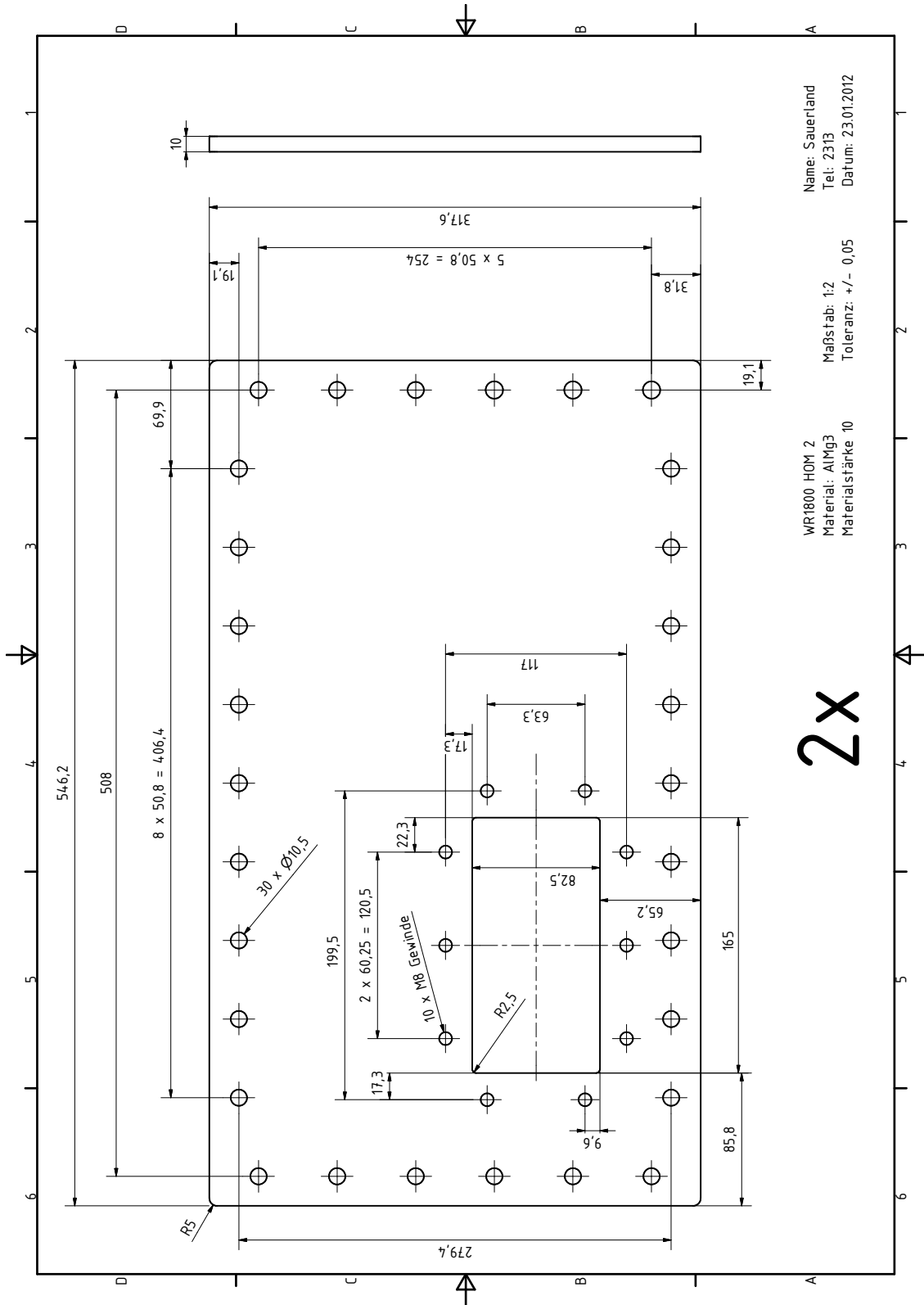


Abbildung A.2.10: Technische Zeichnung der modifizierten Endplatte des WR1800 Rechteckhohlleiters mit HOM-Filter in Anlehnung an eine Zeichnung des DESY Hamburg.

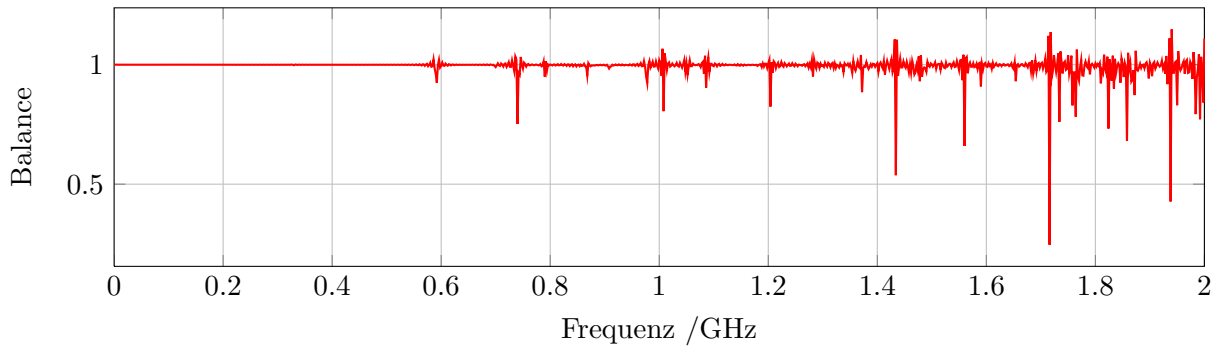


Abbildung A.2.11: Balance-Plot der Simulation des Transmissionsverhaltens des Übergangs vom Koaxialleiter des Fundamentalkopplers zum modifizierten Rechteckhohlleitersystem mit Absorber. Der S -Parameterplot ist in Abbildung 6.3.2 zu finden.

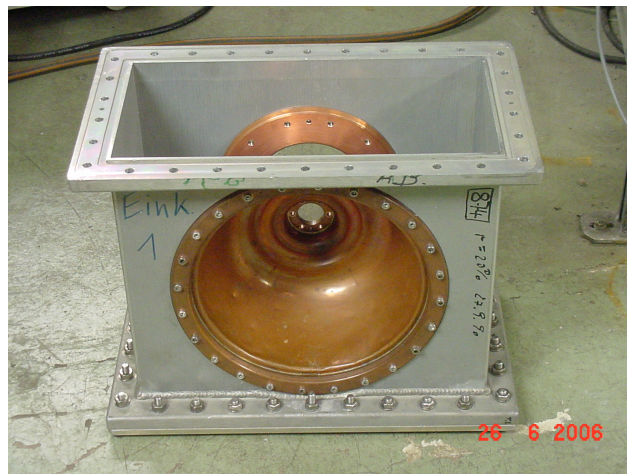


Abbildung A.2.12: Photo eines Doorknob des DESY Designs [MHF12a].

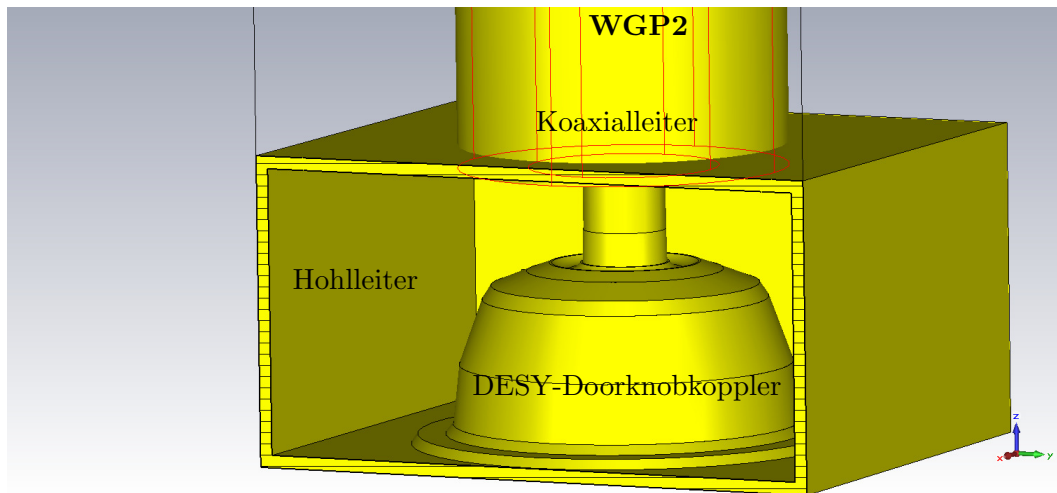


Abbildung A.2.13: Simulationsmodell des DESY-Doorknobkoppler integriert in einen kurzen Hohlleiterabschnitt. Der Waveguide Port WGP1 des Hohlleiters ist hier nicht sichtbar und befindet sich in etwa 1 m Entfernung zum Doorknobkoppler entlang des Hohlleitersystems.

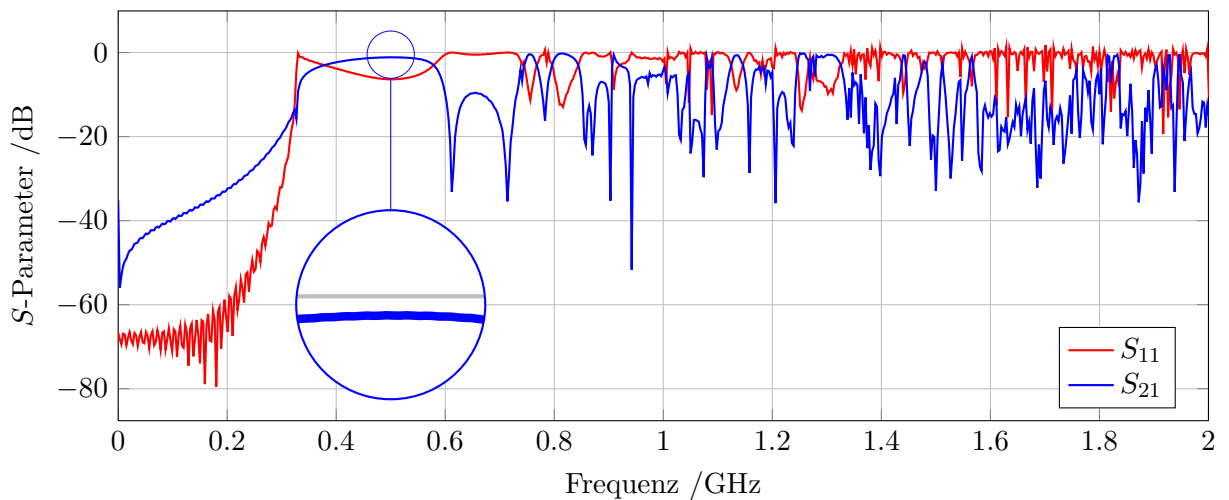


Abbildung A.2.14: Simulierter Frequenzverlauf der S -Parameter des DESY Doorknobs für einen Frequenzbereich von 0 bis 2 GHz. Der korrespondierende Balance-Plot ist in Abbildung A.2.15 zu finden. Diese Simulation wurde auf Grundlage des Modells in Abbildung A.2.13 durchgeführt.

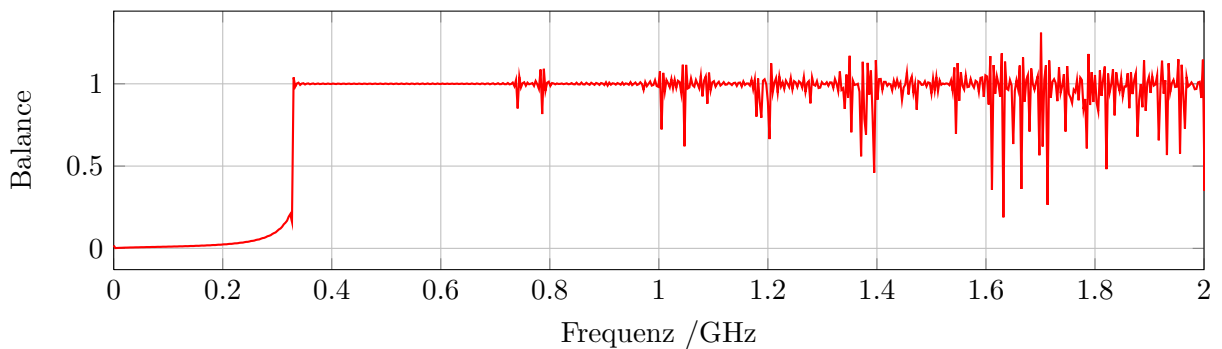


Abbildung A.2.15: Balance-Plot der Simulation des Transmissionsverhaltens eines DESY Doorknobkopplers. Der S -Parameterplot ist in Abbildung A.2.14 zu finden.

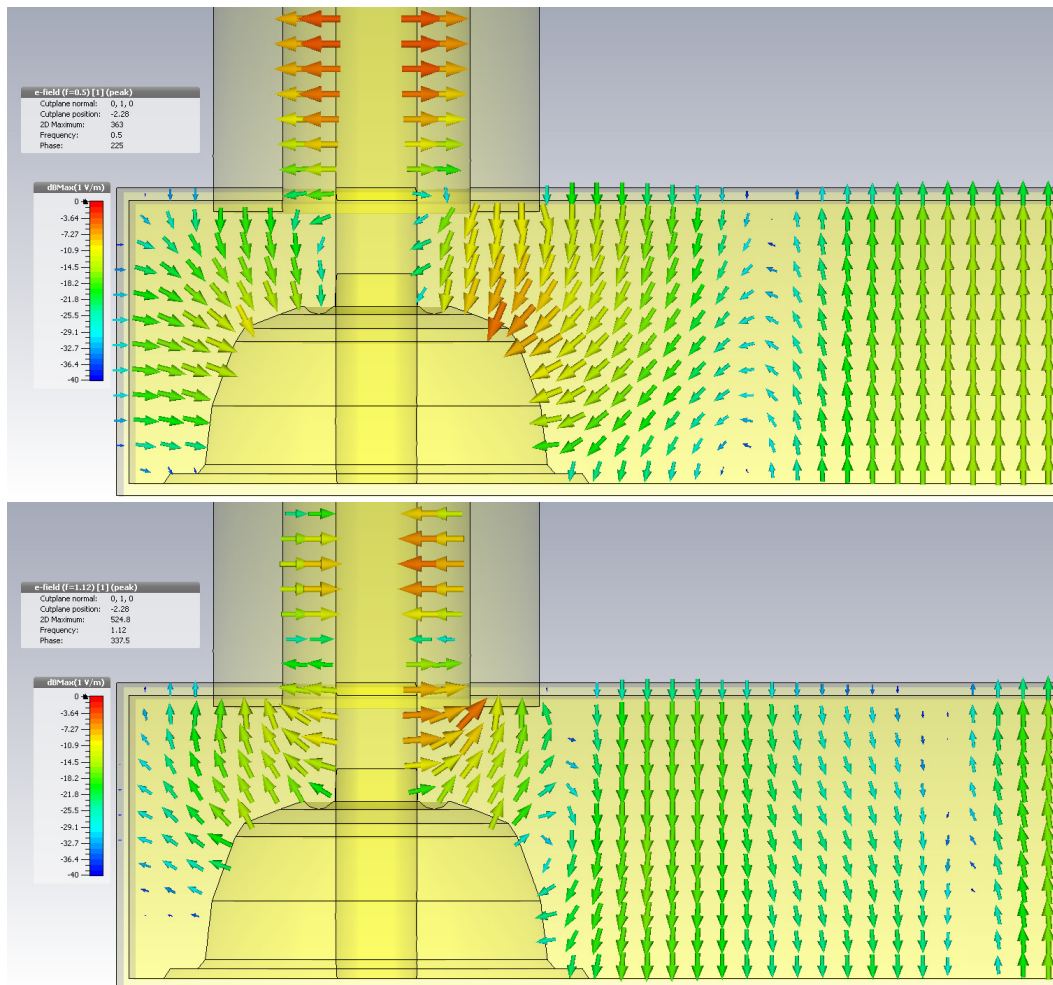


Abbildung A.2.16: Simulierte Verteilung des elektrischen Feldes beim Transfer einer 500 MHz (oben) sowie 1,12 GHz (unten) Mode vom Koaxialleiter zum Rechteckhohlleiter.

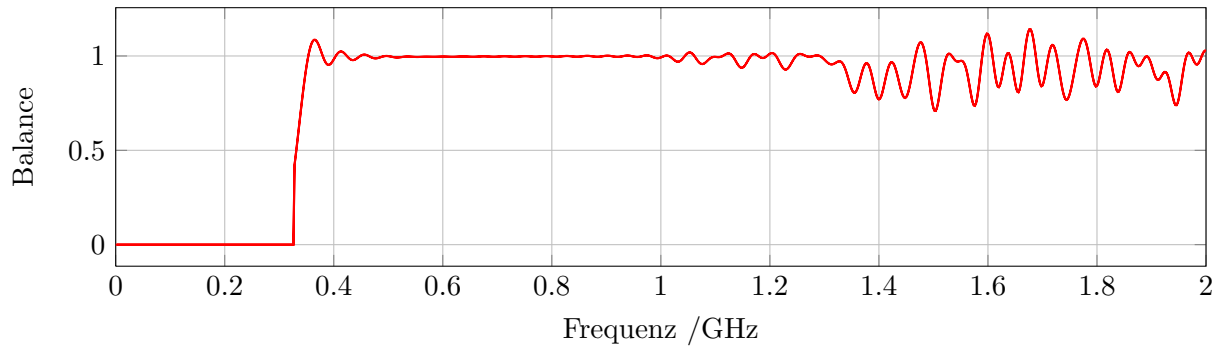


Abbildung A.2.17: Balance-Plot der Simulation des Transmissionsverhaltens des Rechteckhohlleitersystems mit 500 MHz Bandpass-Filter. Der S -Parameterplot ist in Abbildung 6.3.7 zu finden.

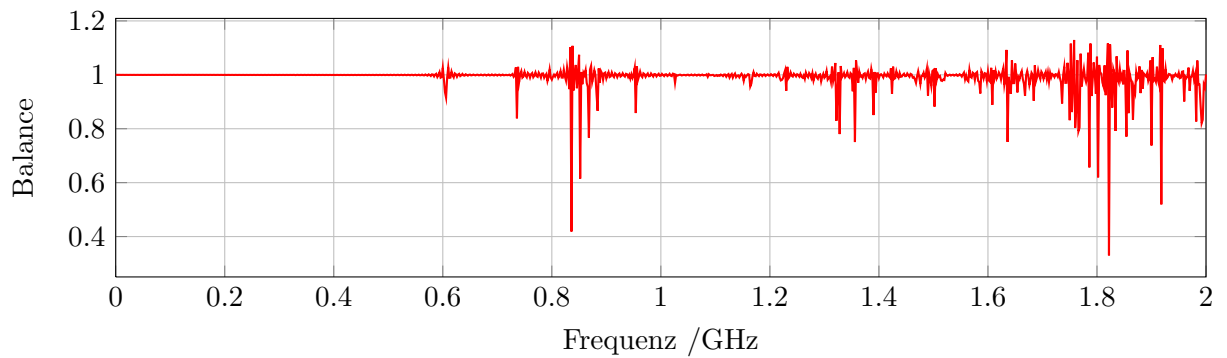


Abbildung A.2.18: Balance-Plot der Simulation des Transmissionsverhaltens des Übergangs vom Koaxialleiter zum Rechteckhohlleitersystem mit Absorber und Bandpass-Filter. Der S -Parameterplot ist in Abbildung 6.3.9 zu finden.

Literaturverzeichnis

- [Cli12] CLIPPER CONTROLS: *Dielectric Constant Values*. <http://www.clippercontrols.com/pages/Dielectric-Constant-Values.html>. Version: Dezember 2012
- [DIM] <http://www.dimtel.com>
- [Doo06] DOOLITTLE, Larry: LLRF Evaluation Board / Lawrence Berkeley National Laboratory. Berkeley, San Francisco, 2006. – Forschungsbericht
- [Ebe10] EBERHARDT, Maren: *Messung und Korrektur der Arbeitspunkte während der Energierampe am Stretcherring von ELSA*. Bonn, Physikalisches Institut, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Doktorarbeit, 2010
- [EPI] <http://www.aps.anl.gov/epics/>
- [Hil06a] HILLERT, Wolfgang: The Bonn Electron Stretcher Accelerator ELSA: Past and future. In: *Eur. Phys. J. A* 28 (2006). <http://dx.doi.org/10.1140/epja/i2006-09-015-4>. – DOI 10.1140/epja/i2006-09-015-4
- [Hil06b] HILLERT, Wolfgang: *E 106 Hohlraumresonatoren / Cavities, Ergänzende Informationen zur Versuchsdurchführung*. Bonn, Versuchbeschreibung, 2006
- [HML12] HILLERT, Wolfgang ; MAIER, Rolf ; LEHRACH, Andreas: *Advanced Accelerator Physics (physics714)*. Bonn, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, akt. Vorlesungsskript, 2012
- [Huf07] HUFSCHMID, M.: *Information und Kommunikation, Grundlagen und Verfahren der Informationsübertragung*. Teubner Verlag, 2007
- [Kho92] KHOE, T.: *The Effect of Small Ellipsoidal Material on the Resonant Frequency of a Cavity*. Chicago, 1992
- [LLZ01] LECHER, Kurt ; LÜHR, Hans-Peter ; ZANKE, Ulrich C.: *Taschenbuch der Wasserwirtschaft*. Gabler Wissenschaftsverlage, 2001
- [MHF02] MHF_E DESY: The DORIS HOM-Coupler Story / DESY. Hamburg, 2002. – Forschungsbericht
- [MHF10a] MHF_E DESY: *500 MHz, 5-Cell Cavity*. Hamburg, 2010
- [MHF10b] MHF_E DESY: *Cavity Input Coupler*. Hamburg, 2010
- [MHF12a] MHF_E DESY: *Doorknob (Hohlleiter-Koaxial-Übergang)*. <http://mhf-e.desy.de/e519/e520/>. Version: Dezember 2012
- [MHF12b] MHF_E DESY: Taskforce r-punkt / DESY. Hamburg, 2012. – Forschungsbericht

- [Nat12] NATIONAL INSTRUMENTS: *Systemdesignsoftware NI LabVIEW*. <http://www.ni.com/labview/d/>. Version: Dezember 2012
- [Ond86] ONDRACEK, Gerhard: *Werkstoffkunde. Leitfaden für Studium und Praxis*. 2. Auflage. Expert Verlag, 1986
- [Rot12] ROTH, André: *Breitbandige Feedback-Systeme zur Dämpfung kohärenter Strahlinstabilitäten am Stretcherring ELSA*. Bonn, Physikalisches Institut, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Doktorarbeit, 2012
- [Sau10] SAUERLAND, Dennis: *Symmetrisierung der Feldverteilung in mehrzelligen Hochfrequenzresonatoren*. Bonn, Physikalisches Institut, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Bachelorarbeit, 2010
- [Sch10] SCHEDLER, Manuel: *Optimierung von Hochfrequenz-Intensitätsmonitoren am Elektronenbeschleuniger ELSA*. Bonn, Physikalisches Institut, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Bachelorarbeit, 2010
- [Sch12] SCHEDLER, Manuel: *Persönliche Mitteilung*. 2012
- [TES] TESLA DESY: *RF waveguide distribution system*. Hamburg,
- [Tey11] TEYTELMAN, Dmitry: LLRF Design Proposal / DIMTEL. San Jose, 2011. – Forschungsbericht
- [Tey12] TEYTELMAN, Dmitry: *Persönliche Mitteilung*. September 2012
- [Wil92] WILLE, K.: *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*. Teubner Studienbücher: Physik, 1992

Danksagung

Ohne die Unterstützung vieler Personen wäre die Erstellung dieser Arbeit nicht möglich gewesen, weshalb ich mich an dieser Stelle für deren Einsatz und ihre Hilfsbereitschaft bedanken möchte. Leider können hier nicht alle Personen aufgeführt werden, da dies den Rahmen dieser Arbeit sprengen würde. Deshalb seien die nun genannten Personen stellvertretend auch für alle nicht genannten. Mein besonderer Dank richtet sich an

- Herrn PD Dr. Wolfgang Hillert, der jederzeit zur Beantwortung von Fragen und zur Hilfestellung zur Verfügung stand.
- Herrn Prof. Dr. Maier für die Übernahme des Koreferats.
- Dmitry Teytelman für die Entwicklung seines LLRF-Systems und seinem unermüdlichen Einsatz während der Einsatzstudie dieses Systems.
- meine Bürokollegen Jens-Peter Thiry, Dennis Proft sowie Jan Schmidt für die stets heitere Arbeitsatmosphäre und der häufigen, produktiven Fachdiskussionen sowie Hilfestellungen.
- Manuel Schedler, Jens-Peter Thiry sowie Dennis Proft und Jan Schmidt für das Korrekturlesen dieser Arbeit.
- meine Eltern für die Unterstützung in meinem bisherigen Leben, die mir das Studium erst ermöglicht haben.
- die ganze Arbeitsgruppe ELSA, für Hilfestellungen und die tolle Zeit die ich bei euch verbringen durfte.
- alle ELSA-Ingenieure und -Techniker, allen voran P. Hänisch, F.G. Engelmann sowie T. Becker, M. Holzhäuser und K. Faßbender für die Planung und Realisierung der vielen großen und kleinen Installationen die im Rahmen dieser Arbeit aufgebaut wurden.

Auch allen, die ich nicht erwähnt habe, ein herzliches Dankeschön.

Danke

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

Bonn, den 22. Januar 2013

Unterschrift