

Auslegung und Messungen einer supraleitenden 325 MHz CH-Struktur für Strahlbetrieb

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften

vorgelegt beim Fachbereich Physik
der Goethe-Universität
in Frankfurt am Main

von

Marco Busch
aus Hanau

Frankfurt am Main
2015

D30

Vom Fachbereich Physik der
Goethe-Universität als Dissertation angenommen.

Dekan: Prof. Dr. R. Reifarth

1. Gutachter: Prof. Dr. H. Podlech

2. Gutachter: Prof. Dr. U. Ratzinger

Datum der Disputation: 12.11.2015

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Gliederung der Arbeit	3
1.2	Projekte für supraleitende CH-Strukturen	4
1.2.1	GSI UNILAC und GSI cw LINAC	4
1.2.2	Das MYRRHA-Projekt	7
2	Einsatz supraleitender Beschleunigerkomponenten	9
2.1	Grundlegende Eigenschaften der Supraleitung	10
2.2	Resonatorspezifische Parameter	13
2.3	Auslegung der Ankopplung für Strahlbetrieb	22
2.4	Limitierende Phänomene	26
2.4.1	Restwiderstand	26
2.4.2	Multipacting	27
2.4.3	Thermaler Zusammenbruch	31
2.4.4	Feldemission	32
2.5	Physikalische Grundlagen der CH-Struktur	35
3	HF-Auslegung der Resonanzstrukturkomponenten	37
3.1	Variation der Endspatllänge	39
3.2	Statische Tuner	40
3.3	Dynamische Tuner	41
3.3.1	Multipactingbetrachtungen	42
3.3.2	Mechanische Stabilität	46
3.3.3	Frequenzhub	46
3.4	Allgemeine Multipactinguntersuchungen des Resonators	47
3.5	Frequenzverschiebung durch mechanische Einflüsse	50
3.6	Lorentz-Force-Detuning	53
3.7	Die finale Resonanzstruktur	56
4	Zwischenmessungen an der Kavität	57
4.1	Frequenztuning	59
4.2	Feldverteilung	61
4.3	Drucksensitivität	65
4.4	Abkühlverhalten mit flüssigem Stickstoff	67
4.5	Messung der externen Güte	68
4.6	Oberflächenpräparation	69

5	Kaltemessungen	73
5.1	Drucksensitivität bei Evakuierung des Kryostaten	78
5.2	Abkühlverhalten mit flüssigem Helium	79
5.3	Inbetriebnahme und Konditionierung der Struktur	80
5.4	Mikrophonie und Langzeitverhalten der Frequenzstabilität	84
5.5	Messung von Lorentz-Force-Detuning	86
5.6	Bestimmung des maximalen Feldgradienten und der Q-E-Kurve	87
5.7	Messungen im 2 K-Betrieb	92
5.8	Messung der Röntgenstrahlungsdosis mit Thermolumineszenzdosimetern	95
6	Vorgehensweise zum Erreichen der Zielfrequenz	97
7	Ausarbeitung eines Leistungskopplers	101
7.1	Designkriterien für die Fenster eines Leistungskopplers	102
7.2	Simulationen zur Kopplergeometrie	103
8	Vergleich supraleitender Niederenergiestrukturen	107
9	Zusammenfassung und Ausblick	113
	Anhang	117
	Tabellenverzeichnis	119
	Abbildungsverzeichnis	121
	Literaturverzeichnis	125

1 Einleitung

Der Einsatz supraleitender Technologie im Beschleunigerbereich ist in den vergangenen Jahrzehnten enorm angestiegen. Neben großen Ringbeschleunigern, wie dem LHC¹[Gourber, 1995], gibt es erhebliche Anstrengungen, Linearbeschleuniger, z.B. den zum LHC komplementär geplanten ILC²[Behnke et al., 2013], in bisher unerreichte Energiebereiche voranzutreiben. Beim ILC handelt es sich um einen e^+e^- -Collider, bei dem die beiden Strahlen in je 11 km langen Linac-Sektionen auf bis zu 500 GeV Schwerpunktsenergie beschleunigt werden und mit sehr hoher Luminosität kollidieren. Die technologische Entwicklung der Beschleunigerkomponenten für den ILC wurde in den 1990er Jahren im Rahmen des TESLA³ Technology Kollaborationsprogramms begonnen und stets weiter ausgearbeitet. Ebenso auf den TESLA-Entwicklungen basierend, stellt auf europäischer Ebene der European XFEL⁴[Altarelli et al., 2006], der sich zurzeit am DESY⁵ in Hamburg im Bau befindet, einen Schwerpunkt der supraleitenden Beschleunigerentwicklung, -technologie und -anwendung dar. Dort sollen Elektronen in einem 1.6 km langen Linac-Tunnel auf 17.5 GeV beschleunigt werden, um als Quelle für einen hochbrillianten Röntgenlaser zu dienen. Die Feldgradienten der einzelnen Resonatoren müssen dabei $E_a > 30 \text{ MV/m}$ erfüllen. Bei den erwähnten Elektronenbeschleunigern ergibt sich bezüglich der Resonatorgeometrie ein sehr einfaches Bild: Da Elektronen aufgrund ihrer geringen Masse sehr schnell relativistische Geschwindigkeiten erreichen, kann im Anschluss an die Elektronenquelle prinzipiell die gleiche Art und Dimensionierung des Resonators kontinuierlich verwendet werden, sofern die Frequenz erhalten bleibt. In diesem Feld hat sich seit vielen Jahren die elliptische Kavität aufgrund der einfachen Geometrie und der hohen erreichbaren Felder bewährt. Für Hadronenbeschleuniger ergibt sich ein vielschichtigeres Schema. Der Aufbau moderner, konventioneller Hadronenlinearbeschleuniger erfolgt größtenteils nach

¹Large Hadron Collider

²International Linear Collider

³TeV-Energy Superconducting Linear Accelerator

⁴X-Ray Free-Electron Laser

⁵Deutsches Elektronen-Synchrotron

dem gleichen Grundprinzip: Beginnend bei einer Ionenquelle wird der Strahl über ein Extraktionssystem zur Niederenergiesektion transportiert. Dort wird dieser diagnostiziert und über Solenoide/ Quadrupole transversal fokussiert, bevor er in einen RFQ⁶ geführt wird. Im RFQ wird der Strahl gebuncht⁷, HF-fokussiert und beschleunigt. Der darauffolgende Abschnitt setzt sich aus Rebunchern, Driftröhrenbeschleunigerstrukturen und Fokussierelementen zusammen. Anschließend wird der Strahl, sofern die Energie nicht bereits für Experimente ausreicht, meist entweder in Ringe injiziert oder zu Hochenergiestrukturen, wie z.B. elliptischen Kavitäten, überführt, um schließlich für Experimente zur Verfügung zu stehen. Gerade im Bereich der supraleitenden Niederenergiestrukturen gibt es hierbei kein klares Referenzdesign. Die wichtigsten Entwicklungen in den internationalen Laboren und Universitäten konzentrieren sich auf Viertelwellen-, Halbwellen-, Spoke- und CH-Resonatoren. Die GSI⁸ und anschließend das Institut für Angewandte Physik der Goethe Universität Frankfurt beschäftigen sich seit Ende der 1990er Jahre mit der Entwicklung von supraleitenden CH-Strukturen [Ratzinger & Tiede, 1998]. Der erste Prototyp, der bei diesem Prozess entstand, war eine 19-zellige, $\beta = 0.1$, 360 MHz CH-Struktur, welche erfolgreich mit einem Gradienten von bis zu 7 MV/m getestet wurde [Podlech et al., 2007]. Die korrespondierende Spannung lag bei 5.6 MV und stellte einen neuen Weltrekord für Niederenergiestrukturen dar. Da der Prototyp nicht für Strahlbetrieb vorgesehen war, wurde im Rahmen dieser Arbeit eine neuartige, 7-zellige, $\beta = 0.156$, 325 MHz CH-Struktur für Strahltests am GSI UNILAC⁹ entworfen. Dieser Resonator zeichnet sich durch eine kompakte Bauweise mit wenigen Driftabschnitten, optimierten Präparationsmöglichkeiten, mechanischer Stabilität und einem neuartigen Tuningkonzept gegenüber dem Prototypen aus. Die Kompaktheit wird durch eine veränderte Stützengeometrie erreicht, wodurch im Ein- und Ausgangsbereich der Struktur Driftstrecken signifikant verkürzt werden. Durch vier zusätzliche Spülflansche können schwer zugängliche Bereiche des Resonatorvolumens besser präpariert und gereinigt werden. Das Tuningkonzept verfolgt einen alternativen Ansatz zu bisherigen supraleitenden Systemen, indem über einen verformbaren Balgtuner, der sich in der Nähe der Strahlachse befindet, lokal das elektrische Feld und damit die Frequenz beeinflusst wird. Angetrieben wird der Balgtuner dabei wahlweise von einem Schrittmotor zur statischen Regelung der Frequenz um etwa 100 kHz und von einem Piezoaktor für das dynamische Tuning im 100 Hz-Bereich.

⁶Radio-Frequenz-Quadrupol

⁷bunchen (engl.): in Teilchenpakete aufteilen

⁸GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH

⁹UNIversal Linear ACcelerator

Die abschließenden Tests des Resonators, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden, lassen auf einen positiven Trend für weitere, zukünftige Entwicklungen schließen.

1.1 Gliederung der Arbeit

In der vorliegenden Arbeit wurde die supraleitende Kavitätenentwicklung am IAP fortgeführt, indem die Auslegung, Fertigung, Zwischentests sowie Leistungstests an einer neu entwickelten 325 MHz CH-Struktur erfolgreich durchgeführt wurden. Zunächst werden hierzu Projekte vorgestellt, die für einen Einsatz supraleitender CH-Strukturen vorgesehen sind. Zum einen stehen dafür erste Strahltests am GSI UNILAC mit der 325 MHz CH-Struktur an, des weiteren befinden sich der cw LINAC¹⁰ an der GSI und das MYRRHA Projekt in Mol mit mehreren CH-Resonatoren in der Planung. Danach werden die wichtigsten Eigenschaften der HF-Supraleitung in Bezug auf Beschleuniger geschildert und typische Resonatorparameter eingeführt. Insbesondere wird dabei auf die Einkopplung sowie die Bestimmung der Koppelparameter über gepulste Signale eingegangen. Zusätzlich wird aufgezeigt, wie die Einkopplung in den Resonator bei Strahlbetrieb zu erfolgen hat. Anschließend wird auf die häufigsten Limitierungen und deren Vermeidung/ Minimierung beim Betrieb von supraleitenden Beschleunigern eingegangen. Die nächsten Kapitel widmen sich den physikalischen Merkmalen von CH-Strukturen und der HF-Auslegung der Geometrie, unter anderem der Berücksichtigung limitierender Effekte während des Betriebs. Komplettiert werden die vorausgegangenen Simulationen von ausführlichen Zwischenmessungen bei Raumtemperatur während der Fertigungsphase sowie Tests mit hohen Feldgradienten in kryogener Umgebung. Darüber hinaus werden Simulationen und die gefertigten Subkomponenten des Leistungskopplers für die 325 MHz Struktur präsentiert. Das abschließende Kapitel setzt die entwickelte CH-Struktur in Relation zu anderen, weltweit entwickelten Niederenergiestrukturen bezüglich der wichtigsten HF-Parameter und der erzielten Performance.

¹⁰continuous wave LINear ACcelerator

1.2 Projekte für supraleitende CH-Strukturen

Zum gegenwärtigen Zeitpunkt sind die 360 MHz CH-Struktur und die in dieser Arbeit vorgestellte 325 MHz Kavität erfolgreich in einem vertikalen Kryostaten mit hohen Gradienten getestet worden. Erstgenannte war als Proof-of-Concept Prototyp nicht für Strahlbetrieb vorgesehen [Liebermann, Podlech, Ratzinger & Sauer, 2003], konnte aber dennoch ein Ausrufezeichen im Hinblick auf erzielbare Spannungen im Bereich der Niederenergiestrukturen setzen. Letztere Struktur soll mit Strahl am GSI UNILAC getestet werden. Zusätzlich befinden sich zwei 217 MHz Kavitäten im Bau als Vorstufe für den geplanten Dauerstrichlinac an der GSI zur Erzeugung superschwerer Elemente. Das dritte Projekt, MYRRHA, beschäftigt sich mit der Transmutation radioaktiver Abfälle. Für die Linearbeschleunigersektion dieses Projekts sind ebenfalls supraleitende CH-Resonatoren eingeplant.

1.2.1 GSI UNILAC und GSI cw LINAC

Am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung in Darmstadt findet zurzeit eine große Erweiterung des bestehenden Beschleunigerkomplexes statt. Das aus dieser Ex-

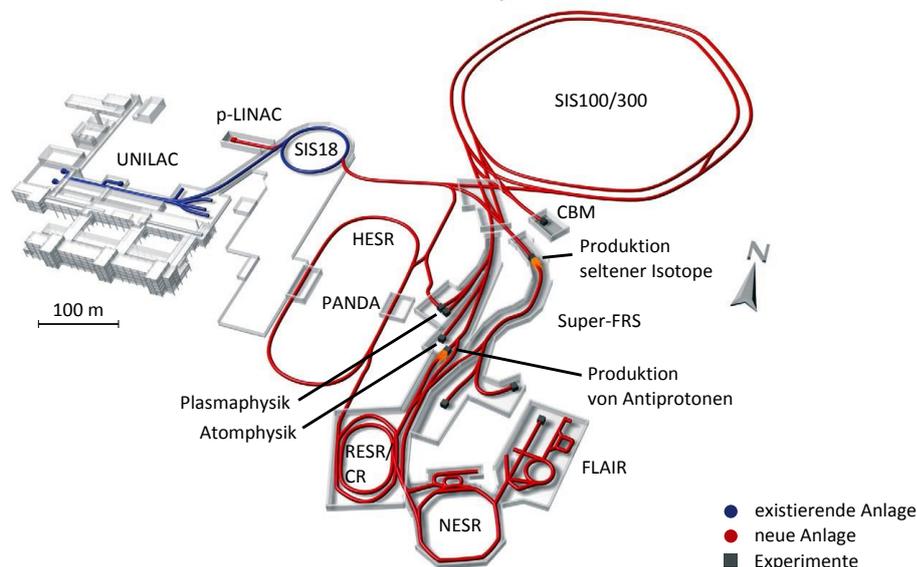


Abbildung 1.1: Überblick der geplanten FAIR Anlage (Quelle: GSI).

pansion resultierende Projekt FAIR¹¹ soll Antiprotonen- und Ionenstrahlen mit bisher unerreichter Strahlintensität und -qualität liefern. In der finalen Stufe besteht FAIR aus acht Ringbeschleunigern mit bis zu 1100 m Umfang, zwei Linearbeschleunigern und rund 3,5 km Strahlführungsrohren.

Die bereits existierenden GSI-Beschleuniger (UNILAC, SIS18) werden dann als Vorbeschleuniger eingesetzt. In Abb. 1.1 ist der aktuelle und zukünftige Komplex für GSI/FAIR schematisch dargestellt. Der Hochstrominjektor des UNILAC besteht aus einer MEVVA¹²-/ MUCIS¹³- sowie einer PIG¹⁴-Quelle zur Erzeugung niedriggeladener, hochintensiver Ionen, z.B. U^{4+} , einem 36 MHz RFQ, der den Strahl von 2.2 keV/u auf 120 keV/u beschleunigt, zwei IH-Strukturen, welche die Energie auf 1.4 MeV/u erhöhen, einem Gasstripper zur Umladung auf U^{28+} und einer anschließenden 108 MHz Alvarez-Sektion, die den Strahl mittels fünf Kavitäten auf 11.4 MeV/u beschleunigt. Den Abschluss des Injektors bilden fünf Einzelspaltresonatoren (s. Abb. 1.2) [Dahl, 2009]. Da Teile des UNILAC bereits seit 40 Jahren in Betrieb sind (Poststripper-Sektion), und um die zukünftigen FAIR Strahlanforderungen zu erfüllen, wurde der RFQ mit neuen Elektroden ausgestattet und die Alvarez-Sektion wird aktuell restauriert/ optimiert [Groening et al., 2014]. Für zukünftige Optionen, die Linacsektion des UNILAC dahin gehend zu modifizieren, dass eine Endenergie von 30 MeV/u oder 100 MeV/u erreicht wird (was eine direkte Injektion in den SIS100-Ring ermöglichen könnte), stellt die hier vorgestellte 325 MHz CH-Struktur aufgrund der hohen Effizienz und kompakten Geometrie einen geeigneten Kandidaten dar [Barth, Dahl, Eickhoff & Groening, 2009].

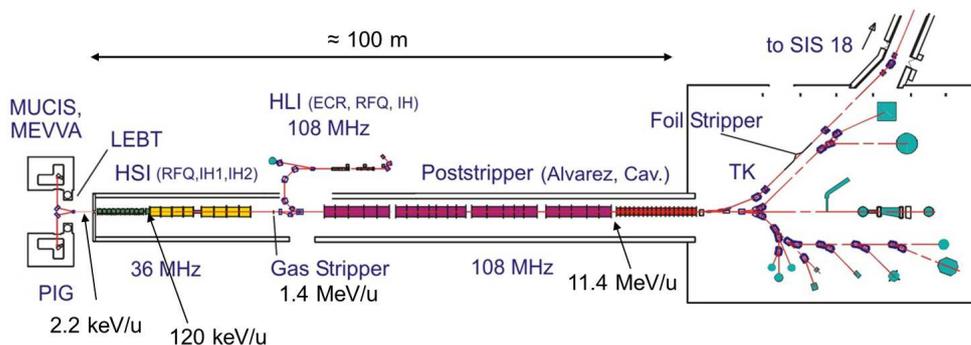


Abbildung 1.2: Schematischer Aufbau der UNILAC-Sektion an der GSI (Quelle: GSI).

¹¹Facility for Antiproton and Ion Research

¹²Metal Vapor Vacuum Arc

¹³MultiCusp Ion Source

¹⁴Penning Ionisation Gauge

Ein weiteres GSI-Projekt befindet sich zurzeit mit dem cw LINAC im Aufbau. Da FAIR einen Großteil der UNILAC-Strahlzeit beanspruchen wird, ist ein neuer, dedizierter, dauerstrichgetriebener Injektor für das SHE¹⁵-Programm zur Erzeugung und Untersuchung superschwerer Elemente notwendig [Hofmann et al., 2004]. Hierfür soll der vorhandene HLI¹⁶ als Basis dienen und um eine energievariable, supraleitende Sektion erweitert werden [Minaev, Ratzinger, Podlech, Busch & Barth, 2009]. Diese

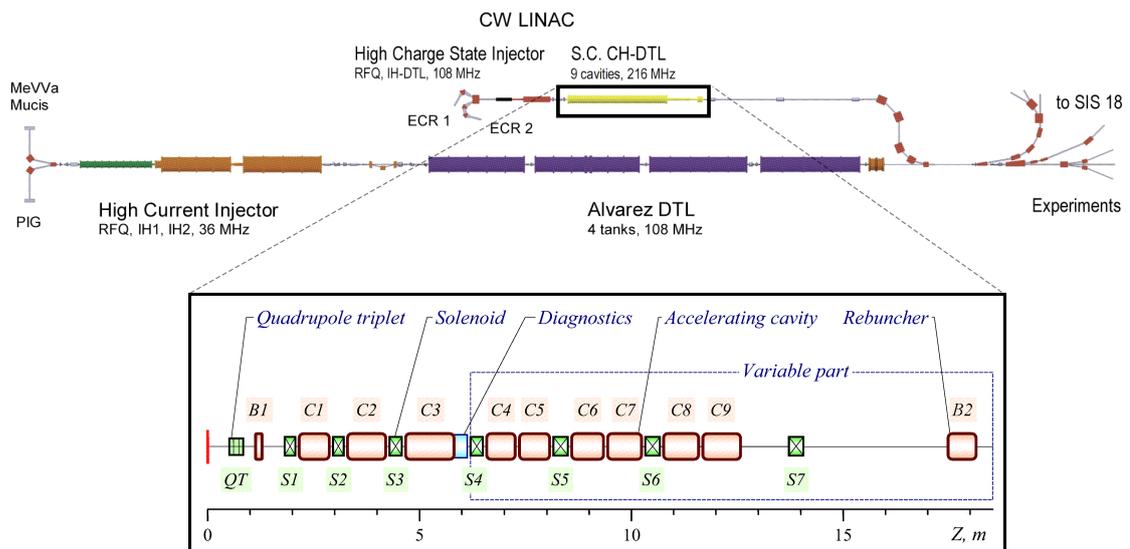


Abbildung 1.3: Layout des geplanten cw Linac an der GSI.

Sektion besteht aus neun CH-Strukturen und sieben Solenoiden und soll Teilchen mit einem Masse-zu-Ladungs-Verhältnis von bis zu 6 bei einem Strahlstrom von 1 mA von 1.4 MeV/u auf 3.5-7.5 MeV/u beschleunigen (s. Abb. 1.3). Da es für die anschließenden Experimente SHIP¹⁷ und TASCAs¹⁸ von großem Vorteil ist, von einem kontinuierlichen Strahl versorgt zu werden, stellt ein supraleitender Beschleuniger gerade im Dauerstricheinsatz aufgrund der günstigeren Leistungsbilanz im Vergleich zu einem normalleitenden Schema die bessere Lösung dar. Durch den Aufbau der Sektion mit effizienten CH-Strukturen mit jeweils konstantem geometrischen β , was durch die EQUUS¹⁹- Strahldynamik ermöglicht wird, kann der Linac sehr kompakt und kostengünstig realisiert werden. In der Vorlaufphase zum cw LINAC sind zunächst ein Demonstrator und ein Advanced Demonstrator zurzeit in der Produktions- bzw. Pla-

¹⁵Super Heavy Elements

¹⁶HochLadungs-Injektor

¹⁷Separator for Heavy Ion reaction Products

¹⁸TransActinide Separator and Chemistry Apparatus

¹⁹EQUidistant mUltigap Structure

nungsphase. Der Demonstrator setzt sich dabei aus einem universellen, horizontalen Kryostaten zusammen, in welchem zwei Solenoide und eine CH-Struktur mit Strahl getestet werden können [Dziuba et al., 2014]. Alle vier Komponenten stehen kurz vor der Fertigstellung. Für die nächste Phase, den Advanced Demonstrator, sollen weitere Kryomodule und Resonatoren folgen [Basten et al., 2014].

1.2.2 Das MYRRHA-Projekt

Das derzeit in Mol, Belgien, in Planung befindliche Projekt MYRRHA (**M**ulti-purpose **h**ybrid **R**esearch **R**eactor for **H**igh-tech **A**pplications) verfolgt das Ziel, langlebigen, radioaktiven Abfall, der beim Betrieb von Kernreaktoren anfällt, in kurzlebige Produkte umzuwandeln [Abderrahim et al., 2010]. Hierfür wird ein kontinuierlicher Pro-

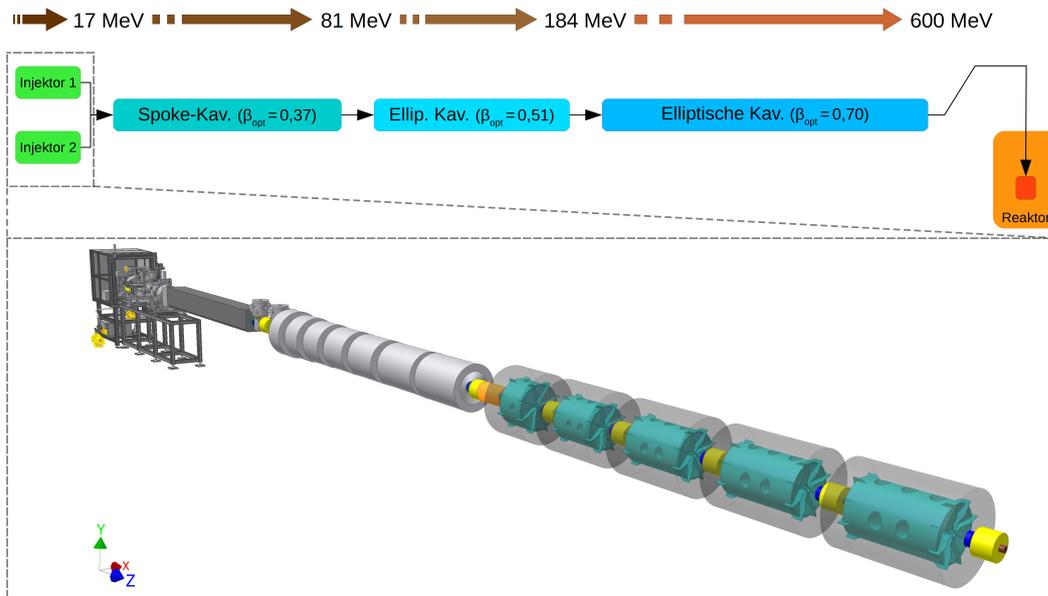


Abbildung 1.4: *Oben:* Gesamter MYRRHA-Linac bis zum subkritischen Reaktor. *Unten:* Schema der Injektorsektion mit supraleitenden CH-Strukturen (in Anlehnung an [Mäder, 2015]).

tonenstrahl benötigt, der bei einem Strom von 4 mA auf bis zu 600 MeV beschleunigt wird, um auf einem Blei-Bismut-Target Spallationsneutronen auszulösen. Anschließend wird der hohe Fluss an schnellen Neutronen dazu verwendet, um einen subkritischen Reaktorkern zu bestrahlen und die Spaltung zu initialisieren. Da dieses Projekt sehr hohe Anforderungen an die Zuverlässigkeit der einzelnen Komponenten stellt,

wird die Niederenergiesektion (bis 17 MeV) parallel redundant in Form von zwei Injektoren und die Hochenergiesektion seriell redundant, indem der Ausfall einer Kavität durch benachbarte Strukturen kompensiert werden kann, gebaut (s. Abb. 1.4). Ein Injektor besteht dabei aus einer EZR²⁰-Ionenquelle, einer LEBT²¹-Sektion, einem 4-Rod-RFQ, einem Rebuncher, 7 normalleitenden CH-Strukturen und 5 supraleitenden CH-Kavitäten, die den Strahl auf eine Energie von 17 MeV beschleunigen und an den Hauptlinac übergeben. Die Energiesektion bis 17 MeV wurde bezüglich Strahldynamik und Resonatorgeometrien optimiert und Tests an verschiedenen Prototypkavitäten bereits durchgeführt [Mäder, 2015].

²⁰**Elektron-Zyklotron-Resonanz**

²¹**Low Energy Beam Transport**

2 Einsatz supraleitender Beschleunigerkomponenten

Grundsätzlich gibt es beim Bau eines Linearbeschleunigers die Alternativen, entweder normalleitende oder supraleitende Komponenten zu verwenden. Die Wahl für die eine oder die andere Technologie hängt dabei sehr stark von den jeweiligen Randbedingungen des Projekts ab. Betrachtet man lediglich den Oberflächenwiderstand, so liegt dieser bei supraleitenden Beschleunigern um 5-6 Größenordnungen niedriger als bei Normalleitung, was sich im gleichen Maße in der einzuspeisenden Leistung niederschlägt. Jedoch müssen hierbei auftretende kryogene Verluste aufgrund des niedrigen Wirkungsgrads von Kältemaschinen (Carnot- inkl. technischer Wirkungsgrad: ca. 3%) mit erheblichem energetischen Aufwand kompensiert werden, so dass sich der Vorteil der Supraleitung etwas relativiert. Daher zieht man verschiedene Kriterien her-

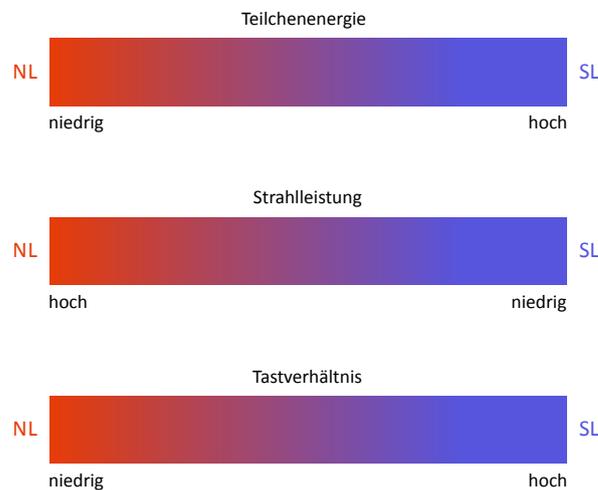


Abbildung 2.1: Kriterien zur Auswahl von normalleitender oder supraleitender Technologie.

an: Werden niedrige Energien, hohe Strahlleistungen und ein niedriges Tastverhältnis

benötigt, dann bieten sich normalleitende Komponenten an. Bei umgekehrten Anforderungen dagegen verwendet man tendenziell supraleitende Kavitäten (s. Abb. 2.1). Häufig liegt eine Mischung dieser drei Kriterien vor, dann entscheiden Details und der finanzielle, technische und infrastrukturelle Rahmen über die Technologie. Bei vielen Großprojekten liegt die Wahl oftmals nicht darin ob, sondern ab welcher Energie innerhalb eines Linearbeschleunigers auf supraleitende Resonatoren gewechselt wird. Da Linearbeschleuniger immer kompakter gebaut werden müssen und supraleitende Kavitäten immer höhere Gradienten zu leisten vermögen, verringert sich diese Übergangsenergie stetig.

2.1 Grundlegende Eigenschaften der Supraleitung

Eine detaillierte und fundierte Beschreibung der Supraleitung kann in entsprechender Literatur nachgeschlagen werden [Bardeen, Cooper & Schrieffer, 1957],[Kittel, 2005]. An dieser Stelle sollen die phänomenologischen Eigenschaften der Supraleitung thematisiert werden. Die ersten theoretischen Modelle zur makroskopischen Beschreibung der Supraleitung basieren auf Untersuchungen von Fritz Walther Meissner und Robert Ochsenfeld aus dem Jahre 1933 und offenbarten, dass Supraleiter zusätzlich zum verschwindenden Oberflächenwiderstand besondere magnetische Eigenschaften besitzen, indem ein Supraleiter beim Eintritt der Supraleitung ein extern angelegtes Magnetfeld aus dem Inneren des Leiters verdrängt. Dieses Phänomen wird als Meissner-Ochsenfeld-Effekt bezeichnet und charakterisiert einen Supraleiter als idealen Diamagneten ($\mu_r = 0$). Es kann sich dabei aber nicht um eine vollständige Verdrängung handeln, weil dies zu einer unendlich hohen Stromdichte an der Oberfläche führen würde. Den Brüdern Fritz und Heinz London gelang 1935 die theoretische Beschreibung des Meissner-Ochsenfeld-Effekts. Sie konnten mittels der nach Ihnen benannten London-Gleichungen

$$\frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} = \frac{1}{\mu_0 \lambda_L^2} \mathbf{E}, \quad \nabla \times \mathbf{j}_s = -\frac{n_s e^2}{m_e} \mathbf{B} \quad (2.1)$$

die Eindringtiefe λ_L des Magnetfeldes in den Supraleiter bestimmen [London & London, 1935]. Für die Eindringtiefe gilt:

$$\lambda_L = \sqrt{\frac{m_e}{\mu_0 n_s e^2}}, \quad (2.2)$$

und diese gibt an, innerhalb welcher Tiefe im Material das Magnetfeld auf den e-ten Anteil abgefallen ist. Die Werte für λ_L liegen typischerweise bei einigen 10 nm. Um den Mechanismus der „klassischen“ (Tiefemperatur-)Supraleitung und der damit einhergehenden niedrigen Sprungtemperatur zu erklären, entwickelten Bardeen, Cooper und Schrieffer die nach ihnen benannte BCS-Theorie. Demzufolge polarisiert ein Elektron beim Durchlaufen des Atomgitters die Atomrümpfe. Trägheitsbedingt bleibt diese Polarisation für einen Augenblick erhalten und kann auf ein zweites Elektron wirken. Über diese Wechselwirkung mit dem Gitter sind die beiden Elektronen aneinander gebunden. Man nennt diese Verbindung „Cooper-Paar“. Damit zwei Elektronen ein Cooper-Paar bilden können, muss deren Impuls und Spin entgegengesetzt sein:

$$\{e, \vec{p}, \uparrow; e, -\vec{p}, \downarrow\}$$

Folglich sind der Gesamtimpuls und -spin eines Cooper-Paares Null und es kann als Boson betrachtet werden. Demnach können alle Paare zugleich den energetisch günstigsten Zustand annehmen. Durch die Verbindung zu einem Cooper-Paar entsteht eine Energielücke Δ , die nicht von normalleitenden Elektronen unterhalb der Fermikante überschritten werden kann. Beim Anlegen einer Gleichspannung erfolgt der Stromtransport ausschließlich über die Cooper-Paare, da diese sich reibungslos durch das Atomgitter bewegen können, wodurch der Widerstand gegen Null strebt. Die räumliche Ausdehnung eines Cooper-Paares wird durch die Kohärenzlänge ξ_0 bestimmt:

$$\xi_0 = \frac{\hbar v_F}{k_B T_C}, \quad (2.3)$$

mit v_F der Fermigeschwindigkeit, k_B der Boltzmannkonstanten und T_C der Sprungtemperatur des Supraleiters. Üblicherweise beträgt die Kohärenzlänge einige 10 bis 100 nm und ist damit 2-3 Größenordnungen größer als die Gitterkonstante. Die Bindungsenergie eines Cooper-Paares lässt sich über die Kohärenzlänge in Kombination mit der Heisenbergschen Unschärferelation zu einigen meV abschätzen, wodurch die geringen Sprungtemperaturen zu erklären sind. Im Hochfrequenzfall bewirkt die Trägheit der Cooper-Paare ($m_{CP} = 2m_e$), dass die Paare dem Wechselfeld nicht schnell genug folgen können und somit der Stromtransport auch über ungepaarte Elektronen erfolgt. Wie groß dieser Anteil ist, hängt vom Material, der Temperatur und der Frequenz ab. Für den Oberflächenwiderstand gilt:

$$R_s = A\omega^2 \exp\left(-\frac{\Delta}{k_B T}\right) \quad (2.4)$$

mit der Materialkonstanten A , der Energielücke Δ des Supraleiters, der Temperatur T und der Betriebsfrequenz ω .

Supraleiter können in zwei Kategorien eingeordnet werden, je nach dem, wie der Meissner-Ochsenfeld-Effekt in Erscheinung tritt: Typ I Supraleiter gehen bei Erreichen der kritischen Flussdichte B_c vollständig in den normalleitenden Zustand über. Der Bereich unterhalb von B_c wird Meissner-Phase genannt. In diesem Zustand wird das Magnetfeld bis auf eine dünne Oberflächenschicht gemäß den Londongleichungen aus dem Supraleiter verdrängt. Supraleiter des Typs II besitzen eine größere Londonsche Eindringtiefe und drei Zustände. Bis zur ersten kritischen Flussdichte B_{c1} findet der vollständige Meissner-Ochsenfeld-Effekt statt. Zwischen B_{c1} und B_{c2} herrscht ein Mischzustand, die sogenannte Schubnikow- oder Mischphase, in der das äußere Magnetfeld in Form von Flussschläuchen in das Material eindringen kann, die Supraleitung jedoch erhalten bleibt. Ab der Flussdichte B_{c2} bricht dann die Supraleitung vollständig zusammen. Zur Klassifizierung von Typ I und II Supraleitern definiert man gemäß der Ginzburg-Landau-Theorie [Ginzburg & Landau, 1950] den Ginzburg-Landau-Parameter κ , der die Eindringtiefe und die Kohärenzlänge ins Verhältnis setzt:

$$\kappa = \frac{\lambda_L}{\xi_0} \quad (2.5)$$

Es gilt:

$$\kappa < \frac{1}{\sqrt{2}} \longrightarrow \text{Typ I} \quad (2.6)$$

$$\kappa > \frac{1}{\sqrt{2}} \longrightarrow \text{Typ II} \quad (2.7)$$

Supraleiter vom Typ II erreichen deutlich höhere kritische Magnetfelder und eignen sich daher sehr gut für den Magnet- und Resonatorbau. Insbesondere Niob als metallischer Supraleiter 2. Art spielt aufgrund seiner mechanischen Eigenschaften und der Möglichkeiten zur Weiterverarbeitung eine wichtige Rolle. Die wichtigsten Parameter von Niob sind:

Typ	II
T_c	9.2 K
λ_L	32 nm
ξ_0	39 nm
B_{c1}	170 mT
B_{c2}	240 mT

Tabelle 2.1: Wichtige Parameter von Niob [Padamsee et al., 2008].

2.2 Resonatorspezifische Parameter

Im folgenden Abschnitt sollen die wichtigsten Hochfrequenzparameter dargestellt werden, die zur Charakterisierung und Bewertung von Resonatoren im Allgemeinen notwendig sind. Insbesondere werden die für supraleitende Beschleuniger wichtigen Kenngrößen vorgestellt.

Die gespeicherte Energie W

Die gespeicherte Energie in einer Kavität lässt sich sowohl über die magnetischen als auch über die elektrischen Felder innerhalb des Resonatorvolumens ausdrücken:

$$W = \frac{1}{2}\mu_0 \int_V |H_0|^2 dV = \frac{1}{2}\epsilon_0 \int_V |E_0|^2 dV . \quad (2.8)$$

Dies ist möglich, da im zeitlichen Mittel der Energieinhalt beider Felder gleich groß ist.

Die Verlustleistung P_C

Die im Resonator erzeugten Magnetfelder induzieren auf der Oberfläche Ströme, welche für Ohmsche Verluste sorgen. Die daraus resultierende, dissipierte Leistung P_C berechnet sich durch:

$$P_C = \frac{1}{2}R_s \int_S |H|^2 dS \quad (2.9)$$

Die Güte Q

Die Güte Q ist ein Maß für schwingungsfähige Systeme, das angibt, wie viel gespeicherte Energie pro Schwingungsdauer im System dissipiert wird. Bezieht man sich lediglich auf den Resonator selbst (ohne Ein-/ Auskoppler), so erhält man als Definition für die intrinsische Güte Q_0 :

$$Q_0 = \frac{\omega W}{P_c}, \quad (2.10)$$

dabei ist ω die Kreisfrequenz. Betrachtet man die Resonanzkurve eines Oszillators in

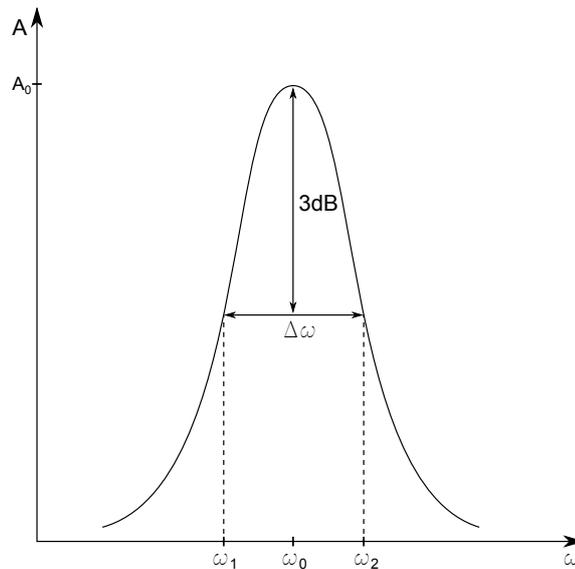


Abbildung 2.2: Allgemeiner Verlauf einer Resonanzkurve und Bestimmung der Güte.

Abhängigkeit von seiner Frequenz, so verhält sich diese gemäß einer Lorentzkurve:

$$|A(\omega)| = \frac{|A_0|}{\sqrt{1 + Q_0^2 \left(\frac{2(\omega - \omega_0)}{\omega_0}\right)^2}}. \quad (2.11)$$

$A(\omega)$ ist hierbei die frequenzabhängige Amplitude und A_0 die Amplitude bei der Resonanzfrequenz ω_0 . In Abb. 2.2 ist dargestellt, wie die Bestimmung von Q_0 erfolgt: Ausgehend von der Resonanzfrequenz ω_0 werden die beiden Frequenzen ω_2 und ω_1 gesucht, bei denen die Amplitude um 3 dB bzw. die Leistung auf die Hälfte abgefallen ist. Mit $\Delta\omega = \omega_2 - \omega_1$ lässt sich die Güte dann bestimmen über:

$$Q_0 = \frac{\omega_0}{\Delta\omega}. \quad (2.12)$$

Bei supraleitenden Beschleunigern liegt die intrinsische Güte üblicherweise zwischen 10^8 und 10^{11} . Entsprechend beträgt die Bandbreite in diesen Fällen teilweise weniger als 1 Hz, wobei Resonanzverstimmungen durch schnelle Tuner und gezieltes Überkopeln zur Verbreiterung der Resonanzbreite ausgeglichen werden müssen.

Neben der intrinsischen Güte Q_0 gibt es noch die externe Güte Q_e , welche den Einfluss des Kopplers charakterisiert, die Güte des Pick-ups Q_t , sowie die belastete Güte Q_L , die das gesamte System beschreibt. Die belastete Güte Q_L wird dabei analog zur intrinsischen Güte definiert:

$$Q_L = \frac{\omega_0 W}{P_{\text{ges}}}, \quad (2.13)$$

wobei sich die Gesamtverluste P_{ges} aus den einzelnen Systemverlusten ergeben:

$$P_{\text{ges}} = P_c + P_e + P_t. \quad (2.14)$$

Teilt man Gl. 2.14 durch W :

$$\frac{P_{\text{ges}}}{\omega W} = \frac{P_c + P_e + P_t}{\omega W}, \quad (2.15)$$

so erhält man zusammen mit der Definition der Güte:

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_e} + \frac{1}{Q_t}. \quad (2.16)$$

Im Allgemeinen möchte man den Einfluss des Pick-ups auf die Gütemessung minimieren. Daher wird Q_t in den Messungen mindestens zwei Größenordnungen höher gewählt als Q_e . In Abbildung 2.3 ist die Beziehung aus 2.16 bei Vernachlässigung von Q_t^{-1} grafisch dargestellt. Die wichtigste Messung zur Einordnung der Performance einer Kavität ist der Verlauf der Güte gegen den Feldgradienten. Dabei spielt nicht nur die absolute Höhe der Güte eine Rolle, sondern auch wie stark die Güte bei zunehmendem Gradienten aufgrund von Limitierungen wie z.B. Multipacting, thermischem Quench oder Feldemission (siehe Abschnitt 2.4) beeinflusst wird.

Die Koppelparameter β

Über die einzelnen Gütewerte können die sogenannten Koppelparameter oder Koppelfaktoren β_e und β_t eingeführt werden, die die Kopplungsstärke des Ein- bzw. Aus-

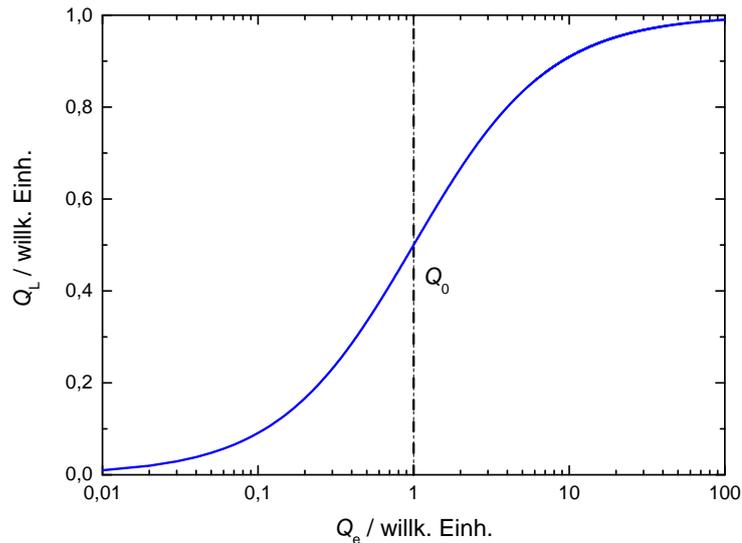


Abbildung 2.3: Funktionaler Zusammenhang zwischen belasteter, unbelasteter und externer Güte bei einer Normierung auf 1 und $Q_t \rightarrow \infty$.

kopplers abbilden:

$$\beta_e = \frac{Q_0}{Q_e} \quad (2.17)$$

$$\beta_t = \frac{Q_0}{Q_t} \quad (2.18)$$

und erhält dann für Gleichung 2.16:

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{1}{Q_0} (1 + \beta_e + \beta_t) . \quad (2.19)$$

Liegt der Koppelparameter nahe 0, so spricht man von schwacher Ankopplung und der Koppler besitzt nur eine geringe Wechselwirkung mit den Resonatorfeldern. Im Fall $\beta = 1$ handelt es sich um die sogenannte kritische Kopplung. Dann sind die Güten des Resonators und des Kopplers gleich groß und die belastete Güte genau halb so groß wie die intrinsische Güte. Für $\beta > 1$ ist der Koppler stark an das Feld angekoppelt und dessen Güte dominiert den Betrag der belasteten Güte maßgeblich. In der Praxis erweist es sich als sehr hilfreich, die Koppelparameter über eine Rechteckpulsung des Generatorsignals zu bestimmen. Durch das unterschiedliche Reflexions-/ Transmissionsverhalten des Resonators beim Ein-/ Ausschalten der Hochfrequenz kann über die Messung der einzelnen Reflexionspeakhöhen β_e berechnet werden. Beim Einschaltvorgang gilt: $P_r = P_f$ und die gesamte einströmende Leistung wird zunächst reflektiert.

Dagegen fließt beim Ausschalten des Pulses die reflektierte Leistung über den Einkoppler zurück ($P_r = P_e$). In Abb. 2.4 sind für drei verschiedene Ankopplungen schematisch die am Oszilloskop zu erwartenden Signale für die Vorwärts- (P_f), Reflexions- (P_r) und Transmissionsleistung (P_t) dargestellt. Die Bestimmung der beiden Reflexionspeaks liefert für β_e jeweils:

$$\beta_e = \frac{1}{2\sqrt{\frac{P_{r, \text{ein}}}{P_{r, \text{aus}}} - 1}} \quad (2.20)$$

Bei diesem Messvorgang muss gewährleistet sein, dass die verwendete Pulslänge hinreichend groß ist gegenüber der Abklingzeit τ_L des Feldes, damit der Resonator sich im Gleichgewichtszustand befindet.

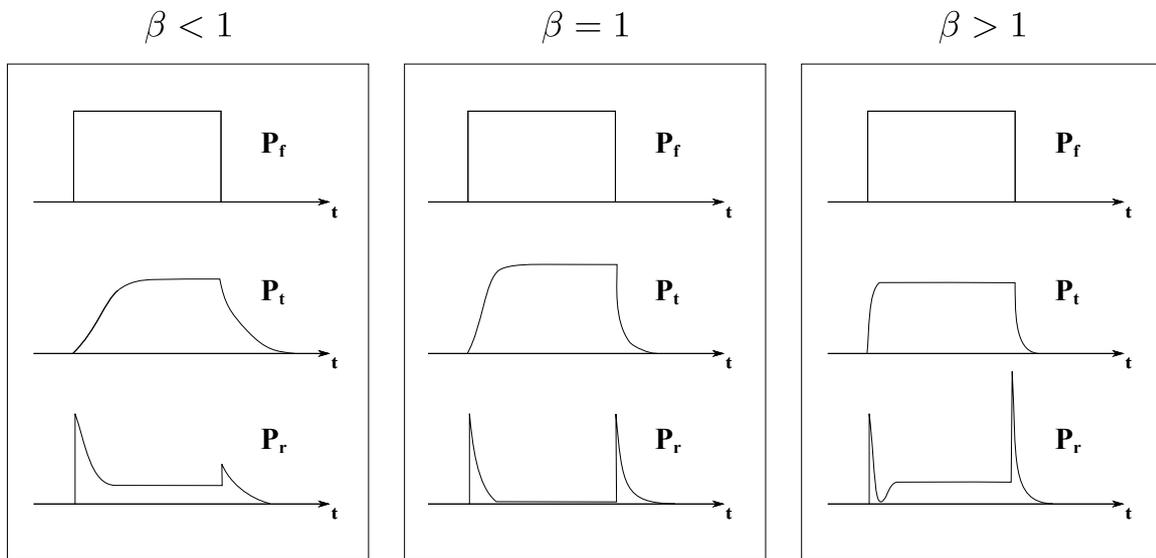


Abbildung 2.4: Bestimmung der Koppelparameter mittels gepulster HF-Signale.

Die Beschleunigungsspannung U_a und der Feldgradient E_a

Wird Leistung in einen Driftröhrenbeschleuniger eingekoppelt, so bilden sich im Spalt zwischen den Driftröhren elektrische Felder aus. Betrachtet man das Feld zu dem Zeitpunkt, an dem die maximale Amplitude erreicht ist, so gilt für die Spannung:

$$U_0 = \int_{-L/2}^{+L/2} E_z(z) dz, \quad (2.21)$$

mit der Zellenlänge L , die als Abstand von zwei benachbarten Driftröhrmitten definiert ist. Da es sich jedoch um ein zeitlich veränderliches Wechselfeld handelt, baut sich das Feld bei Eintritt eines Teilchenpakets erst noch auf und verringert sich bereits, wenn das Paket noch im Spalt ist (s. Abb. 2.5). Demnach sehen die Teilchen selbst beim optimalen Einschusszeitpunkt (d.h. Passieren der Spaltmitte im Spannungsscheitelpunkt) nicht die Maximalspannung U_0 , sondern die effektive Beschleunigungsspannung U_a (engl.: accelerating voltage):

$$U_a = \int_{-L/2}^{+L/2} E_z(z) \cos\left(\frac{\omega z}{\beta c}\right) dz \quad (2.22)$$

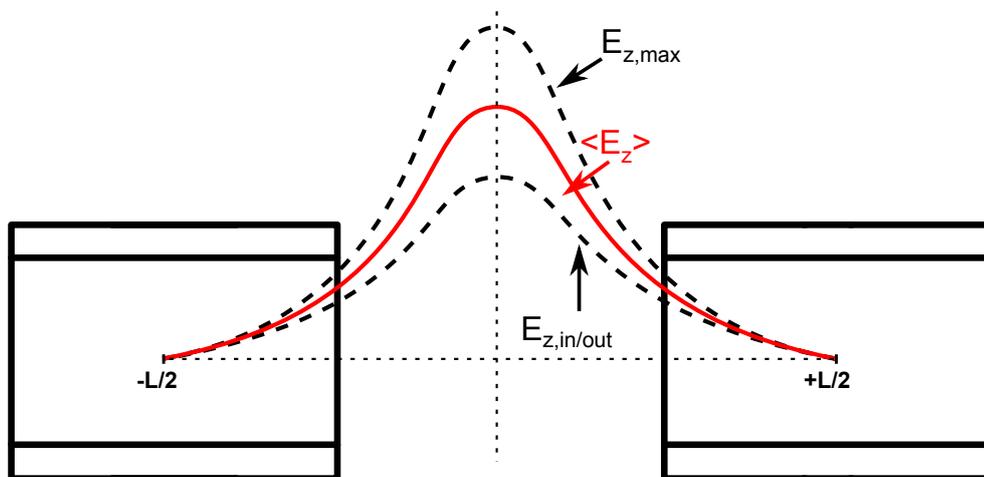


Abbildung 2.5: Zeitabhängiger, elektrischer Feldverlauf zwischen zwei Driftröhren.

Über das Verhältnis der beiden Spannungen erhält man den Laufzeitfaktor T (engl.: Transit Time Factor), welcher die Effizienz der Spannung durch den Auf-/ Abbau der elektrischen Felder darstellt:

$$T = \frac{\int_{-L/2}^{+L/2} E_z(z) \cos\left(\frac{\omega z}{\beta c}\right) dz}{\int_{-L/2}^{+L/2} E_z(z) dz} \quad (2.23)$$

Der Laufzeitfaktor kann nur für sehr einfache Geometrien wie beispielsweise den Zylinderresonator (Pillbox) analytisch bestimmt werden. Bei komplexen Strukturen muss dieser numerisch ermittelt werden. Typische Werte für T liegen zwischen 0.7 und 0.9.

Durch Summation der einzelnen Spaltspannungen und anschließende Division durch die effektive Gesamtlänge L_{ges} des Resonators erhält man das totale, axiale elektrische Feld E_0 :

$$E_0 = \frac{1}{L_{\text{ges}}} \int_0^{L_{\text{ges}}} |E_z(z)| dz \quad (2.24)$$

Die effektive Gesamtlänge L_{ges} wird für Wideröe-Strukturen ($\beta\lambda$ -Definition) folgendermaßen festgelegt:

$$L_{\text{ges}} = n \cdot \frac{\bar{\beta}\lambda}{2}, \quad (2.25)$$

wobei n die Anzahl der Beschleunigungszellen, $\bar{\beta}$ die mittlere Teilchengeschwindigkeit und λ die Wellenlänge ist. Die mittlere Teilchengeschwindigkeit bei Resonatoren mit einem variablen β -Profil errechnet sich wiederum näherungsweise über die Beziehung [Ratzinger, 1998]:

$$\bar{\beta} = \left(\frac{\beta_{\text{in}}^3 + \beta_{\text{out}}^3}{2} \right)^{1/3} \quad (2.26)$$

Multipliziert man E_0 noch mit dem Laufzeitfaktor, erhält man den effektiven Beschleunigungsgradienten:

$$E_a = E_0 \cdot T \quad (2.27)$$

Die Impedanz R_a

Um Resonatoren hinsichtlich ihrer Effizienz, eingekoppelte Leistung in Beschleunigungsspannung umzuwandeln, zu beurteilen, verwendet man die Kenngröße der Impedanz R_a :

$$R_a = \frac{U_a^2}{P}. \quad (2.28)$$

Der R/Q -Wert

Ein wichtiger Parameter, der unabhängig vom Oberflächenwiderstand besteht, ist der R/Q -Wert. Er gibt an, wie gut die elektrischen Felder auf die Strahlachse gebündelt sind:

$$\frac{R_a}{Q_0} = \frac{U_a^2}{P_c} \cdot \frac{P_c}{\omega_0 W} = \frac{U_a^2}{\omega_0 W}. \quad (2.29)$$

Durch die Verwendung von Driftröhren fällt dieser Wert im Falle von CH-Strukturen relativ hoch aus verglichen mit anderen Niederenergiestrukturen. Der R/Q -Wert wird

auch die geometrische Shuntimpedanz genannt.

Elektrische und magnetische Spitzenfelder

Um abzuschätzen, wie hoch der maximal erreichbare Feldgradient eines Resonators liegt, benötigt man die simulierten elektrischen und magnetischen Peakfelder (E_p und B_p) bzw. das Verhältnis von Spitzenfeldern und zugehörigem Gradient. Elektrische Spitzenfelder können Feldemission (s. Abschnitt 2.4.4) hervorrufen, was zu einer starken Beeinträchtigung der Performance des Resonators bis hin zum Zusammenbruch der Supraleitung führen kann. Daher sollte bereits in den Simulationen auf ein niedriges Verhältnis von E_p/E_a hingearbeitet werden, um Feldemission weitestgehend zu reduzieren. Bedingt durch den Einsatz von Driftröhren in CH-Strukturen entstehen auf deren Wulst lokal hohe Spitzenfelder, welche eine Minimierung von E_p/E_a erschweren. Typische Verhältnisse liegen im Bereich:

$$2 \leq \frac{E_p}{E_a} \leq 10. \quad (2.30)$$

Magnetische Spitzenfelder können eine Limitierung darstellen, indem die kritische Stromdichte an der Nioboberfläche erreicht wird und es zum Quenchereignis kommt. Theoretisch sollte dies erst bei Magnetfeldern im Bereich von 240 mT (B_{c2}) eintreten, in der Praxis liegt der Wert teilweise deutlich darunter. Ursache hierfür sind Defekte auf oder im Material, welche lokal einen normalleitenden Bereich ausbilden (s. Abschnitt 2.4.3) und durch die damit einhergehende Temperaturerhöhung einen Quench bewirken. Somit gilt es auch hier, das Verhältnis B_p/E_a möglichst gering zu halten. Übliche Werte hierfür liegen im Intervall:

$$3 \left[\frac{mT}{MV/m} \right] \leq \frac{B_p}{E_a} \leq 20 \left[\frac{mT}{MV/m} \right]. \quad (2.31)$$

Aufgrund der komplexen Geometrie der CH-Struktur müssen beide Verhältnisse numerisch bestimmt und das Design der Geometrie auf eine Minimierung beider Werte ausgerichtet werden.

Der Oberflächenwiderstand R_s

In Analogie zur Skintiefe bei der Hochfrequenz-Normalleitung, wo der Strom nur in einer dünnen Schichtdicke δ :

$$\delta = \sqrt{\frac{1}{\sigma \pi f \mu_r \mu_0}} \quad (2.32)$$

fließt (σ ist hierbei die spezifische Leitfähigkeit und μ_r die Permeabilität des Leiters), strömen die Ladungsträger in der HF-Supraleitung innerhalb der Londonschen Eindringtiefe λ_L . Der Oberflächenwiderstand R_s eines Normalleiters hängt von der Schichtdicke und der Leitfähigkeit folgendermaßen ab:

$$R_s = \frac{1}{\sigma \delta} = \sqrt{\frac{\pi \mu_0 \mu_r f}{\sigma}}. \quad (2.33)$$

Der Widerstand ist also proportional zur Wurzel der Frequenz. Bei der Betrachtung der Supraleitung wurde in Kapitel 2.1 bereits die Abschätzung

$$R_s = A\omega^2 \exp\left(-\frac{\Delta}{k_B T}\right)$$

angegeben. Es fällt auf, dass hierbei der Widerstand quadratisch mit der Frequenz anwächst und mit $e^{-\frac{1}{T}}$ abfällt. Die quadratische Frequenzabhängigkeit kommt dabei zum einen durch das mit der Frequenz ω wechselnde Magnetfeld und zum anderen durch die damit verbundenen induzierten Ströme im Material, die ebenfalls eine ω -Abhängigkeit besitzen, zustande. Der Exponentialterm berücksichtigt den Anteil an ungepaarten Ladungsträgern, welcher verschwindet, wenn die Temperatur gegen 0 strebt. Eine sehr gute empirische Näherung für den Oberflächenwiderstand von Niob bei niedrigen Temperaturen ($T < T_c/2$) ist [Padamsee et al., 2008]:

$$R_{\text{BCS}} = 2 \cdot 10^{-4} \frac{1}{T} \left(\frac{f[\text{GHz}]}{1.5} \right)^2 \exp\left(-\frac{17.67}{T}\right). \quad (2.34)$$

In der Praxis zeigt sich, dass der Oberflächenwiderstand stets höher liegt als der Wert, der von der BCS-Theorie vorausgesagt wird. Denn zusätzlich zum BCS-Anteil leisten noch der temperaturunabhängige Restwiderstand R_0 und der magnetfeldabhängige Widerstand R_{mag} (s. Kap. 2.4.1) einen Beitrag zum Oberflächenwiderstand.

2.3 Auslegung der Ankopplung für Strahlbetrieb

Die Einkopplung der HF-Felder in eine Kavität erfolgt bei supraleitenden Beschleunigern allgemein über kapazitive Koppler. Dabei wird der Innenleiter eines coaxialen Leiters in das Volumen des Hohlraumresonators eingeführt und koppelt an die elektrischen Felder an (s. Abb. 2.6).

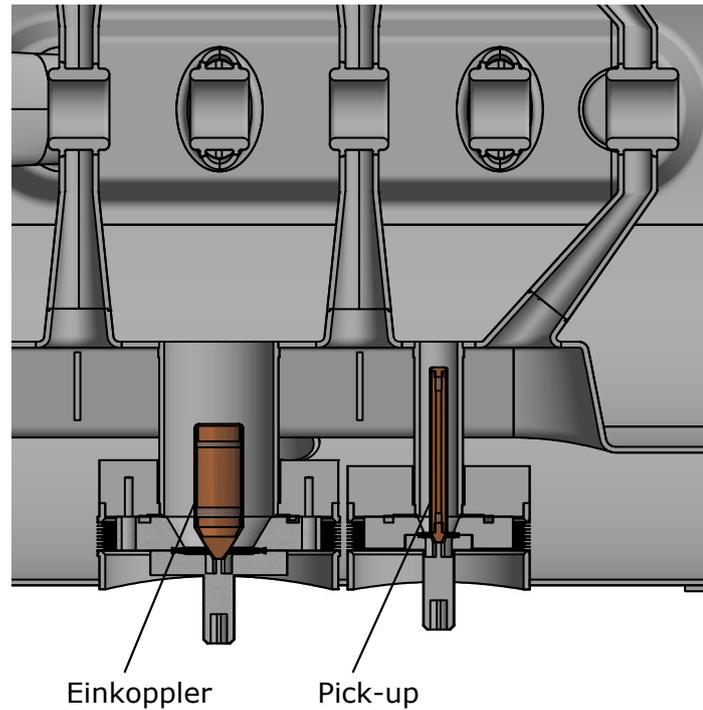


Abbildung 2.6: Schema zur kapazitiven Ein-/ Auskopplung eines Resonators.

Für den Betrieb mit Strahl muss die Koppelstärke des Leistungskopplers angepasst werden, da der Strahl als zusätzliche Last wirkt. Entsprechend muss die externe Güte und damit die Länge des Innenleiters verändert werden. Betrachtet man die reflektierte Leistung P_r und die in der Kavität dissipierte Leistung P_c in Abhängigkeit vom Koppelfaktor β ohne Strahlstrom, so gilt allgemein:

$$P_r = P_f \left(\frac{\beta - 1}{\beta + 1} \right)^2 \quad \text{und} \quad P_c = \frac{4\beta}{(1 + \beta)^2} P_f. \quad (2.35)$$

In Abb. 2.7 lässt sich leicht einsehen, dass bei kritischer Kopplung ($\beta = 1$) ohne Strahl die reflektierte Leistung minimal und die in den Resonator gepumpte Leistung maximal

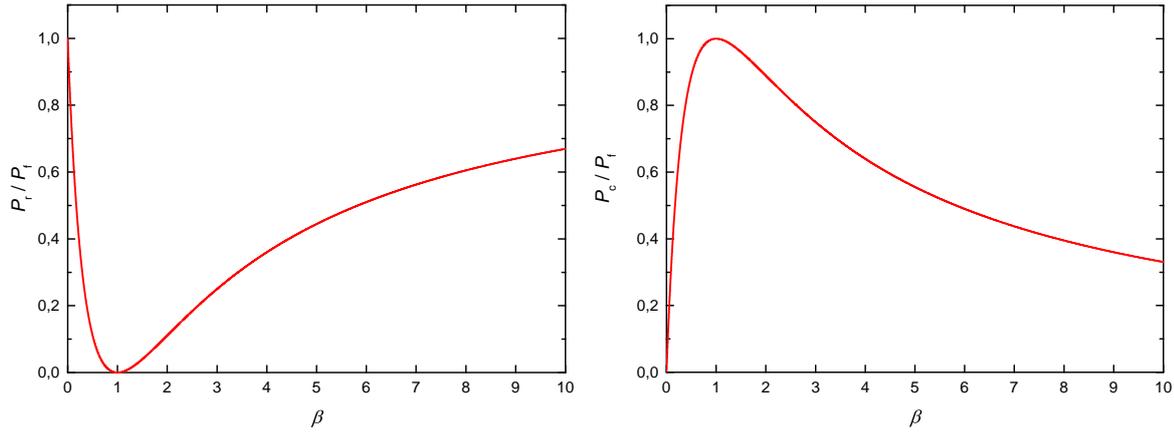


Abbildung 2.7: Reflektierter (links) und dissipierter (rechts) Leistungsanteil in Abhängigkeit vom Koppelfaktor β .

wird. Ebenso ergibt sich die Verlustleistung aus der Beziehung:

$$P_c = \frac{U_a^2}{R_a} = \frac{U_a^2}{(R_a/Q_0) Q_0}. \quad (2.36)$$

Die in dieser Arbeit diskutierte CH-Struktur wurde auf einen Designgradienten von $E_a = 5 \text{ MV/m}$ ausgelegt, entsprechend beträgt die Designspannung $U_a = 2.5 \text{ MV}$. Aus den späteren Messungen bei 4.2 K ergab sich bei dieser Spannung eine Güte von $Q_0 = 7.8 \times 10^8$, was einer Verlustleistung von $P_c = 6.4 \text{ W}$ entspricht. Betreibt man nun den Resonator bei kritischer Kopplung, so gilt für dessen Bandbreite:

$$\Delta f = \frac{f}{Q_L} = \frac{325 \text{ MHz}}{3.9 \times 10^8} = 0.8 \text{ Hz}. \quad (2.37)$$

Dieser Wert ist offensichtlich sehr gering und würde dazu führen, dass beim Einschalten des Strahls die Kavität aus dem Regelbereich fällt. Ziel ist es also, die Ankopplung so anzupassen, dass die Bandbreite sich erhöht und die belastete Güte absinkt. Ein Strahl stellt einen Verlustmechanismus P_b dar, der sich aus dem Strahlstrom I und der Resonatorspannung U_a ergibt:

$$P_b = U_a I. \quad (2.38)$$

Für reflexionsfreie Kopplung muss nun gelten:

$$\beta = 1 + \frac{P_b}{P_c}. \quad (2.39)$$

Bei der Designspannung von 2.5 MV und einem angenommenen Strahlstrom von 10 mA ergibt sich eine Strahllast $P_b = 25 \text{ kW}$. Der Koppelfaktor beträgt dann:

$$\beta = 1 + \frac{25 \text{ kW}}{6.4 \text{ W}} \approx 3900, \quad (2.40)$$

und die belastete Güte verringert sich auf $Q_L = 2 \times 10^5$. Dadurch erhöht sich die Bandbreite des Resonators auf:

$$\Delta f = \frac{f}{Q_L} = \frac{325 \text{ MHz}}{2 \times 10^5} = 1625 \text{ Hz}. \quad (2.41)$$

Bei dieser Ankopplung mit Strahl folgt für die reflektierte Leistung [Padamsee et al., 2008]:

$$P_r = P_f \left(\frac{\beta - 1 - 2 \left(\frac{P_b}{2\sqrt{P_c P_f}} \right) \sqrt{\beta}}{\beta + 1} \right). \quad (2.42)$$

Abbildung 2.8 gibt den funktionalen Zusammenhang aus Gl. 2.42 unter Verwendung der Beziehung aus 2.38 in logarithmischer Darstellung wieder. Demnach wird bei optimaler Strahlanpassung ein Minimum an Leistung reflektiert. Die benötigte Generatorleistung bei konstanter Kopplung hängt von der Strahlleistung ab:

$$P_f \approx \frac{P_{b,\text{design}}}{4} \left(1 + \frac{P_b}{P_{b,\text{design}}} \right)^2. \quad (2.43)$$

$P_{b,\text{design}}$ entspricht der angepassten Strahlleistung von 25 kW für feste Ankopplung bei einer konstanten Resonatorspannung $U_a = 2.5 \text{ MV}$. Wenn der Stahl ausgeschaltet ist, wird demnach ein Viertel der nominellen Leistung benötigt, um die entsprechenden Felder in der Kavität anzuregen. Für die Reflexion gilt dann:

$$P_r = \frac{P_{b,\text{design}}}{4} \left(\frac{\beta - 1}{\beta + 1} \right)^2 = \frac{25 \text{ kW}}{4} \left(\frac{3900 - 1}{3900 + 1} \right)^2 = 6245 \text{ W} \equiv 99.9\% P_f. \quad (2.44)$$

In Abb. 2.9 ist Gl. 2.43 grafisch dargestellt. Die reflektierte Leistung ergibt sich aus der Differenz der benötigten Generatorleistung (rote Kurve) und der für den jeweiligen Strahlstrom optimal angepassten Generatorleistung $P_f = P_b$ (schwarze Gerade).

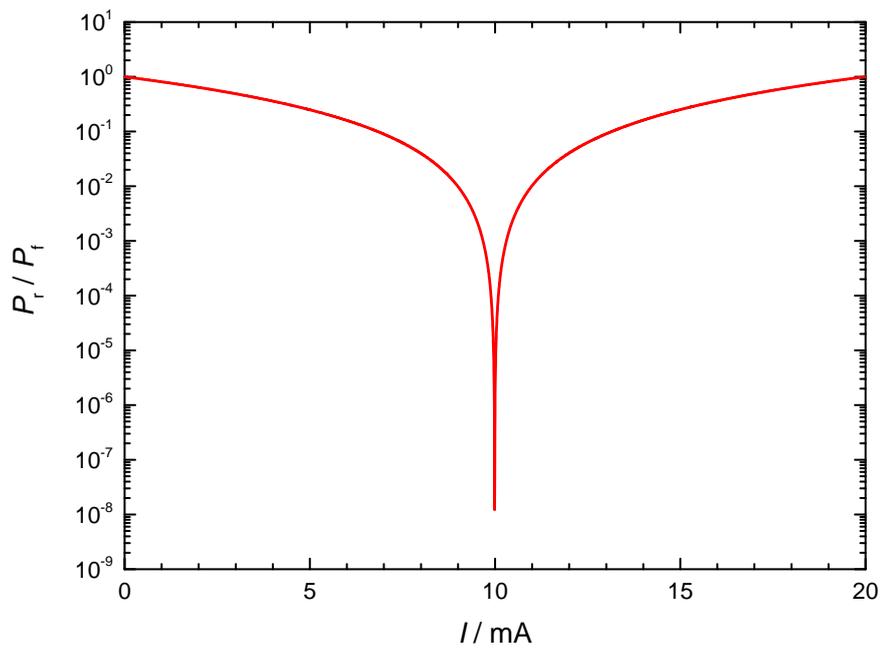


Abbildung 2.8: Reflexionsverhalten als Funktion des verwendeten Strahlstroms.

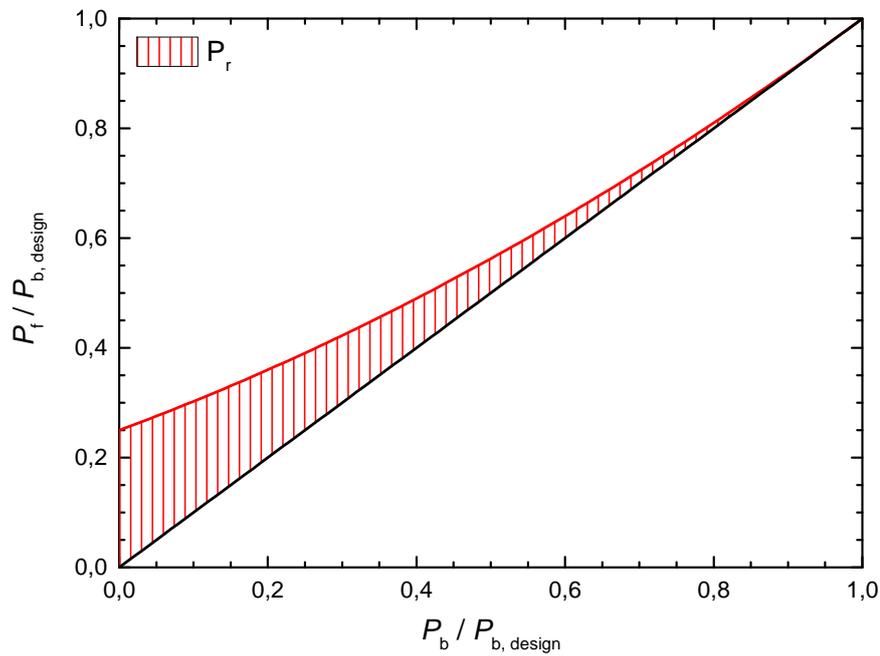


Abbildung 2.9: Notwendige Generatorleistung bei fester Ankopplung und konstanter Resonatorspannung.

2.4 Limitierende Phänomene

Supraleitende Kavitäten besitzen neben den positiven Eigenschaften, niedrige Verlustleistungen zu erzeugen und hohe Gradienten zu liefern, auch Grenzen beim Betrieb. Die Einschränkungen kommen abgesehen von physikalischen Einflüssen (kritische Temperatur/ Stromdichte/ Magnetfeldstärke des Supraleiters) durch technische Restriktionen bei der Oberflächenbeschaffenheit zustande, denn bei der Herstellung, Fertigung und der abschließenden Präparation kann nur zu einem gewissen Grad eine reine Oberfläche gewährleistet werden. Die wichtigsten Faktoren sind:

- Restwiderstand R_0
- Multipacting
- Thermaler Zusammenbruch
- Feldemission

Im Folgenden sollen diese Limitierungen näher vorgestellt werden.

2.4.1 Restwiderstand

Supraleiter besitzen einen Oberflächenwiderstand, der sich aus dem theoretischen BCS-Wert R_{BCS} und einem technisch bedingten Restwiderstand zusammensetzt. Während der BCS-Wert frequenz- und temperaturabhängig ist, unterteilt sich der Restwiderstand in einen magnetfeldabhängigen Anteil R_{mag} und einen Betrag R_0 , welcher rein von den Materialparametern (Fremdatomeinschlüsse, Schweißnähte, Verunreinigungen) herrührt. Die Werte von R_0 betragen üblicherweise wenige $10 \text{ n}\Omega$; vereinzelt sind schon Werte um $1 \text{ n}\Omega$ erzielt worden [Turneaure, 1972]. Es gilt:

$$R_s = R_{\text{BCS}} + R_0 + R_{\text{mag}}. \quad (2.45)$$

Während R_{BCS} durch die Wahl niedriger Frequenzen bzw. tiefer Temperaturen ($T = 2 \text{ K}$) im niedrigen $\text{n}\Omega$ -Bereich gehalten werden kann, stellt der Restwiderstand die eigentliche Grenze zu höheren Gütewerten dar. Der magnetische Anteil R_{mag} entsteht durch ein unzureichend abgeschirmtes Erdmagnetfeld, welches in das supraleitende Material eindringen kann (Typ II Supraleiter) und beim Abkühlen eingeschlossen wird (sog.

Flux-Pinning). Es entsteht ein normalleitender Kern, welcher für die Verluste verantwortlich ist. Durch möglichst starke Abschirmung mit einem μ -Metall¹ kann das Erdmagnetfeld um den Faktor 30-50 abgesenkt werden.

Der magnetische Anteil am Restwiderstand lässt sich für Niob mit Hilfe der Beziehung

$$R_{\text{mag}} = 0.3[\text{n}\Omega]H_{\text{ext}}[\text{mOe}]\sqrt{f[\text{GHz}]} \quad (2.46)$$

berechnen.

Für die Umrechnung der magnetischen Einheiten gilt:

$$1 \text{ mT} \hat{=} 10 \text{ G} \hat{=} 10 \text{ Oe} \hat{=} 795 \text{ A/m} \quad (2.47)$$

Wird das Erdmagnetfeld ($H = 500 \text{ mOe}$) nicht abgeschirmt, so liegt der Restwiderstand in der Größenordnung $100 \text{ n}\Omega$ und dominiert somit den Oberflächenwiderstand erheblich. Zur Klassifizierung der Qualität des verwendeten Niobs definiert man den sogenannten RRR-Wert²:

$$RRR := \frac{\text{Widerstand bei 300 K}}{\text{Widerstand bei 4 K im normalleitenden Zustand}} \quad (2.48)$$

Je höher der RRR-Wert, desto reiner ist das Material und desto höher ist auch die thermische Leitfähigkeit.

2.4.2 Multipacting

Bei Multipacting (Multi-Impacting = Mehrfacheinschlag) handelt es sich um ein resonantes Phänomen, das in Hochfrequenzstrukturen unter bestimmten Randbedingungen auftreten kann. Grundvoraussetzung dabei sind die geometrischen Gegebenheiten für Resonanzen und die Oberflächeneigenschaften des verwendeten Materials. In Abbildung 2.10 ist schematisch der Zusammenhang für das sogenannte 2-Punkt-Multipacting dargestellt: Initiiert wird der Prozess durch ein Elektron, das durch kosmische Strahlung, radioaktiven Zerfall, Photoemission oder Feldemissionselektronen aus der Resonatoroberfläche (x_0) austritt, vom elektrischen Feld ($E_0 \sin(\omega t)$) weiter beschleunigt wird und beim Auftreffen an einer anderen Stelle (x_1) Sekundärelektronen

¹Nickel-Eisen-Legierung, $\mu_r \approx 10^6$

²Residual Resistance Ratio

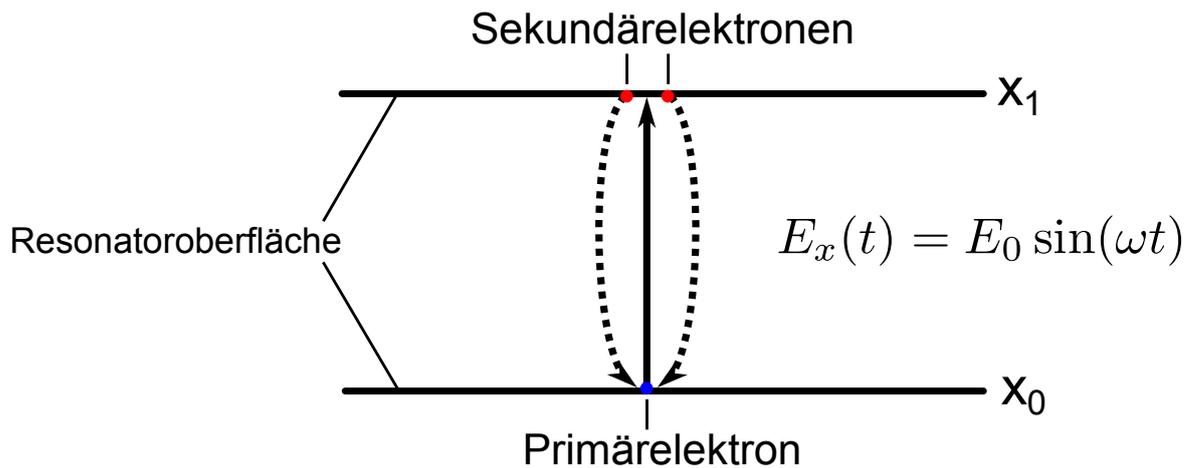


Abbildung 2.10: Schematische Darstellung von 2-Punkt-Multipacting anhand von zwei, parallelen Emissionsflächen.

auslöst. Setzt sich dieser Vorgang weiter fort, kann es zu einem exponentiellen Anstieg der Elektronenanzahl führen. Gespeist wird diese Elektronenlawine von der in den Resonator eingekoppelten Leistung, wodurch sich in der Resonanzkurve ein Plateau ausbildet, da der Feldpegel nicht weiter erhöht werden kann (s. Abb. 2.11). Handelt es sich bei diesem Plateau um eine „weiche Barriere“, so kann in der Regel konditioniert werden, d.h. durch Einkoppeln von Leistung wird gezielt Multipacting ausgelöst, bis die Barriere „weggebrannt“ ist. Sofern eine „harte Barriere“ auftritt, kann dies oft zu einem kompletten Redesign der Strukturgeometrie führen (s. Abb. 2.12). Die zweite Bedingung für Multipacting betrifft die Oberflächeneigenschaften des Wandmaterials. Hierzu definiert man den materialabhängigen Sekundärelektronenemissionskoeffizienten (SEC³) $\delta(K)$:

$$N_e = N_0 \prod_{m=1}^k \delta(K_m), \quad (2.49)$$

welcher angibt, ob bei emittierter Primärelektronenzahl N_0 nach dem k -ten Einschlag mit der kinetischen Energie K_m die Anzahl der Sekundärelektronen N_e exponentiell ansteigt. Offensichtlich ist dies für die Fälle $\delta > 1$ erfüllt. Abbildung 2.13 gibt den typischen Verlauf einer SEC-Kurve wieder. Entscheidend für das Zustandekommen von Multipacting ist der Energiebereich zwischen K_1 und K_2 , da nur hier $\delta > 1$ ist und eine Elektronenlawine entstehen kann. Unterhalb von K_1 reicht die Einschlagsenergie nicht aus, um Sekundärelektronen zu erzeugen. Oberhalb von K_2 dringt das Primär-

³Secondary Emission Coefficient

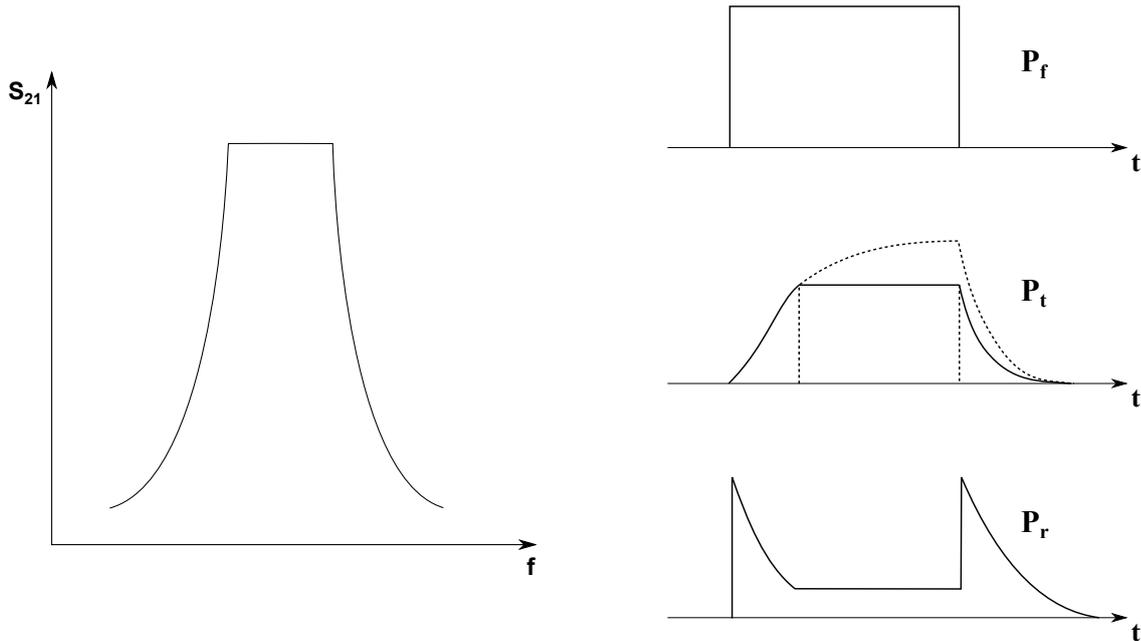


Abbildung 2.11: Typische Multipacting-Signatur beim Messprozess. *Links:* Die Transmission am Netzwerkanalysator steigt nicht weiter an und verbleibt auf einem konstanten Niveau; die Resonanzkurve erscheint abgehackt. *Rechts:* Während eines HF-Pulses geht das transmittierte Signal am Oszilloskop in ein Plateau über, da die Energie in der Elektronenlawine dissipiert wird.

elektron so tief in das Material ein, dass die entstehenden Elektronen nicht mehr aus der Oberfläche entweichen können. In Tabelle 2.2 sind die SEC-Werte einiger häufig verwendeter Materialien aufgelistet. Zusätzlich zur Art des Materials spielt auch die Reinheit/ Behandlung der Oberfläche eine sehr große Rolle für δ .

Material	δ_{\max}	K_{\max} / eV	K_1 / eV	K_2 / eV
Ag	1.5	800	200	>2000
Al	1.0	300	300	300
Cu	1.3	600	200	1500
Fe	1.3	400	120	1400
Nb	1.2	375	150	1050
Ti	0.9	280	-	-

Tabelle 2.2: SEC-Werte für verschiedene Materialien [Weast, 1984].

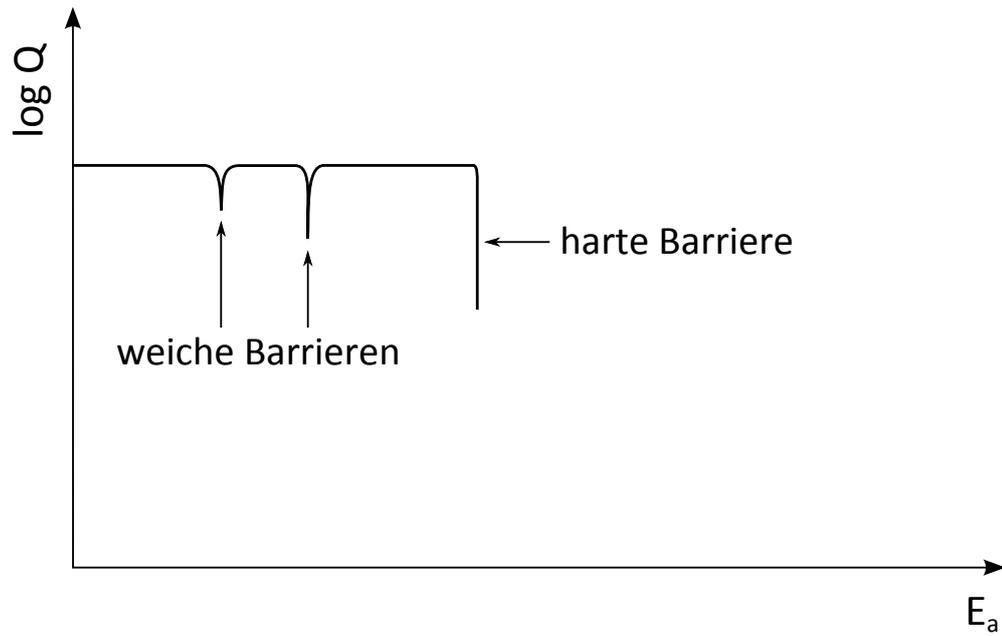


Abbildung 2.12: Auftreten von Multipacting-Barrieren in der Q-E-Kurve.

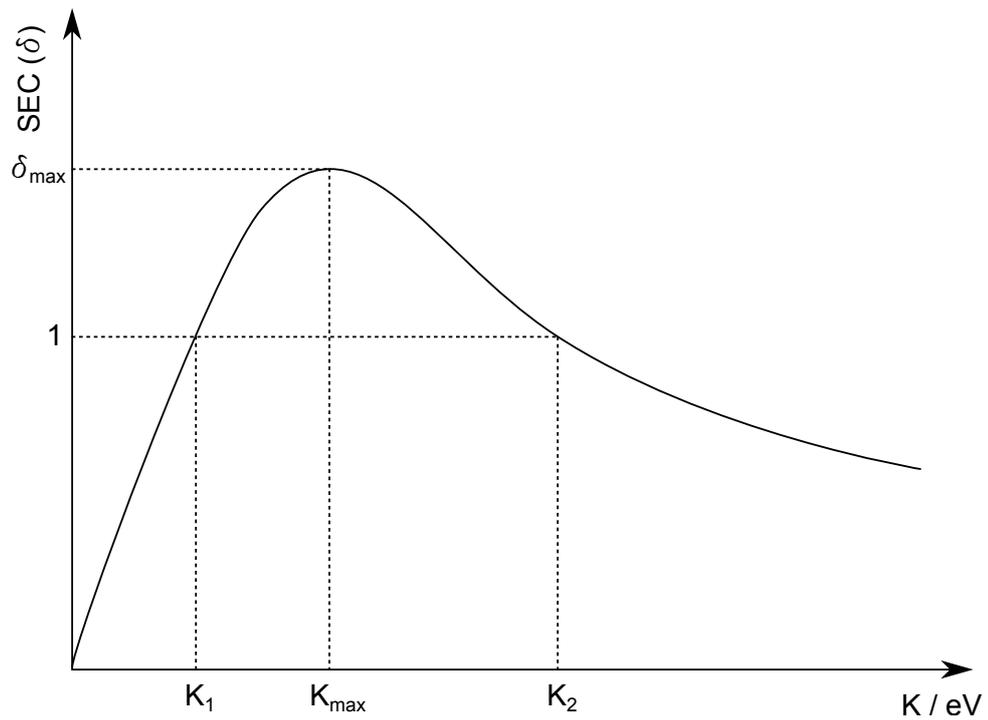


Abbildung 2.13: Allgemeiner Verlauf des Sekundärelektronenemissionskoeffizienten δ in Abhängigkeit von der Einschlagsenergie K .

2.4.3 Thermaler Zusammenbruch

Ein Zusammenbruch der Supraleitung in einem Resonator kann durch Oberflächen-defekte hervorgerufen werden. Dabei kommt es in Regionen, in denen ein starkes Magnetfeld vorhanden ist, zu einer lokalen Temperaturerhöhung aufgrund submilli-meter großer, normalleitender Bereiche. In diesen Defekten fließt ein normalleitender Strom, der ab einem bestimmten Leistungspegel so viel Energie dissipiert, dass die Supraleitung durch die starke Wärmeentwicklung zunächst lokal und schließlich im gesamten Resonator zusammenbricht (s. Abb. 2.14). Man spricht hierbei vom sogenannten „Quench“. Die Störstellen entstehen durch Einschlüsse im Rohmaterial oder beim Zusammenschweißen der Resonatorkomponenten. Um Quencherscheinungen zu vermeiden, sollte auf qualitativ hochwertiges Niob ($RRR > 250$) zurückgegriffen werden aufgrund der Reinheit und der besseren Wärmeleitfähigkeit, und Schweißvorgänge müssen kontrolliert und mit hoher Prozesssicherheit erfolgen (Elektronenstrahlschweißen). Zusätzlich sollte die Oberfläche immer chemisch behandelt und mit hochreinem Wasser gespült werden, um Kontaminationen zu vermeiden.

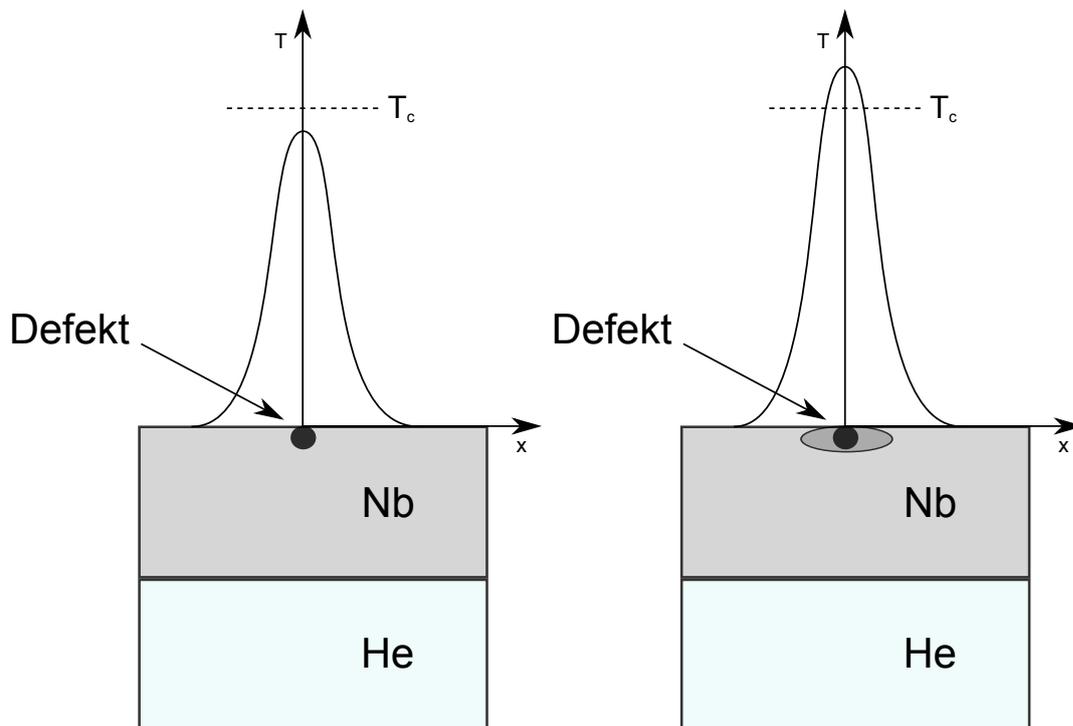


Abbildung 2.14: Thermaler Zusammenbruch verursacht durch einen Oberflächendefekt, der lokal durch Dissipation die Temperatur über den kritischen Wert des Supraleiters erhöht.

2.4.4 Feldemission

Die zumeist größte Hürde supraleitender Beschleuniger bei hohen Feldern stellt die Feldemission dar. Bei diesem Mechanismus treten Elektronen in elektrischen Hochfeldregionen aus der Resonatoroberfläche aus und werden durch das elektrische Feld stark beschleunigt. Beim Einschlag an einer anderen Stelle des Resonatorvolumens wird Strahlung im Röntgenbereich emittiert, die z.B. mit Thermo-Lumineszenz-Dosimetern detektiert werden kann [Podlech et al., 2007]. Die ungewollte Beschleunigung der Elektronen verbraucht zusätzliche Leistung, was die HF-Verluste erhöht. Daher verläuft die Q-E-Kurve nicht konstant, sondern fällt vielmehr bei hohen Gradienten stark ab bis hin zum Zusammenbruch der Supraleitung. Koppelt man zunächst leicht überkritisch an, so kann sich die Kopplung beim Einsetzen von Feldemission im weiteren Verlauf auf $\beta < 1$ verringern (s. Abb. 2.15).

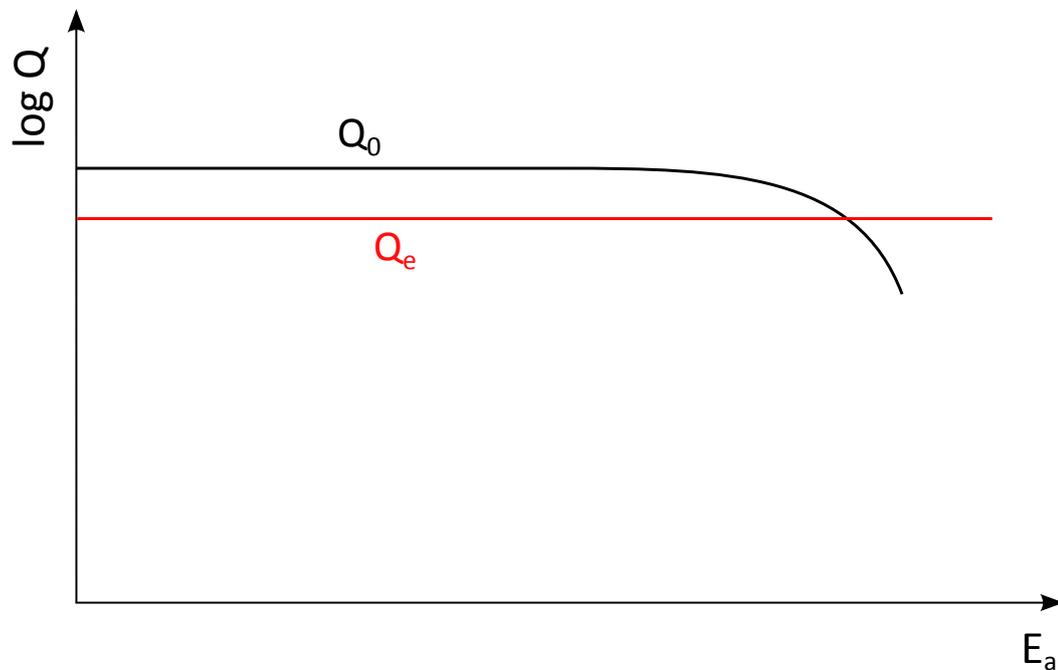


Abbildung 2.15: Verlauf der intrinsischen Güte bei Einsetzen von Feldemission. Durch den zusätzlichen Verlustmechanismus sinkt die Güte ab, und die Koppelstärke verändert sich.

Der Mechanismus hinter der Feldemission lautet wie folgt: Elektronen, die sich an der Oberfläche eines Metalls befinden, können aufgrund der Potenzialbarriere nicht aus dem Metall austreten (zur Veranschaulichung s. Abb. 2.16). Legt man ein äußeres

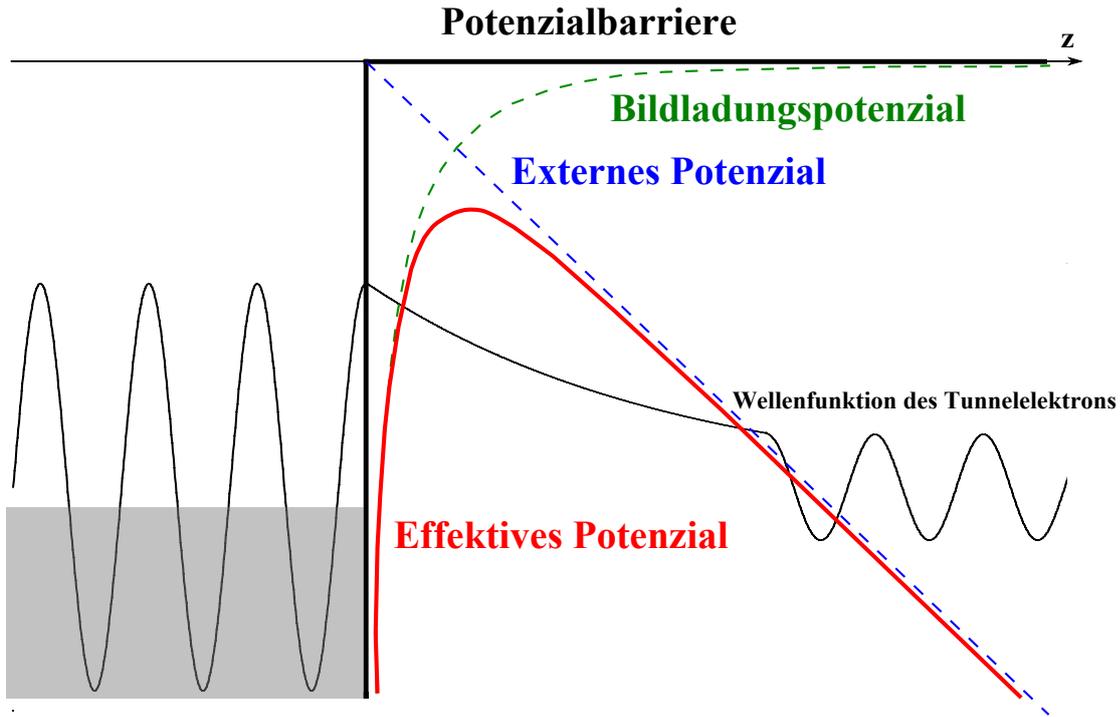


Abbildung 2.16: Verhalten von Elektronen an der Grenzfläche bei Feldemissionsvorgängen (in Anlehnung an [Podlech, 2008]).

elektrisches Feld mit dem Potenzial

$$\phi_{\text{ext}}(z) = -eEz \quad (2.50)$$

an, so wird die Barriere in Form eines resultierenden Dreieckspotenzials herabgesetzt und es besteht die Wahrscheinlichkeit, dass Elektronen hindurchtunneln können. Zusätzlich tritt noch das Bildladungspotenzial

$$\phi_{\text{Bild}} = -\frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 z} \quad (2.51)$$

hinzu, welches durch freie Elektronen nahe der Oberfläche erzeugt wird. Insgesamt erhält man folglich das Gesamtpotenzial:

$$\phi_{\text{total}} = -\frac{e^2}{16\pi\epsilon_0} - eEz. \quad (2.52)$$

Aus der Fowler-Nordheim Theorie [Fowler & Nordheim, 1928] ergibt sich unter ver-

einfachten Annahmen für die Tunnelstromdichte:

$$j(E) = \frac{A_{\text{FN}} E^2}{\phi_{\text{w}}} \exp\left(-\frac{B_{\text{FN}} \phi_{\text{w}}^{3/2}}{E}\right), \quad (2.53)$$

mit $A_{\text{FN}} = 1.54 \times 10^6$, $B_{\text{FN}} = 6.83 \times 10^3$ (Fowler-Nordheim-Koeffizienten) und ϕ_{w} , der Austrittsarbeit. Gemäß der FN-Theorie benötigt man zum Hervorrufen von Feldemission im statischen Fall elektrische Feldstärken in der Größenordnung von GV/m. In der Praxis ist aber bereits bei Feldstärken in der Größenordnung 10 MV/m Feldemission messbar. Man erklärt sich das Zustandekommen durch sogenannte Feldemitter in Form von μm großen Fremdkörpern, an denen bedingt durch ihre Oberflächenstruktur lokal sehr hohe Feldstärken entstehen können. Berücksichtigt man diesen Umstand durch die Einführung eines sogenannten Enhancement Factors β_{FN} , so folgt zusammen mit der Emitteroberfläche A_{E} für die Tunnelstromstärke:

$$I(E) = \frac{A_{\text{FN}} A_{\text{E}} (\beta_{\text{FN}} E)^2}{\phi_{\text{w}}} \exp\left(-\frac{B_{\text{FN}} \phi_{\text{w}}^{3/2}}{\beta_{\text{FN}} E}\right). \quad (2.54)$$

Die Werte von β_{FN} liegen typischerweise im Bereich von 100-1000, so dass auch die bereits bei niedrigen Feldstärken einsetzende Feldemission zu erklären ist. Im Hochfrequenzfall muss Gl. 2.54 leicht modifiziert werden, und es gilt über eine HF-Periode gemittelt:

$$I(E) = \frac{A_{\text{FN}} A_{\text{E}} (\beta_{\text{FN}} E)^{2.5}}{\phi_{\text{w}}} \exp\left(-\frac{B_{\text{FN}} \phi_{\text{w}}^{3/2}}{\beta_{\text{FN}} E}\right). \quad (2.55)$$

Logarithmiert man Gleichung 2.55, erhält man:

$$\ln\left(\frac{I(E)}{(\beta_{\text{FN}} E)^{2.5}}\right) = \ln\left(\frac{A_{\text{FN}} A_{\text{E}}}{\phi_{\text{w}}}\right) - \frac{B_{\text{FN}} \phi_{\text{w}}^{3/2}}{\beta_{\text{FN}} E}. \quad (2.56)$$

Durch das Auftragen von $\ln(I/E^{2.5})$ gegen $1/E$ entsteht der Fowler-Nordheim-Plot, aus dessen Steigung der Wert für β_{FN} ermittelt werden kann. Auch bei Feldemission besteht die effektivste Methode zur Minimierung darin, eine möglichst gut präparierte Oberfläche zu gewährleisten.

2.5 Physikalische Grundlagen der CH-Struktur

In diesem Abschnitt sollen die grundlegenden, physikalischen Eigenschaften einer CH-Struktur erläutert werden, ausgehend von einem zylindrischen Hohlraumresonator. Eine „CH“-Struktur (**C**rossbar **H**-Mode) basiert auf einem Zylindertank mit internen Komponenten in Form von Rippen, Stützen und Driftröhren, wobei „Crossbar“ die geometrische Anordnung der gekreuzt ausgerichteten Stützen berücksichtigt und „H-Mode“ für die Ausbreitungsrichtung des Magnetfelds steht, welches im Resonanzfall longitudinal zur Resonatorachse gerichtet ist. Durch den Einsatz dieser Crossbar-Geometrie ergeben sich zwei technische Vorteile:

- Die mechanische Stabilität des Zylindertanks wird erhöht
- Eine effiziente Kühlung der internen Komponenten wird gewährleistet

Betrachtet man zunächst einen leeren, zylindrischen Hohlraumresonator mit metallischen Wänden, so gilt es Lösungen der Wellengleichungen

$$(\Delta + \mu\epsilon\omega^2) \begin{Bmatrix} \mathbf{E} \\ \mathbf{B} \end{Bmatrix} = 0 \quad (2.57)$$

zu finden. Als Ergebnis erhält man bezüglich der Feldkomponenten in Zylinderkoordinaten (ϕ, r, z) für die Transversal-Elektrischen (TE) oder auch H-Moden [Wangler, 2008]:

$$B_z = B_0 J_m(x_{mn}\rho) \cos(m\phi) \sin\left(\frac{p\pi z}{L}\right) e^{i\omega t} \quad (2.58)$$

$$B_r = \frac{p\pi R}{L x'_{mn}} B_0 J'_m(x'_{mn}\rho) \cos(m\phi) \cos\left(\frac{p\pi z}{L}\right) e^{i\omega t} \quad (2.59)$$

$$B_\phi = -\frac{p\pi m R^2}{L x'^2_{mn} r} B_0 J_m(x_{mn}\rho) \sin(m\phi) \cos\left(\frac{p\pi z}{L}\right) e^{i\omega t} \quad (2.60)$$

$$E_z = 0 \quad (2.61)$$

$$E_r = i\omega \frac{m R^2}{x'^2_{mn} r} B_0 J_m(x_{mn}\rho) \sin(m\phi) \sin\left(\frac{p\pi z}{L}\right) e^{i\omega t} \quad (2.62)$$

$$E_\phi = i\omega \frac{R}{x'_{mn}} B_0 J'_m(x'_{mn}\rho) \cos(m\phi) \sin\left(\frac{p\pi z}{L}\right) e^{i\omega t} \quad (2.63)$$

Dabei stehen m, n, p für die Anzahl der (Anti-)Knoten des Feldes in der entsprechenden Raumrichtung, J_m ist die Besselfunktion m -ter Ordnung, J'_m deren Ableitung, x_{mn} die jeweiligen Nullstellen (siehe hierzu [Jackson, 1993]) und $\rho = r/R$. Es ist ersichtlich,

dass in dieser Konfiguration keine elektrische Feldkomponente in z-Richtung verläuft, was jedoch Grundvoraussetzung ist für die angestrebte, gerichtete Beschleunigung von geladenen Teilchen. Daher platziert man in den Hohlraum metallische Stützen mit zentral eingefassten Driftröhren (s. Abb. 2.17). Die niedrigste Mode, die in dieser Konfiguration angeregt werden kann, ist die H_{211} -Mode. Das zeitabhängige, longitudinale Magnetfeld induziert in den einzelnen Tankvierteln gemäß $U_{\text{ind}} = -\dot{\Phi} = -\frac{\partial}{\partial t} \int B dA$ eine Potenzialdifferenz zwischen je zwei benachbarten Stützen. Durch den Einsatz von Driftröhren bildet sich zwischen diesen ein auf die Achse konzentriertes, elektrisches Feld mit wechselnder Polarität aus. Aufgrund der hohen kapazitiven Belastung durch die Driftröhrenstruktur ist es nun möglich, bei entsprechender Geometriewahl an den Tankenden eine flache Feldverteilung zu erzeugen, was einer $H_{21(0)}$ -Mode in sehr guter Näherung entspricht.

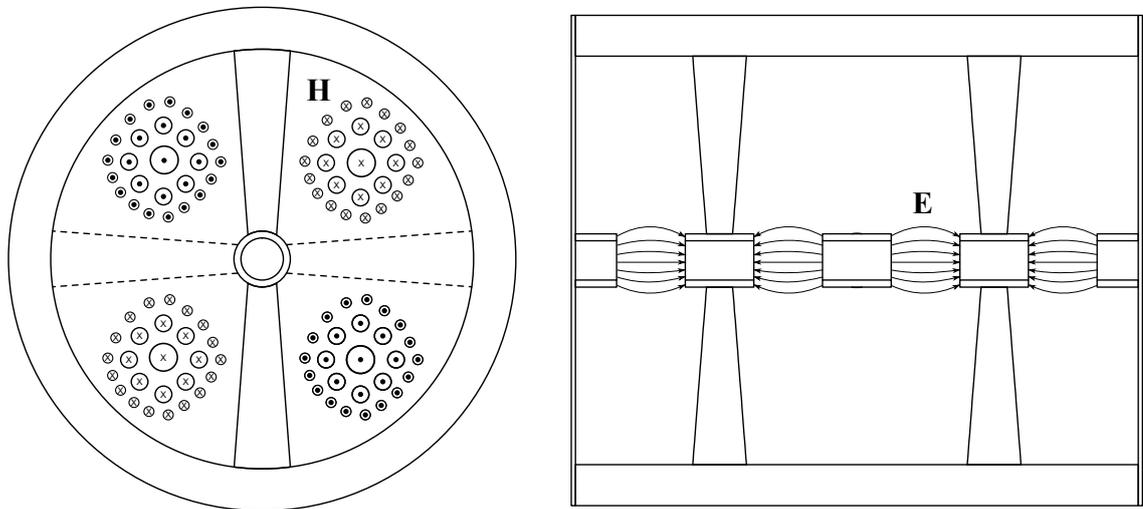


Abbildung 2.17: *Links:* Frontansicht einer CH-Struktur bei angeregter H_{211} -Mode mit longitudinal (in die Ebene hinein) gerichteten Magnetfeldern in den Tankvierteln. *Rechts:* Seitenansicht mit elektrischen Feldern zwischen den Driftröhren.

3 HF-Auslegung der Resonanzstrukturkomponenten

Bevor eine supraleitende Kavität gebaut wird, müssen umfangreiche elektromagnetische und strukturmechanische Simulationen durchgeführt werden, um die geometrischen Größen festzulegen und die HF-Eigenschaften zu bestimmen. Denn nach dem Bau sind Eingriffe in die Geometrie nur noch sehr eingeschränkt möglich. Zur Ermittlung der einzelnen Größen wurden die Module des Softwarepakets CST Studio Suite verwendet. Die grundlegenden Überlegungen und Optimierungsschritte zur vorliegenden Kavität wurden bereits in [Busch, 2009] erarbeitet. Es soll an dieser Stelle eine Zusammenfassung der Vorüberlegungen folgen:

- Die Verwendung von schrägen Stützen an den Randdriftröhren bewirkt eine homogene Feldverteilung und reduziert die elektrischen Spitzenfelder (s. Abb. 3.1).

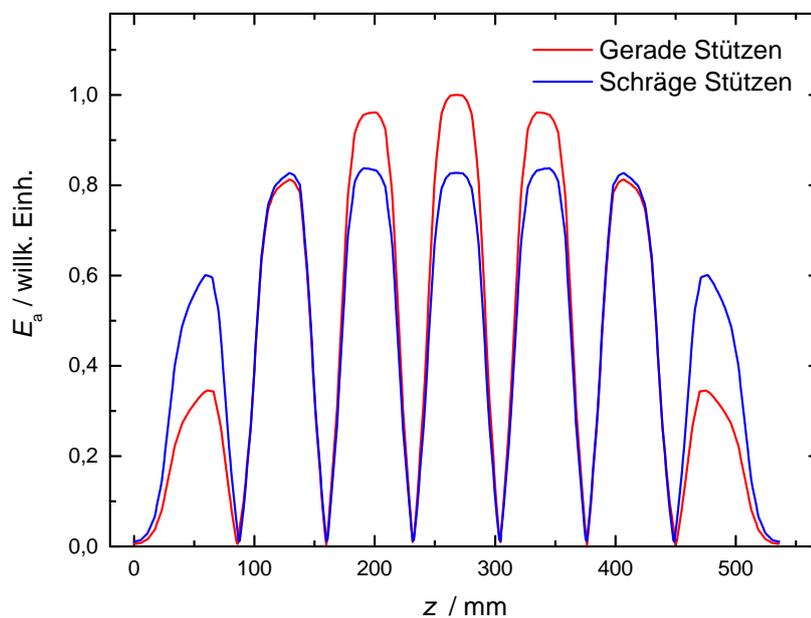


Abbildung 3.1: Vergleich zwischen geraden und schrägen Stützen im Endzellenbereich.

- Die Ausrichtung der elliptischen Stützen mit der kleinen Halbachse in Strahlrichtung erweitert den nutzbaren Raum für große Tuner und Koppler.
- Durch das Einbringen zusätzlicher Spülflansche an den Tankdeckeln wird eine Verbesserung der Oberflächenpräparation gewährleistet, was eine Reduzierung limitierender Effekte zur Folge hat.
- Ein neuartiges, dynamisches Tunerkonzept soll zum Einsatz kommen: Mittels mechanisch deformierbarer Balgtuner, die in den Resonator eingebracht werden, soll während des Betriebs die Frequenz über einen Schrittmotor und einen Piezokristall, welche eine Kraft auf die Schubstange des Tuners vermitteln, nachgeregelt werden.

In den folgenden Abschnitten wird auf die Effekte durch das Tunen sowie durch Maßnahmen und Einflüsse vor und während des Betriebs der Struktur eingegangen. Um nach der Fertigung einen Einfluss auf die Frequenz nehmen zu können, werden statische Tuner benötigt. Durch sie kann lokal gezielt das elektrische bzw. magnetische Feld verdrängt werden. Darüber hinaus sollen dynamische Balgtuner zur Frequenzanpassung während des Betriebs verwendet werden. Aufgrund gegebener Symmetrien in der Geometrie eines Hohlraumresonators können Resonanzbedingungen für Multipacting entstehen. Eine vorherige Ermittlung des möglichen Auftritts dieses Phänomens ist daher essenziell.

Weiterhin kommt es beim Betrieb von gepulsten Beschleunigern vor, dass durch den Auf-/ Abbau elektromagnetischer Felder ein Druck (Region mit hohem Magnetfeldanteil) bzw. Sog (Bereich mit hohem elektrischen Feldanteil) auf die Resonatorwände entsteht, wodurch die Resonanzfrequenz verstimmt wird. Die hierdurch entstehende Diskrepanz zwischen Soll-/ und Istfrequenz kann bei hohen Feldern bis zu mehrere 100 Hertz betragen. Dieser Effekt wird Lorentz-Force-Detuning genannt.

Ein weiterer, wichtiger Faktor, welcher berücksichtigt werden muss, ist die Druckdifferenz zwischen Tankinnerem und Außenbereich beim Evakuieren. Hierdurch werden vorwiegend die Blechbogensegmente am Tank, welche benachbarte Rippen miteinander verbinden, deformiert. Zudem erfährt die Kavität eine longitudinale Kontraktion aufgrund der Verformung der Stirnseiten. Daher muss bei den Simulationen auf eine Minimierung der mechanischen Effekte hingearbeitet werden.

3.1 Variation der Endspaltlänge

Eine einfache und dennoch effiziente Methode, um die Frequenz nach der Fertigung bereits ohne Tuner zu beeinflussen, besteht darin, die Tankdeckel mit Aufmaß zu fertigen, so dass die gewünschte Frequenz durch ein Abdrehen der Enddeckel erreicht werden kann. Dadurch verkürzt sich der letzte Spalt, die Kapazität steigt an, und die Frequenz sinkt. Zugleich wird das Magnetfeldvolumen durch die verkleinerte Tanklänge zwar reduziert, was zu einem Frequenzanstieg führt, jedoch ist dieser Effekt deutlich geringer als der Kapazitätsanstieg. In Abbildung 3.2 sind drei Szenarien simuliert worden:

- Nur die Endspaltlänge wird variiert \rightarrow Die Frequenz steigt um ≈ 1.65 MHz an.
- Sowohl Endspalt als auch Tankdeckelaufmaß werden verändert \rightarrow Die Frequenz erhöht sich um ≈ 1.1 MHz.
- Die Tanklänge ändert sich bei konstantgehaltenem Endspalt \rightarrow Die Frequenz verringert sich um ≈ 700 kHz

Die Diskrepanz in der Summe der Werte bis 10 mm ergibt sich aus dem nicht-linearen Verhalten der Frequenzänderung bei größer werdenden Abständen.

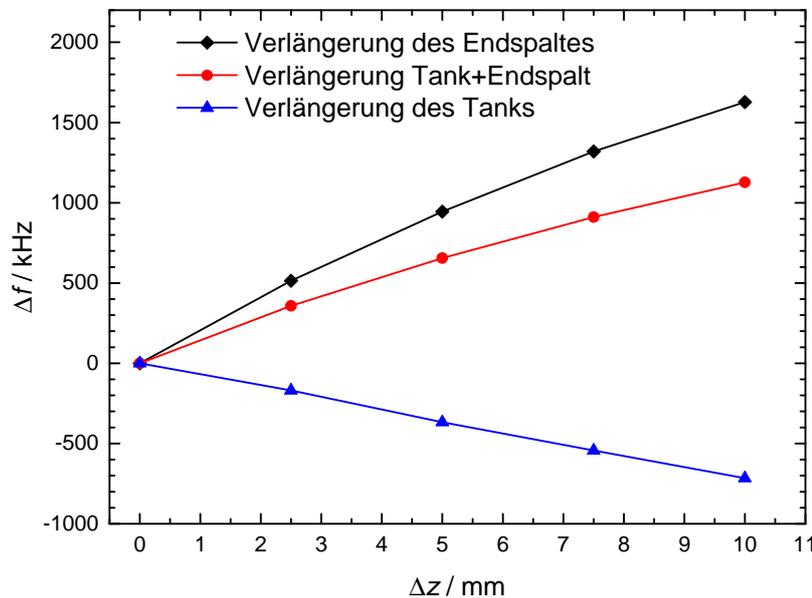


Abbildung 3.2: Variation des Deckelaufmaßes/ der Endspaltlänge.

3.2 Statische Tuner

Die theoretische Grundlage für das Frequenztuning mittels statischer Tuner bildet das *Boltzmann-Ehrenfest Theorem* [Boltzmann, 1904; Ehrenfest, 1911, 1914]. Es besagt, dass für periodische und linear ablaufende, verlustfreie Prozesse das Produkt aus Energie und Periodendauer invariant ist gegenüber adiabatischen Deformationen:

$$WT = \text{const.} \quad (3.1)$$

Adiabatisch bedeutet in diesem Kontext, dass die von außen hervorgerufene Änderungsrate langsam gegenüber der systeminhärenten Periodendauer ist. Dieses Theorem wurde von [Maclean, 1945] aufgegriffen und an HF-Resonatoren angepasst:

$$\frac{\Delta W}{W} = -\frac{\Delta T}{T} = \frac{\Delta \omega}{\omega}. \quad (3.2)$$

Führt man ein kleines Volumen ΔV in den Hohlraumresonator ein und betrachtet den elektrischen und magnetischen Anteil der Energie, so folgt nach [Maier & Slater, 1952]:

$$\frac{\Delta \omega}{\omega} = \frac{\Delta W_m - \Delta W_e}{W} = \frac{\int_{\Delta V} (\mu_0 H^2 - \epsilon_0 E^2) dV}{\int_V (\mu_0 H^2 + \epsilon_0 E^2) dV} \quad (3.3)$$

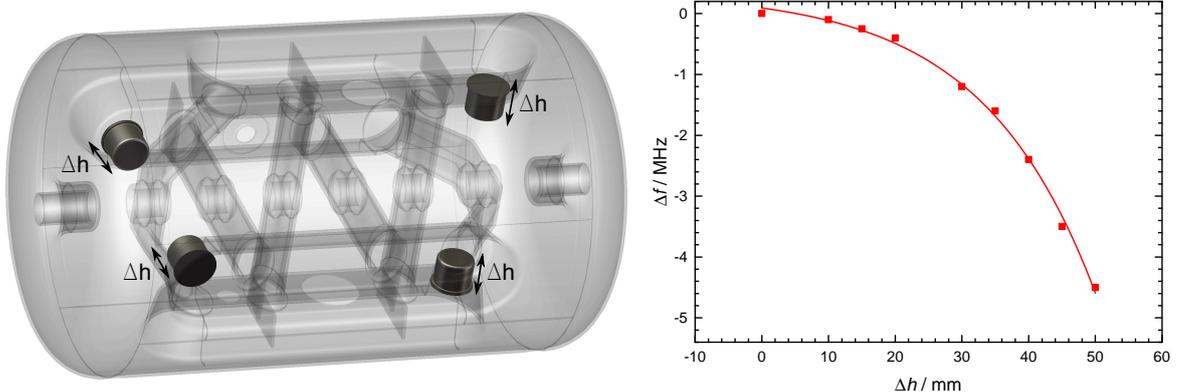


Abbildung 3.3: Simulationen zur Auswirkung der Tunerhöhe auf die Frequenz.

Durch das Einbringen von Verdrängungskörpern verändert sich demnach die Frequenz in einem Hohlraumresonator. Dabei entscheiden die geometrischen Größen (Form, Durchmesser, Höhe), wie stark sich dieser Effekt auswirkt. Zudem spielt der Ort der

Feldverdrängung eine Rolle: Führt man den Körper an einer Stelle ein, an der das elektrische Feld verläuft, sinkt die Frequenz des Resonators. Dagegen steigt die Frequenz, wenn das Magnetfeld verdrängt wird. Im Falle der vorliegenden CH-Struktur wurde beschlossen, zylindrische Niobkörper aus Vollmaterial zu verwenden und diese durch die Rippen einzuführen, um an das elektrische Feld auf der Achse anzukoppeln (s. Abb. 3.3). Simuliert wurde für einen Tunerdurchmesser von 40 mm bei einer Höhenvariation von 0-50 mm. Werden alle Tuner gemeinsam auf die maximale Höhe gefahren, so lässt sich die Frequenz der Grundmode um 4.5 MHz absenken, was einem prozentualen Hub von 1.4% entspricht. Der Volumenanteil der vier statischen Tuner am gesamten, ungestörten Volumen beträgt dagegen 5.7%, wodurch sich die Positionierung der Tuner auf den Rippen als sehr effizient erweist. Durch den frequenzabsenkenden Einfluss der Tuner bietet es sich an, eine Hohlraumstruktur dieses Typs in der Frequenz etwas höher auszulegen, denn die meisten Tuningmaßnahmen zielen auf eine Verringerung der Frequenz ab.

3.3 Dynamische Tuner

Für einen geregelten Betrieb bei kritischer Ankopplung sind dynamische Tuner erforderlich. Es gibt diverse Konzepte für die zahlreichen Niederenergiestrukturen. In den meisten Fällen wird der gesamte Resonator longitudinal deformiert, wie z.B. beim sogenannten Slide-Jack Tuner (KEK, Japan) [Noguchi, 2007] oder dem Blade-Tuner (INFN Milano) [Barni et al., 2002]. Bei der CH-Struktur kommt ein neuartiges Konzept zum Einsatz, bei dem lokal das elektrische Feld über deformierbare Balgtuner verdrängt wird. Dies hat den Vorteil, dass nur ein kleiner Bereich innerhalb der Kavität verformt werden muss. Dementsprechend ist nur wenig Kraft zur Auslenkung des Tuners notwendig, und das gesamte Tuningsystem gestaltet sich sehr kompakt [Amberg, 2015]. Der Tunerantrieb erfolgt über ein kombiniertes System aus Schrittmotor und Piezoaktor, welches eine Kraft auf die Tunerstange übertragen und den Tunerkopf mechanisch deformieren kann. Dabei ist der Schrittmotor zuständig für grobe mechanische Hübe von maximal $\pm 1\text{mm}$, welche beim Abkühlen/ Evakuieren zur Frequenzkompensierung notwendig sein können. Der Piezoaktor soll wiederum die Frequenz während des Betriebs über Verformungen im μm -Bereich regeln, um Microphonics und Lorentz-Force-Detuning auszugleichen.

3.3.1 Multipactingbetrachtungen

Da die Balgtuner mechanisch verformbar sein sollen, müssen Lamellen verwendet werden. Diese Lamellen eröffnen durch die damit einhergehenden, kleinen Spaltabstände ein potenzielles Multipactingrisiko, da das Tunervolumen sich in einer Region niedriger bis moderater, elektrischer Feldstärken befindet [Busch et al., 2011]. Untersucht wurden daher drei verschiedene Lamellenkonstellationen (s. Abb. 3.4):

- 6-spaltiger Balg mit gleichmäßigen, äquidistanten Lamellen
- 4-spaltiger Balg mit drei Lamellen im unteren Bereich und einem großen Kopf
- 3-spaltiger Balg mit zwei Lamellen im unteren Bereich und einem großen Kopf

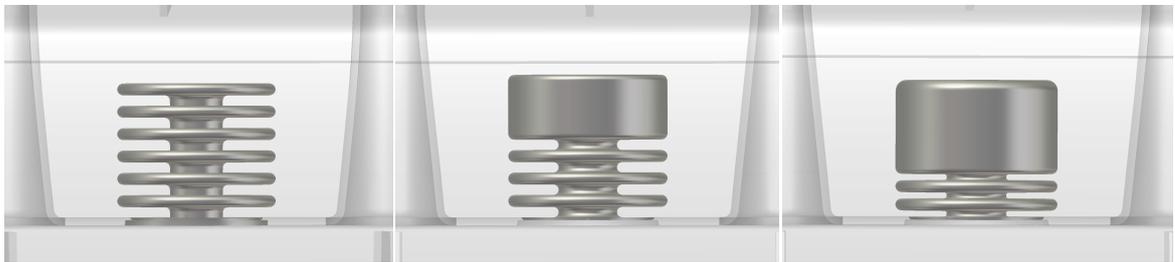


Abbildung 3.4: Die drei untersuchten Balgtunergeometrien.

Als Elektronenemissionsflächen wurden jeweils die parallelen Lamellenflächen gewählt bei einer Emissionsenergie von 2 eV, einer Energieunschärfe von 50% und einer Winkeldivergenz von 30°, um einen möglichst großen Bereich abzudecken. Für die Oberflächenbeschaffenheit wurde zum einen ein HPR¹-behandeltes und zum anderen ein mit 300 °C ausgebackenes Material angenommen. Die verwendeten Sekundärelektronenemissionskoeffizientenverläufe sind aus Abb. 3.5 zu entnehmen. Die 6-spaltige Tunerversion bietet mechanisch die größte Flexibilität aufgrund der großen, deformierbaren Oberfläche. Jedoch bewirkt die große Spaltanzahl diverse Möglichkeiten für Multipacting. Darüber hinaus werden im oberen Bereich des Tuners die geringsten Spannungen zwischen den Lamellen induziert, wodurch Multipacting weiter begünstigt wird. Daher wurde für die Alternativgeometrien ein größerer Kopf mit einer verringerten Lamellenzahl gewählt. In Abb. 3.6 oben ist die Teilchenanzahl gegen die Zeit aufgetragen; im linken Bild für den Fall, dass die Oberfläche mit hochreinem Wasser gespült wurde (HPR), im rechten Bild für den Fall, dass die Oberfläche zusätzlich noch bei 300 °C

¹High Pressure Water Rinsing

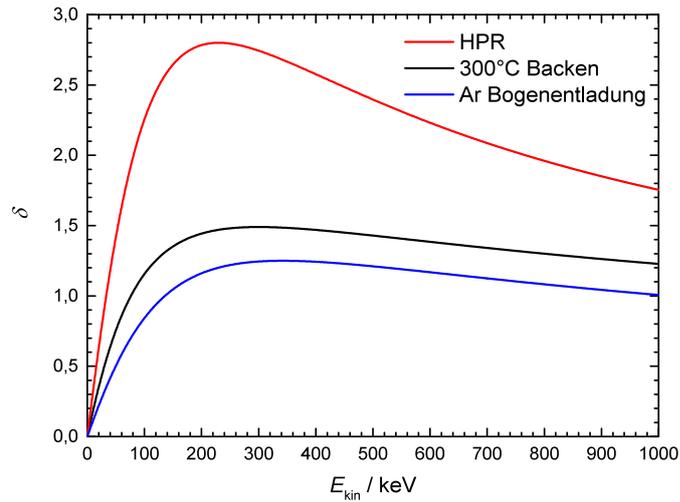


Abbildung 3.5: Verhalten des Sekundärelektronenemissionskoeffizienten bei unterschiedlichen Behandlungen von Niob [Calder et al., 1986].

ausgebacken wurde. Im ersten Fall steigt die Elektronenanzahl für jeden Gradienten exponentiell an, da der Sekundärelektronenemissionskoeffizient in diesem Bereich immer größer 1 ist. Im Falle der mit 300 °C behandelten Oberfläche ist kein Multipacting zu beobachten, obgleich die Teilchenzahl bei mehreren Gradienten nicht weiter mit der Zeit abnimmt. Die zweite untersuchte Tunergeometrie (Abb. 3.6 mittig) verhält sich sehr ähnlich. Ebenfalls ist hier bei schlechterer Oberflächenqualität für jeden Gradienten Multipacting existent. Für die dritte Geometrie ist auch bei einer reinen HPR-Behandlung nicht mit Multipacting zu rechnen (Abb. 3.6 unten). Die beiden exponentiellen Teilchenzahlverläufe bei 5.2 MV/m und 5.4 MV/m rühren von einem Multipactingereignis, welches sich nicht am Tuner selbst, sondern an einem Mantelsegment abspielt und für die Tunergeometriebetrachtung folglich keine Rolle spielt. In Abb. 3.7 sind die Sekundärelektronenerträge (SEY²) für alle drei Geometrien aufgetragen. Der SEY ist folgendermaßen definiert:

$$\text{SEY} = \frac{\text{Anzahl emittierter Elektronen}}{\text{Anzahl einfallender Elektronen}}. \quad (3.4)$$

Bei der Betrachtung der drei Graphen für die unterschiedlichen Tuner wird deutlich, dass die Varianten 1 und 2 sich auch bei einer gut präparierten Oberfläche nahe an der Multipactingschwelle bewegen; nur für die dritte Tunergeometrie ist eine sichere Multipactingunterdrückung gegeben und zwar unabhängig vom Grad der Oberflächenbeschaffenheit.

²Secondary Electron Yield

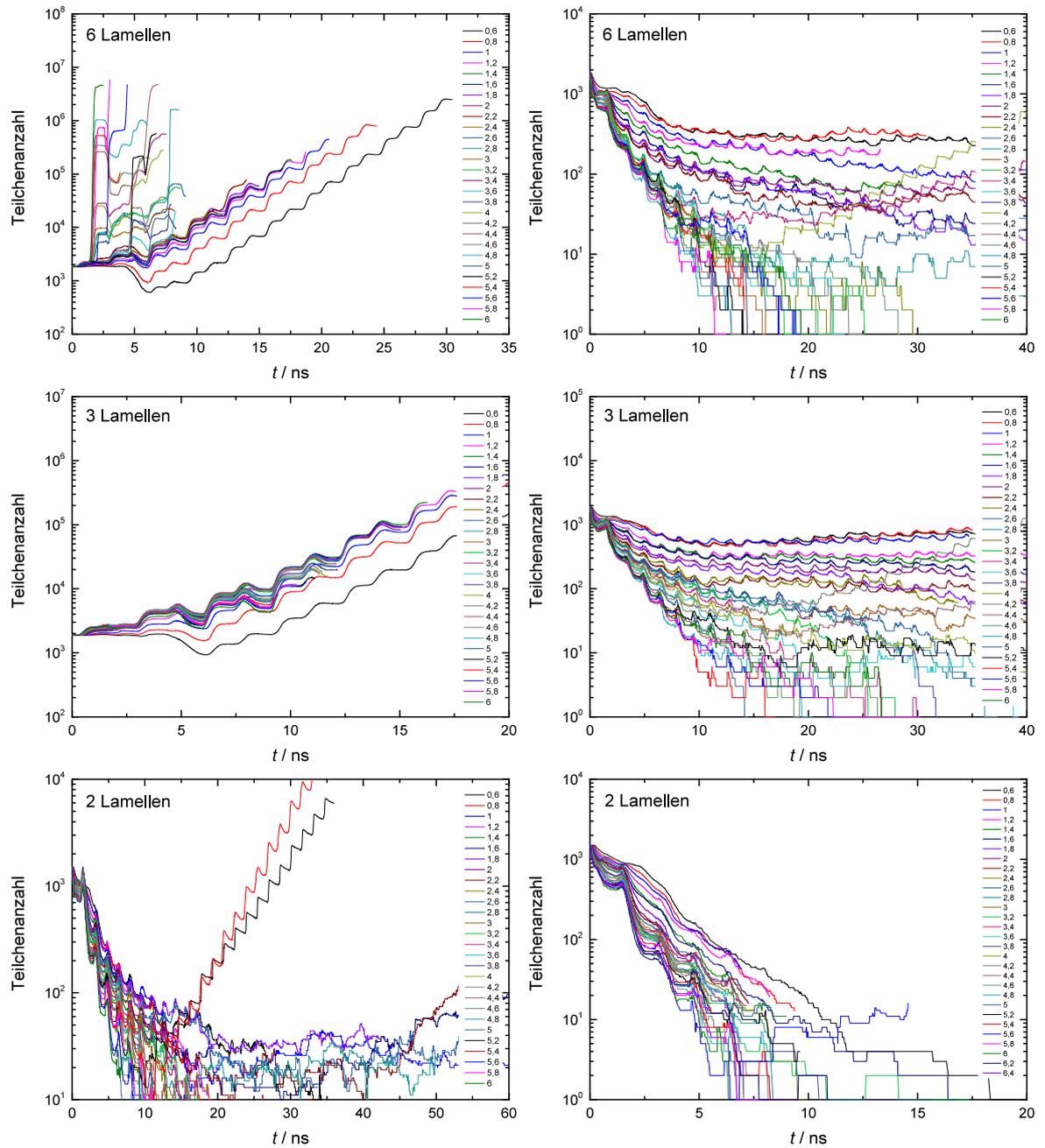


Abbildung 3.6: Teilchenzahlentwicklung in Abhängigkeit von der Zeit für die drei untersuchten Tunergeometrien (nach Zeilen sortiert) bei verschiedenen Oberflächenbehandlungen (linke Spalte: HPR, rechte Spalte: 300°C Backen) und variablen Feldgradienten.

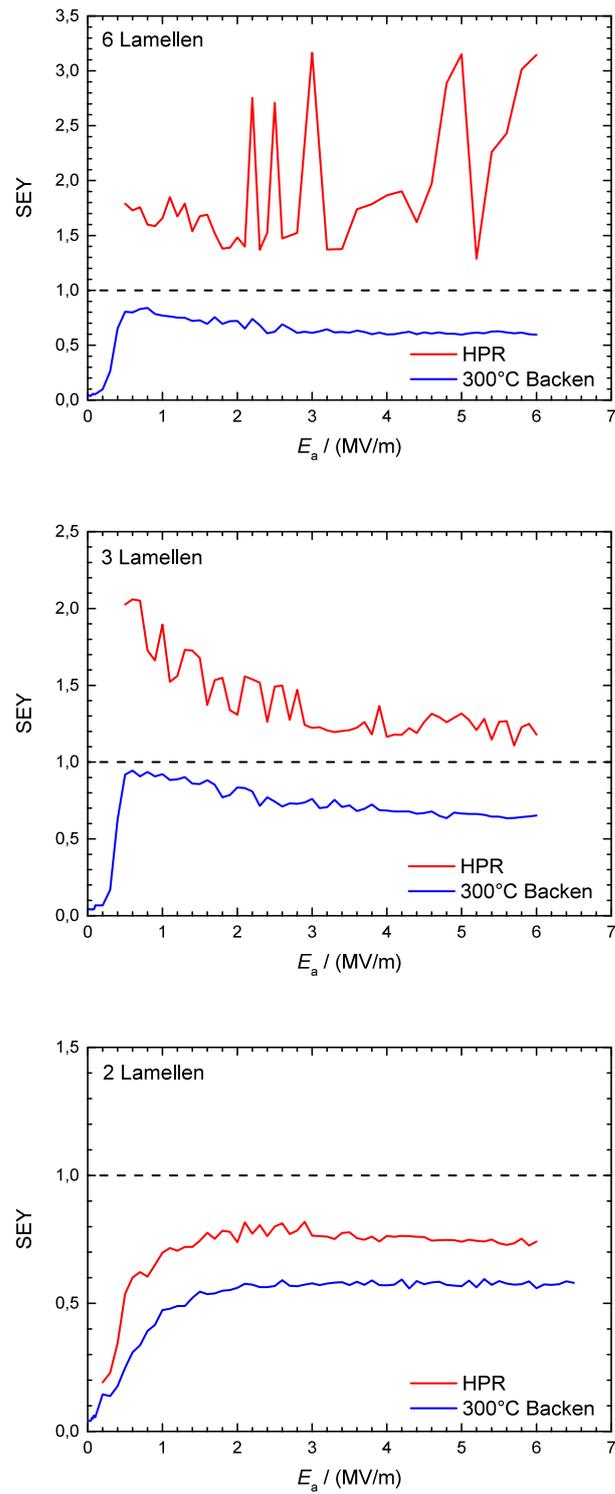


Abbildung 3.7: Sekundärelektronenertrag (SEY) für die drei Tunergeometrien bei unterschiedlicher Oberflächenbehandlung.

3.3.2 Mechanische Stabilität

Nach der Festlegung auf eine Tunergeometrie, die möglichst risikoarm ist bezüglich Multipacting, wurde das Design strukturmechanisch untersucht [Amberg, 2015]. Für den Betrieb mit Schrittmotor muss der Tunerkopf im Bereich ± 1 mm ausgelenkt werden. Dabei wirkt ein maximaler von Mises Stress von 213 MPa (s. Abb. 3.8) innerhalb der Lamellen. Dieser Wert liegt für den Betrieb bei 4 K deutlich unterhalb der Fließgrenze von Niob (siehe Tabelle 3.1).

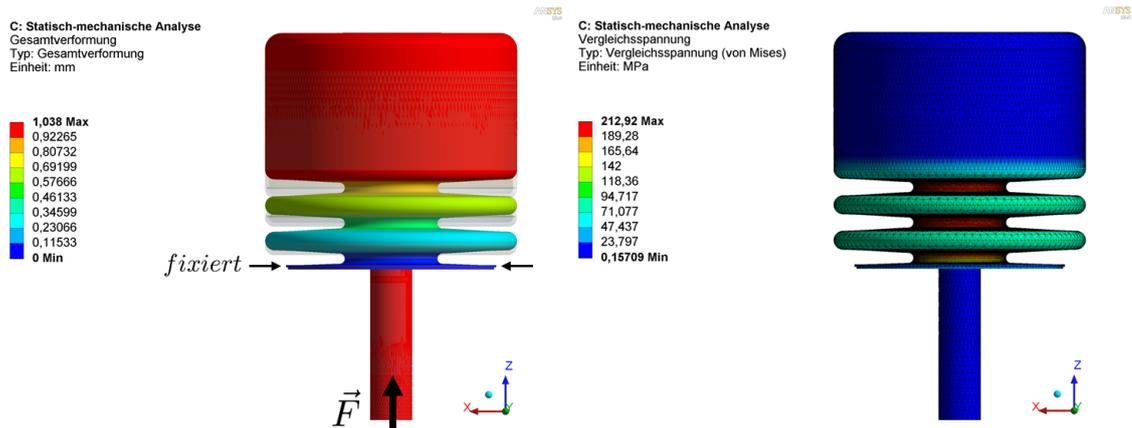


Abbildung 3.8: Links: Verformung des Tuners um 1mm. Rechts: Maximaler mechanischer Stress der einzelnen Bereiche [Amberg, 2015].

Dichte ρ	g/cm^3	8.58
E-Modul (293 K)	GPa	104
Poissonzahl ν	-	0.38
Fließgrenze R_e (293 K)	MPa	70
Fließgrenze R_e (4 K)	MPa	470
Zugfestigkeit R_m (293 K)	MPa	151
Zugfestigkeit R_m (4 K)	MPa	696

Tabelle 3.1: Mechanische Parameter von Niob [Wu et al., 2008], [*National Physical Laboratory*].

3.3.3 Frequenzhub

Nachdem das finale Geometriedesign der Balgtuner festgesetzt wurde, konnten Simulationen bezüglich des Frequenzhubs erfolgen. Als Arbeitspunkt wurde eine Gesamthöhe

von 51 mm gewählt, da hierdurch eine ausreichende Frequenzvariation im Rahmen des mechanischen Hubs möglich ist und dennoch die Feldverteilung kaum beeinflusst wird (s. Kap. 4.2). Eine Veränderung der Höhe um $\pm 2\text{ mm}$ führt zu einem durchschnittlichen Frequenzhub von 140 kHz/mm (s. Abb. 3.9).

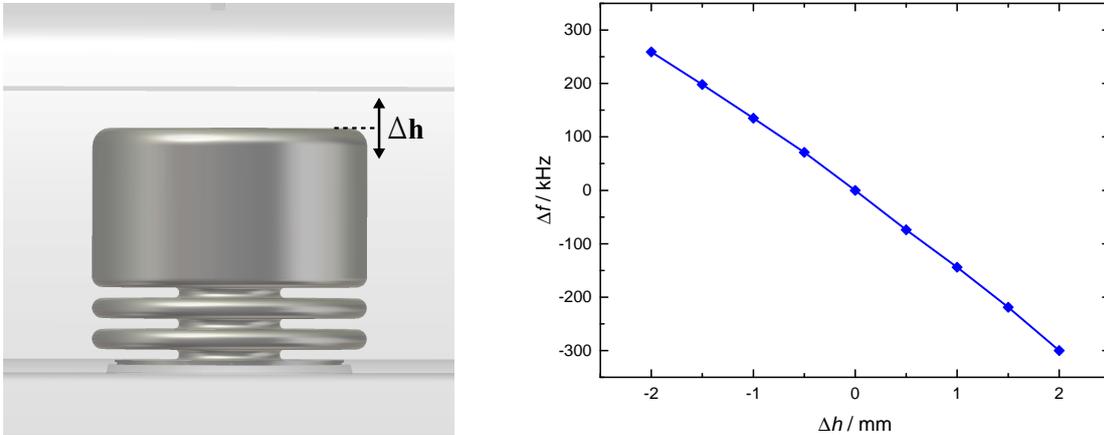


Abbildung 3.9: *Links:* Höhenvariation zur Ermittlung des Frequenzhubs eines dynamischen Balgtuners im Bereich des Arbeitspunkts. *Rechts:* Frequenzänderung bei Variation der Höhe des Balgs.

3.4 Allgemeine Multipactinguntersuchungen des Resonators

Analog zu den Multipactingbetrachtungen bezüglich der Tunergeometrien wurden Trackingsimulationen mit den gleichen Randbedingungen ($E = 2\text{ eV}$, $\Delta E/E = 50\%$, $\Delta\phi = 30^\circ$) an weiteren Resonatorbestandteilen durchgeführt. Dabei wurden verschiedene Oberflächen als Elektronenemissionsquelle gewählt und die Teilchentrajektorien berechnet. Neben unterschiedlichen Bereichen, die für Multipacting in Frage kommen, wurde auch die Materialeigenschaft von Niob im Hinblick auf den Sekundärelektronenemissionskoeffizienten δ angepasst auf die Randbedingungen: HPR, 300°C Backen und Ar Bogenentladung (in der Praxis wird dabei Argongas in das Resonatorinnere eingeleitet und mit kurzen, starken HF-Pulsen ein Plasma gezündet, um kleinste Partikel an der Oberfläche wegzubrennen). Im Bereich der Mantelsegmente konnte die Entstehung von Multipacting simuliert werden (s. Abb. 3.10). Abhängig von der Oberflächenpräparation fällt der Effekt unterschiedlich stark ins Gewicht. Während

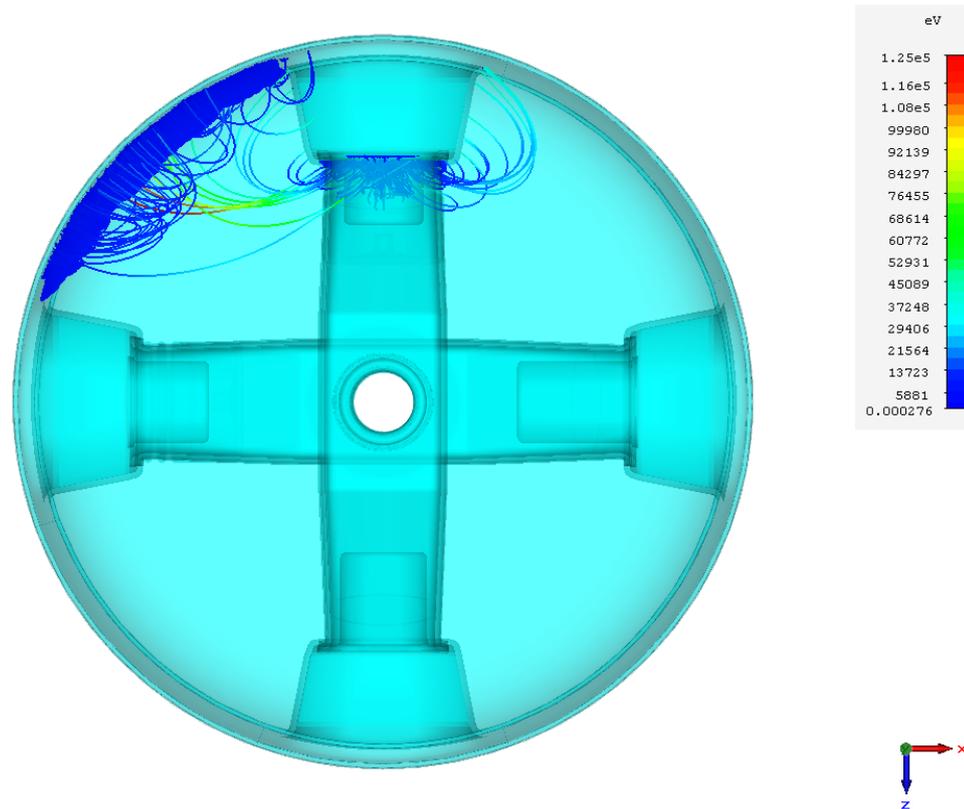


Abbildung 3.10: Teilchentrajektorien bei Elektronenemission am Tankmantel und einer Rippe.

für die Bedingungen HPR und 300 °C Backen die Teilchenzahl für den Großteil des betrachteten Gradientenbereichs anwächst, existieren für die mit Argongas behandelte Oberfläche nur zwei kritische Gradientenwerte (s. Abb. 3.11). In Abbildung 3.12 sind die Sekundärelektronenerträge bezogen auf die Mantelfläche gegen den Gradienten für die drei betrachteten Fälle aufgetragen. Bei den Szenarien HPR und 300 °C Backen ist im Bereich 2-5 MV/m bzw. 1.5-5 MV/m mit deutlichen Multipactingbändern zu rechnen. Dagegen weisen die Simulationen bei der Präparation mittels Argongasentladung nur bei ≈ 2 MV/m geringfügiges Multipacting auf. Es handelt sich demnach generell um weiche Barrieren, die sich bei entsprechender Konditionierung entfernen lassen sollten.

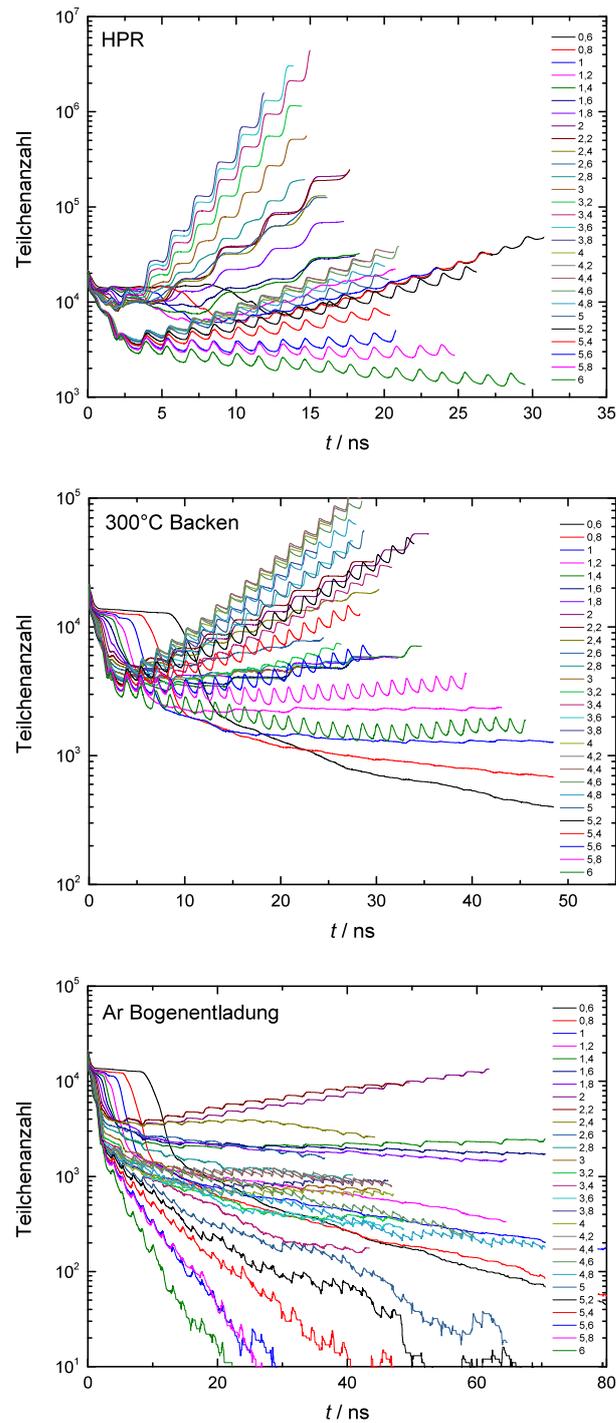


Abbildung 3.11: Sekundärelektronenentwicklung in Abhängigkeit von der Zeit bei unterschiedlicher Oberflächenpräparation und veränderlichem Gradienten. Von oben nach unten: HPR, 300 °C Backen, Ar Bogenentladung.

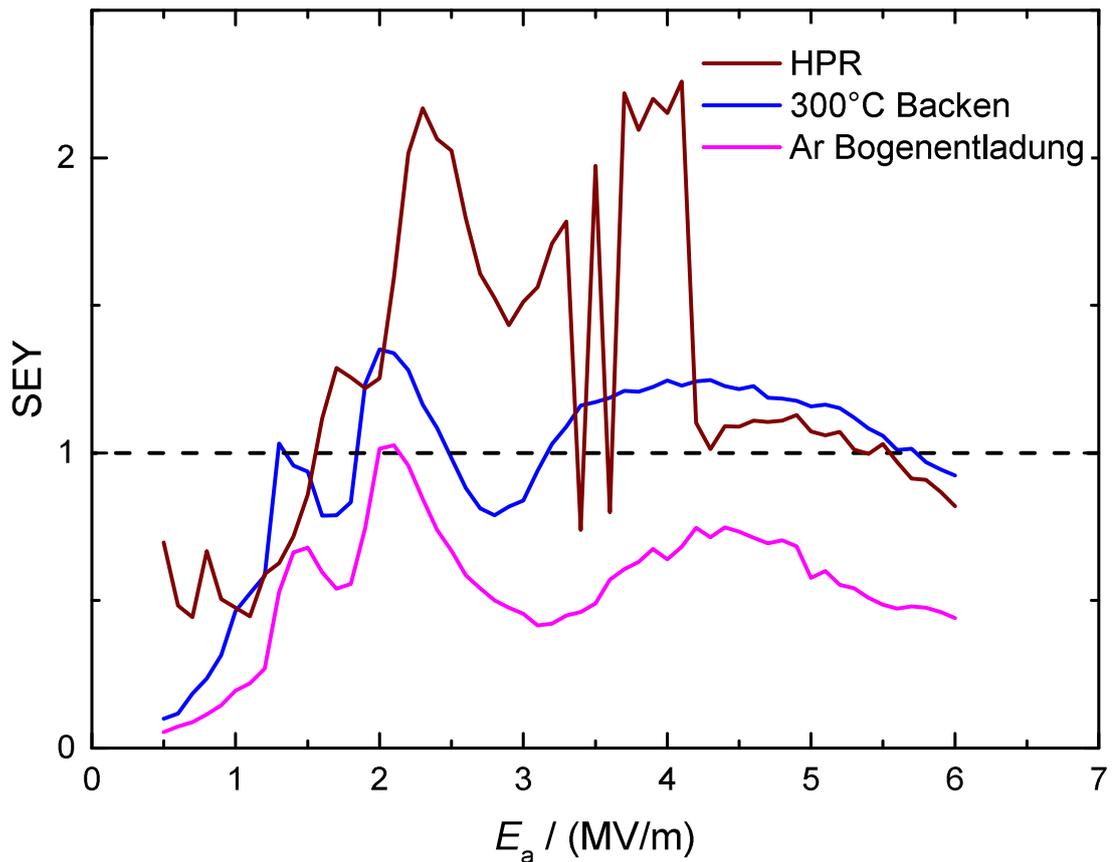


Abbildung 3.12: Sekundärelektronenertrag versus Gradient im Bereich der untersuchten Mantelfläche für drei Oberflächenzustände.

3.5 Frequenzverschiebung durch mechanische Einflüsse

Da supraleitende Kavitäten bedingt durch die notwendige Heliumkühlung Wandstärken von 2-4 mm besitzen, reagieren diese Geometrien im Allgemeinen empfindlich auf mechanische Einflüsse wie z.B. Evakuieren, Untergrundschwingungen oder Vibrationen (Microphonics) durch Pumpen/ Netzteile/ Heliumfluktuationen. Beim Evakuieren von Resonatoren treten Druckdifferenzen zwischen Resonatorinnenwand und Außenumgebung von 1 bar auf. Diese Differenz bewirkt eine Deformation des Tanks, insbesondere an Positionen, welche nicht stabilisiert sind. Bei einer CH-Struktur sind dies vornehmlich die Tankmantelsegmente. Abbildung 3.13 stellt das Endergebnis eines simulierten Abpumpvorgangs dar. Die stärksten Veränderungen werden an den Mantelsegmenten erwartet, mit maximalen Deformationen von bis zu 0.215 mm. An

den Stirnseiten der Kavität können longitudinale Verschiebungen von bis zu 0.13 mm auftreten. Dabei wird an bestimmten Stellen ein von Mises-Stress von 60 MPa erreicht, was unterhalb der tolerierbaren, mechanischen Fließgrenze von Niob liegt (s. Tabelle 3.1). Am stärksten belastet sind die Verbindungen zwischen Versteifungsrippen und Tankwannen bzw. Tankdeckeln. Durch die dabei verursachten Deformationen ändert sich die gespeicherte Feldenergie und damit auch die Frequenz:

$$\frac{\Delta f}{f} = -\frac{1}{4W} \int_{\Delta V} (\mu_0 |H|^2 - \epsilon_0 |E|^2) dV. \quad (3.5)$$

Dabei ist die Krafteinwirkung stets nach innen gerichtet. Somit bewirkt das Eindrücken der Mantelflächen eine Frequenzerhöhung, hingegen das longitudinale Stauen des Tanks eine Frequenzverringerung. Dadurch, dass bei diesem Prozess mehr magnetisches als elektrisches Feldvolumen verdrängt wird, fällt der Effekt des Frequenzabsenkens stärker aus. Die Simulationen liefern eine Sensitivität von 68 kHz/bar beim Evakuieren bzw. 68 Hz/mbar, wenn man geringe Geometrieänderungen oder leichte Druckschwankungen im Heliumbad betrachtet. Dieser Effekt muss bereits beim Auslegen der Struktur und des Tuningsystems mitberücksichtigt werden, um die Designfrequenz zu treffen.

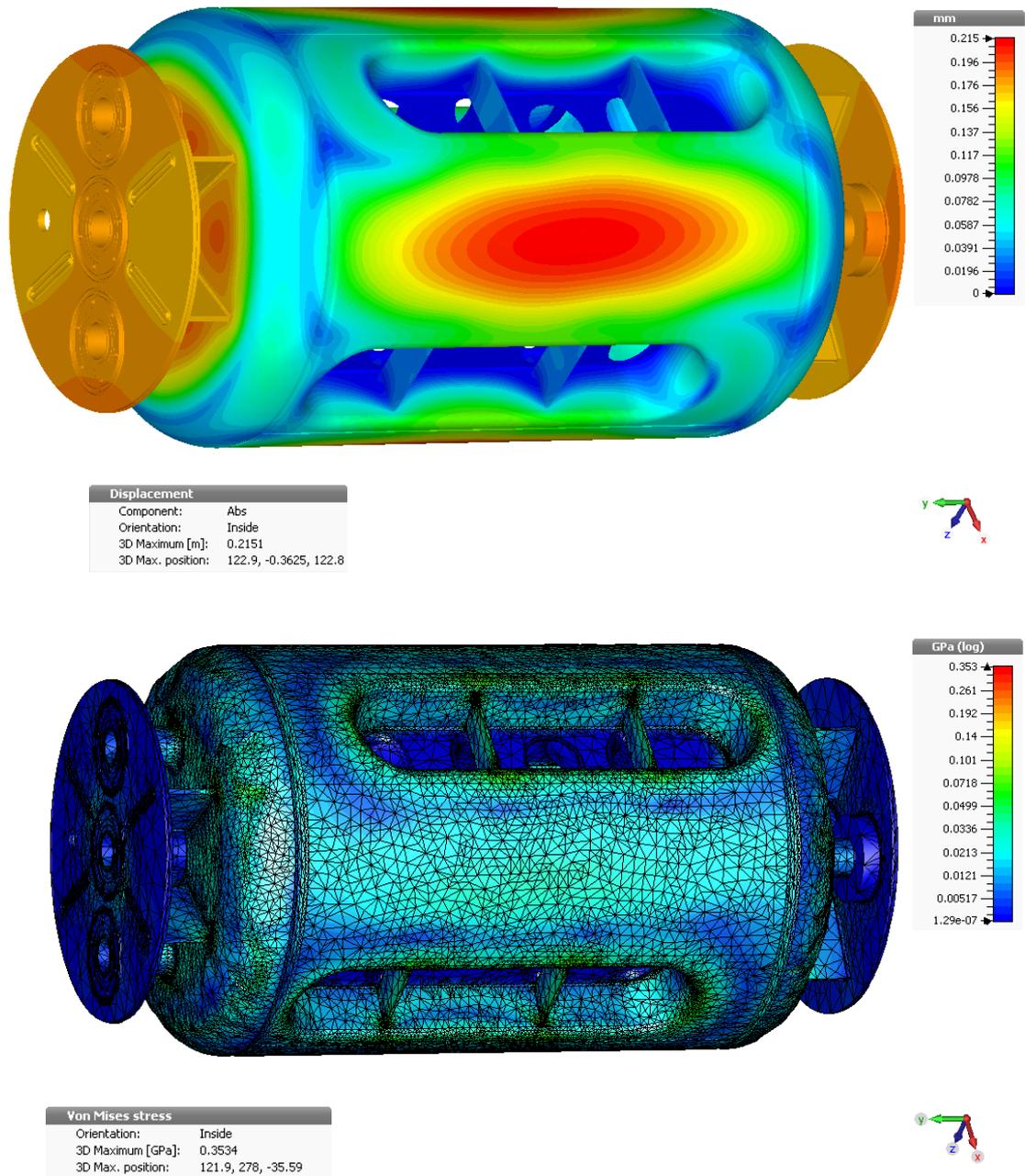


Abbildung 3.13: Mechanische Deformation aufgrund des Abpumpvorgangs.

3.6 Lorentz-Force-Detuning

Beim Betrieb von Beschleunigern üben die eingekoppelten, elektromagnetischen Felder einen Strahlungsdruck P_s auf die Wände aus. In Bereichen, wo sich das elektrische Feld ausbildet, werden die Resonatorwände durch die generierte Lorentzkraft F_{LF} zueinander gezogen, während in Arealen, in denen das Magnetfeld vorherrscht, die Wände auseinandergedrückt werden. Schematisch ist dieser Zusammenhang in Abb. 3.14 anhand eines Zylinderresonators dargestellt. Demnach wird der Zylindertank entlang der Achse komprimiert und in radialer Richtung ausgebeult. Dieses Phänomen wird Lorentz-Force-Detuning (LFD) genannt.

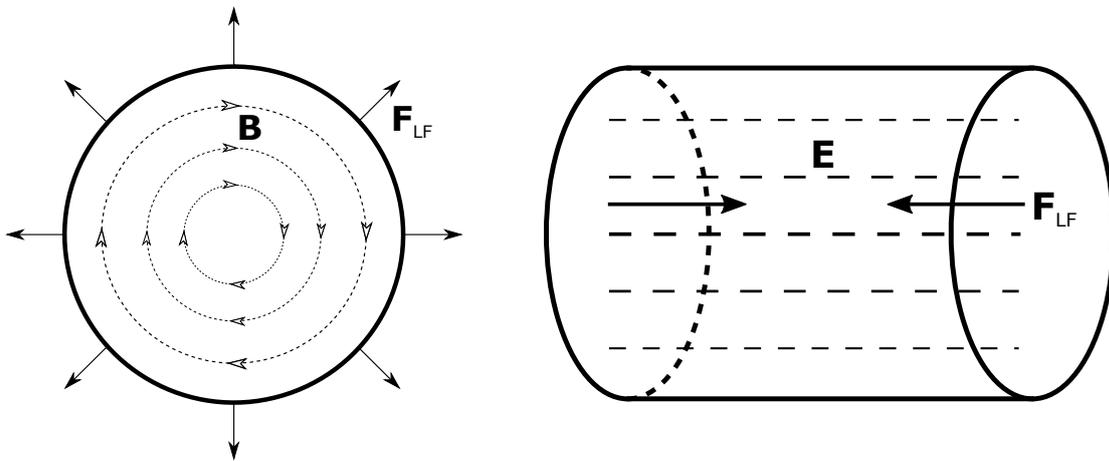


Abbildung 3.14: *Links:* Nach außen gerichteter Strahlungsdruck, verursacht durch die Magnetfelder. *Rechts:* Krafteinwirkung auf die Wände, initiiert von den elektrischen Feldern.

Allgemein hängt der ausgeübte Strahlungsdruck mit den Feldstärken folgendermaßen zusammen [Jackson, 1993]:

$$P_s = \frac{1}{4} (\mu_0 |H|^2 - \epsilon_0 |E|^2) . \quad (3.6)$$

Auch hier bewirken die Deformationen analog zum Abpumpvorgang eine Änderung der gespeicherten Energie und der Frequenz gemäß Gl. 3.5. Da die Volumenänderung für das elektrische und magnetische Feld in diesem Fall ein unterschiedliches Vorzeichen hat, wird die Frequenz durch beide Felder abgesenkt. Im Dauerstrichbetrieb stellt dieser Effekt kein großes Problem dar, weil die Frequenz sich nur beim Ein-/ Ausschalten der HF verändert. Jedoch spielt LFD im gepulsten Betrieb durchaus eine Rolle

und muss mittels eines Feedforward-Systems und schneller Tuner kompensiert werden. Für die Frequenzverstimmung Δf gilt in Abhängigkeit vom Gradienten im statischen Fall [Padamsee et al., 2008]:

$$\Delta f = -K_L E_a^2, \quad (3.7)$$

hierbei ist K_L der Lorentz-Force-Detuning-Koeffizient in der Einheit $[\text{Hz}/(\text{MV}/\text{m})^2]$. Typische Werte von K_L für liegen im Bereich von 1-10 $\text{Hz}/(\text{MV}/\text{m})^2$.

Für die LFD-Simulationen wurden die oberen Flächen der Rippen, an denen die Stützen verschweißt sind, sowie die Tunerantriebsstangen als mechanisch fixiert angenommen. In Abb. 3.15 ist dem oberen Bild der Konturenplot bezüglich der Deformation der Struktur zu entnehmen. Die größte Verformung ist mit 47 nm im Bereich der Mantelsegmente, verursacht durch das Magnetfeld, zu erwarten. Die longitudinale Verschiebung der Driftröhren liegt im Bereich 10-35 nm. Dieser Versatz wird begünstigt durch die schrägen Stützen, welche axial leichter nachgeben als die geraden Stützen, wodurch ein Offset der Driftröhren entsteht. Im unteren Bild von Abb. 3.15 ist das dazugehörige, deformierte Mesh der Struktur bei 10^6 -facher Vergrößerung dargestellt, um den Effekt auf die Geometrie (Ausbeulung der Mantelflächen, Deformation der Stützen/ Verschiebung der Driftröhren) besser einzusehen. Der simulierte Wert für K_L liegt bei $-3.6 \text{ Hz}/(\text{MV}/\text{m})^2$, was im Normbereich für eine komplexe Geometrie dieser Art liegt.

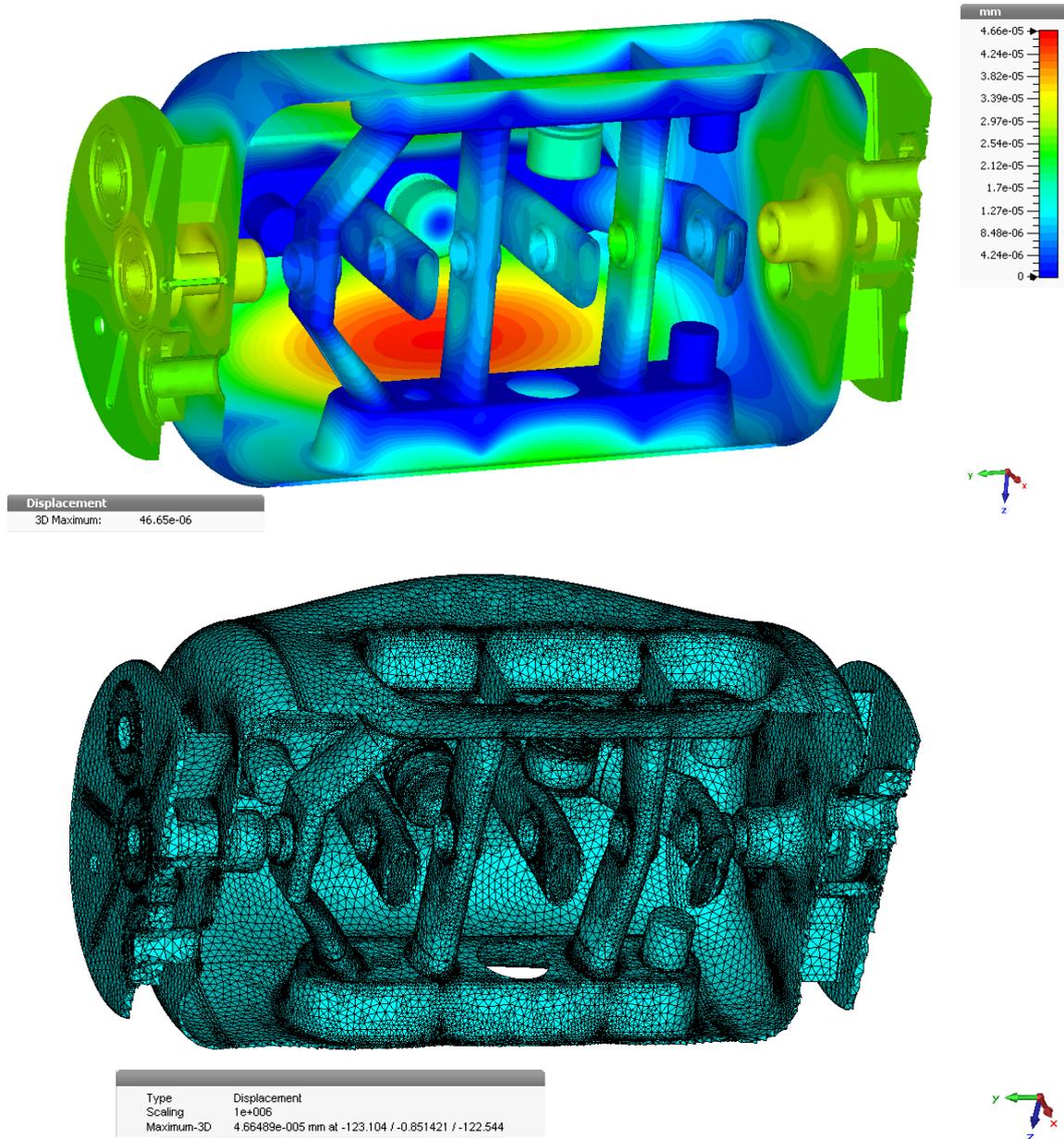


Abbildung 3.15: *Oben:* Konturenplot für die Deformationen bedingt durch Lorentz-Force-Detuning. *Unten:* Meshansicht bei 10^6 -facher Vergrößerung der Verformung.

3.7 Die finale Resonanzstruktur

Nach der Finalisierung der Simulationen stand das HF-Design der Struktur fest. In Abbildung 3.16 ist zusätzlich noch der aus Titan gefertigte Helium-Mantel dargestellt, der über die zwei Strahl- und vier Spülflansche sowie acht Versteifungsrippen an die Resonatordeckel geschweißt wird und transversal über membrangefederte Flansche mit den HF- und Tunerzuleitungen verbunden ist. Die wichtigsten Parameter des Resonators sind in Tabelle 3.2 aufgelistet.

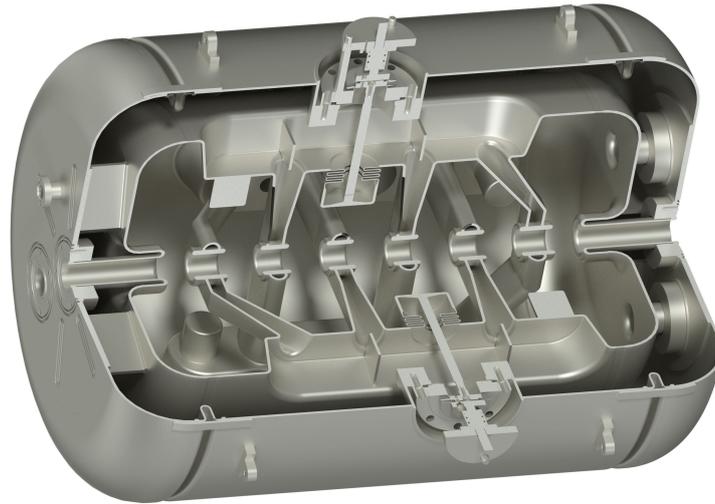


Abbildung 3.16: Finale Geometrie der 325 MHz CH-Struktur.

Parameter	Einheit	Wert
β	-	0.156
Frequenz	MHz	325.224
Zellen	-	7
Effektive Länge ($\beta\lambda$ -Def.)	mm	505
Durchmesser	mm	348
Wandstärke	mm	3
E_a (Designwert)	MV/m	5
E_p/E_a	-	5.1
B_p/E_a	mT/(MV/m)	11.5
G	Ω	66
R_a/Q_0	Ω	1260

Tabelle 3.2: Die Hauptparameter der supraleitenden 325 MHz CH-Struktur.

4 Zwischenmessungen an der Kavität

Um zu gewährleisten, dass nach der Fertigung der Kavität die Designkriterien der einzelnen Parameter eingehalten werden, wurden begleitend zum Fertigungsprozess bei der Firma RI (Research Instruments, Bergisch-Gladbach) mehrere Zwischenmessungen vor Ort durchgeführt [Busch et al., 2012]. Nach dem Verschweißen der inneren Struktur mit den Mantelsegmenten wurden die mit 6 mm Aufmaß gefertigten Tankdeckel an den Zylindermantel aufgesteckt und erste Messungen durchgeführt (s. Abb. 4.1).



Abbildung 4.1: Erste Messungen der Kavität mit aufgesteckten Enddeckeln bei RI.

Die erste Messung der Resonanzfrequenz mittels Netzwerkanalysator lieferte eine Frequenz von 326.4 MHz und eine Güte von ≈ 2800 (s. Abb. 4.2). Hierbei waren die dynamischen Tuner bereits eingeschweißt und die Öffnungen für die statischen Tuner mit Hilfe von Messingzylindern, welche in Hülsen montiert waren, abgedeckt. Ein- und ausgekoppelt wurde mit zwei koaxialen Antennen. Die gemessene Frequenz lag 1.1 MHz unter der simulierten, was bei einer derart komplexen Struktur mit technisch bedingt großen Fertigungstoleranzen sehr gut im erwarteten Rahmen liegt. Eine

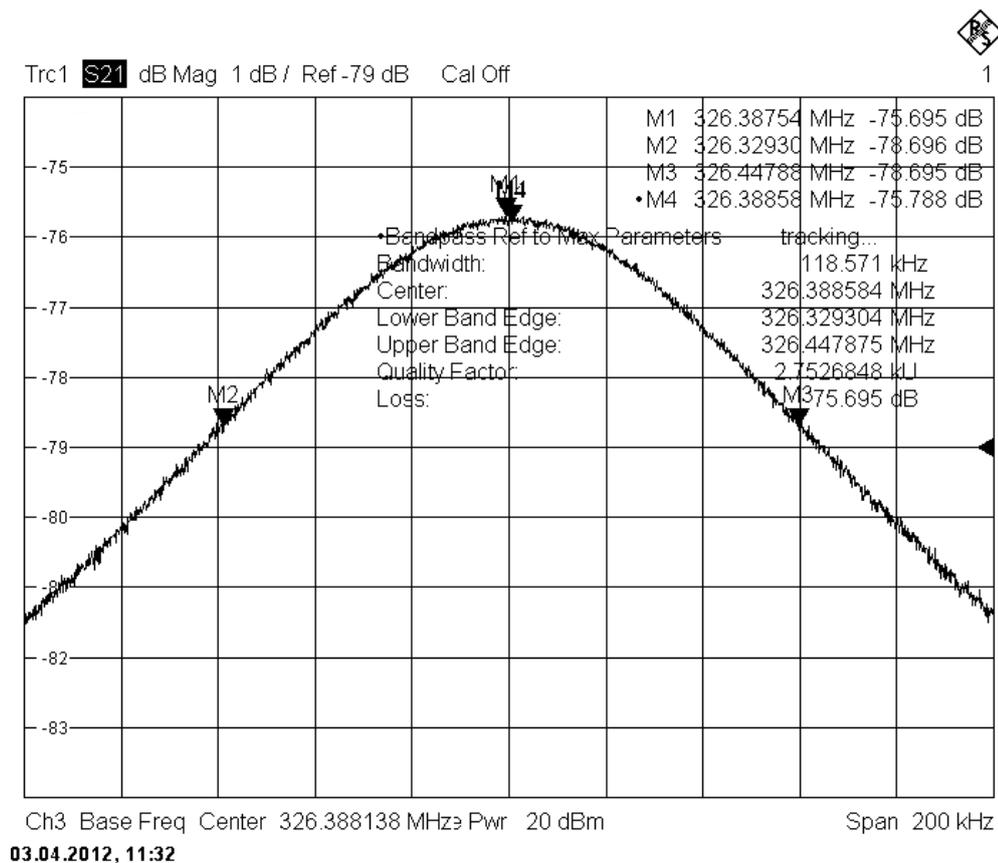


Abbildung 4.2: Erste Messung der Frequenz und Güte.

Messung der höheren Moden ergab ein breit aufgefächertes Spektrum mit weiteren Resonanzen bei 378.7 MHz, 469.7 MHz, 536.8 MHz und 598.2 MHz (s. Abb. 4.3). Eine direkte Kopplung der Moden untereinander liegt bei solch diskreten Abständen nicht vor.

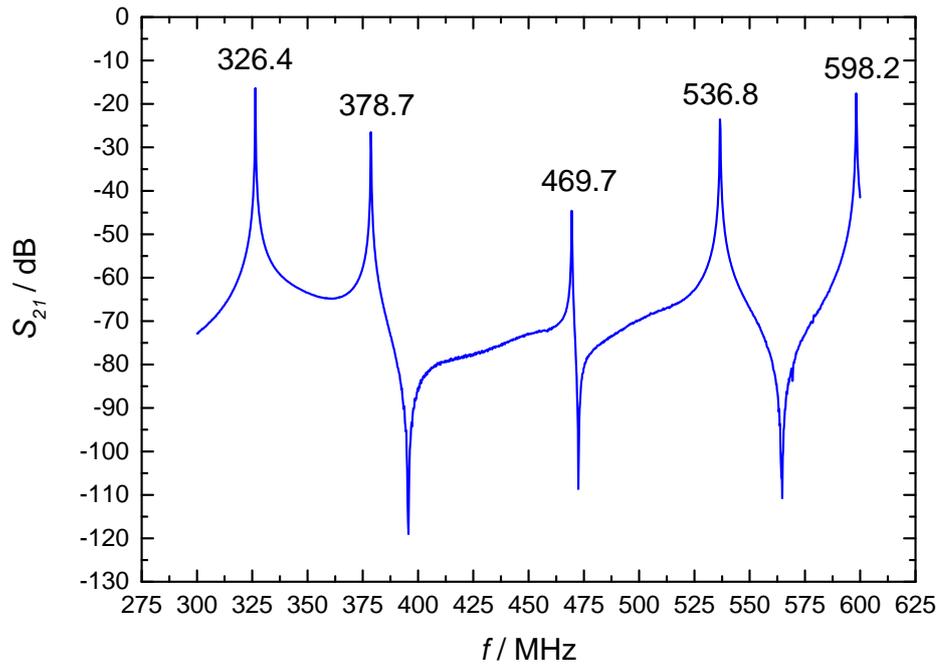


Abbildung 4.3: Messung des Modenspektrums.

4.1 Frequenztuning

Zur Frequenzanpassung nach der Fertigung waren für die CH-Struktur statische und dynamische Tuner ausgelegt worden. Da das statische Tuning zunächst variabel erfolgen muss, um die einzelnen Tunerpositionen nach und nach in der Höhe festzulegen, wurden Messingzylinder hergestellt, welche in Hülsen mit Klemmfedern montiert werden konnten.



Abbildung 4.4: *Links:* Bestückung der Kavität mit verschiebbaren Messingtunern. *Rechts:* Ansicht aus der Fertigung mit eingeschweißten Balgtunern.

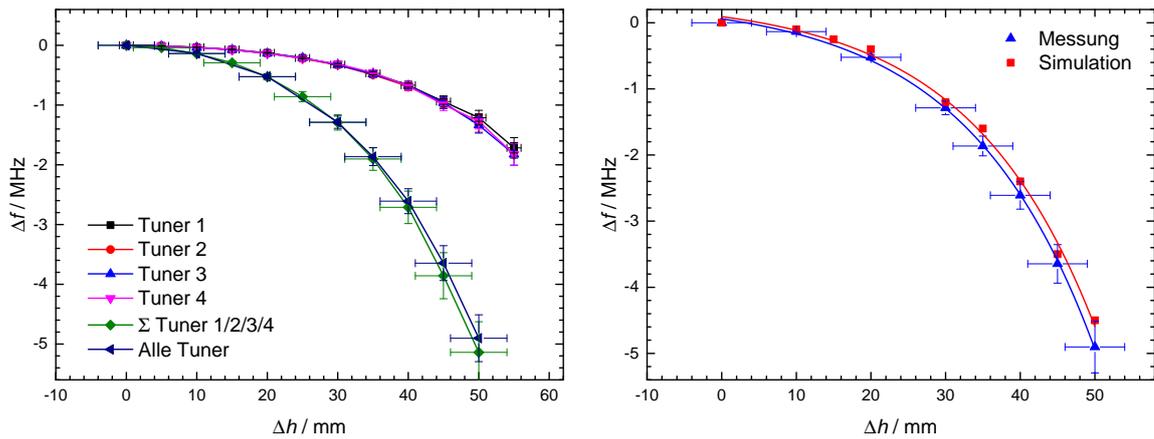


Abbildung 4.5: Frequenzverhalten beim Einführen der provisorischen Messingtuner. *Links:* Messkampagne mit einzelnen bzw. allen Tunern. *Rechts:* Vergleich der Messung mit der Simulation.

Die Tuner waren paarweise am Tankanfang bzw. -ende angebracht, wobei sich zwei Tuner jeweils gegenüberstanden und die beiden Paare um 90° zueinander gedreht waren (s. Abb. 4.4, links). Zuerst wurden die Tuner einzeln in 5 mm-Schritten bis auf eine Höhe von 55 mm in das Resonatorinnere gefahren und dabei die Frequenzänderung aufgezeichnet. Danach wurden alle Tuner gleichzeitig in ihrer Höhe verändert. Die Volumenverdrängung, verursacht durch die Messingzylinder, bewirkt nach dem Slater-Theorem eine Frequenzverschiebung. Das Vorzeichen der Verschiebung hängt davon ab, ob das elektrische oder das magnetische Feld verdrängt wird. In diesem Fall befinden sich die Tuner auf den Rippen der Kavität, so dass fast ausschließlich das elektrische Feld beeinflusst wird, und die Frequenz somit durch den Tuningvorgang absinkt. In Abbildung 4.5 sind im linken Diagramm die Frequenzverläufe für die verschiedenen Messungen dargestellt. Es zeigt sich, dass die einzelnen Tuner einen maximalen Hub von je ca. -1.8 MHz bewirken. Bei einer Einschubtiefe von 50 mm bewirken alle Tuner in der Summe eine Frequenzabsenkung von knapp 5 MHz, wodurch ein großer Wirkungsbereich abgedeckt wird. Ein Vergleich von Messung und Simulation (s. Abb. 4.5, rechts) zeigt eine gute Übereinstimmung der Werte. Das zweite Tuningkonzept besteht bei diesem Resonator darin, die Frequenz dynamisch über zwei mechanisch deformierbare Balgtuner zu regeln (s. Abb. 4.4, rechts). Dabei soll in der finalen Stufe eine Kraft wahlweise über einen Schrittmotor oder einen Piezo-Aktuator auf die Schubstange des Tuners ausgeübt werden, um dessen Kopf zu verformen. Der Schrittmotor hat die Funktion, den Resonator nach den letzten Schweißarbeiten im kalten Betrieb auf die finale Frequenz einzustellen, indem der Balgtuner um bis zu

± 1 mm ausgelenkt wird. Dagegen soll der Piezo-Aktuator die Frequenz während des Strahlbetriebes regeln, um Abweichungen durch Mikrophonie, Heliumblasen, Druckschwankungen oder Untergrundschwingungen durch Pumpen oder Generatoren auszugleichen. Der Tuner wird dabei um wenige μm ausgelenkt bei einer Wiederholrate von bis zu 1 kHz. Zur Bestimmung des Tuningbereichs der beiden Balgtuner wurde ein Metallgestell in der Werkstatt des IAP angefertigt (s. Abb. 4.6, links). Über drei Spindeln kann eine Kraft auf die Schubstange übertragen und die Auslenkung des Tuners mittels Messuhr abgelesen werden. Abbildung 4.6 (rechts) zeigt den Frequenzverlauf für unterschiedliche Auslenkungen der beiden Balgtuner. Die Messungen ergeben eine Steigung von $-125 \text{ Hz}/\mu\text{m}$ respektive $-122 \text{ Hz}/\mu\text{m}$, während die Simulation im Mittel einen Wert von $-140 \text{ Hz}/\mu\text{m}$ liefert.

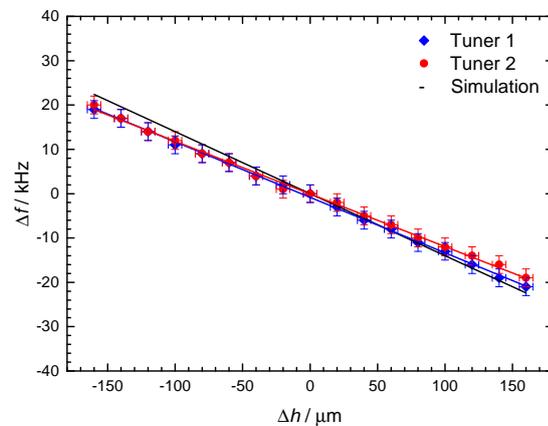
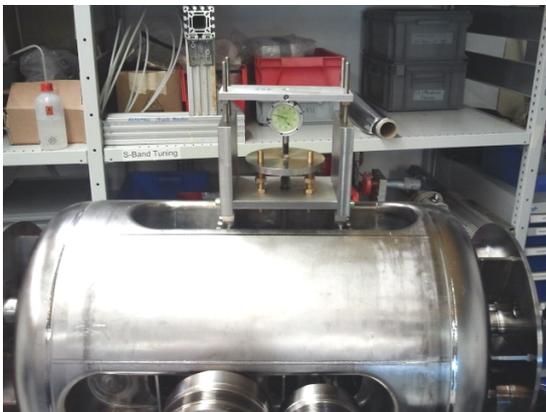


Abbildung 4.6: *Links:* Aufbau zur Bestimmung des Tunerhubes der Balgtuner.
Rechts: Frequenzverlauf bei Druck bzw. Zug auf die Tunerstange der beiden Balgtuner.

4.2 Feldverteilung

Bei den nächsten Messreihen wurde für verschiedene statische Tunerpositionen der axiale, elektrische Feldverlauf via Störkörpermessung aufgezeichnet. Dabei wird eine kleine Teflonkugel mittels eines Schrittmotors an einem dünnen Nylonfaden entlang der Strahlachse der Kavität gezogen und währenddessen die dadurch verursachte Phasenverschiebung an einem Netzwerkanalysator betrachtet (s. Abb. 4.7). Die Anwendung der Störkörpermethode beruht auf dem Slater-Theorem, nach dem das Einbringen eines Störkörpers mit Volumen ΔV in eine Kavität zu einer Frequenzverschiebung $\Delta\omega_0$

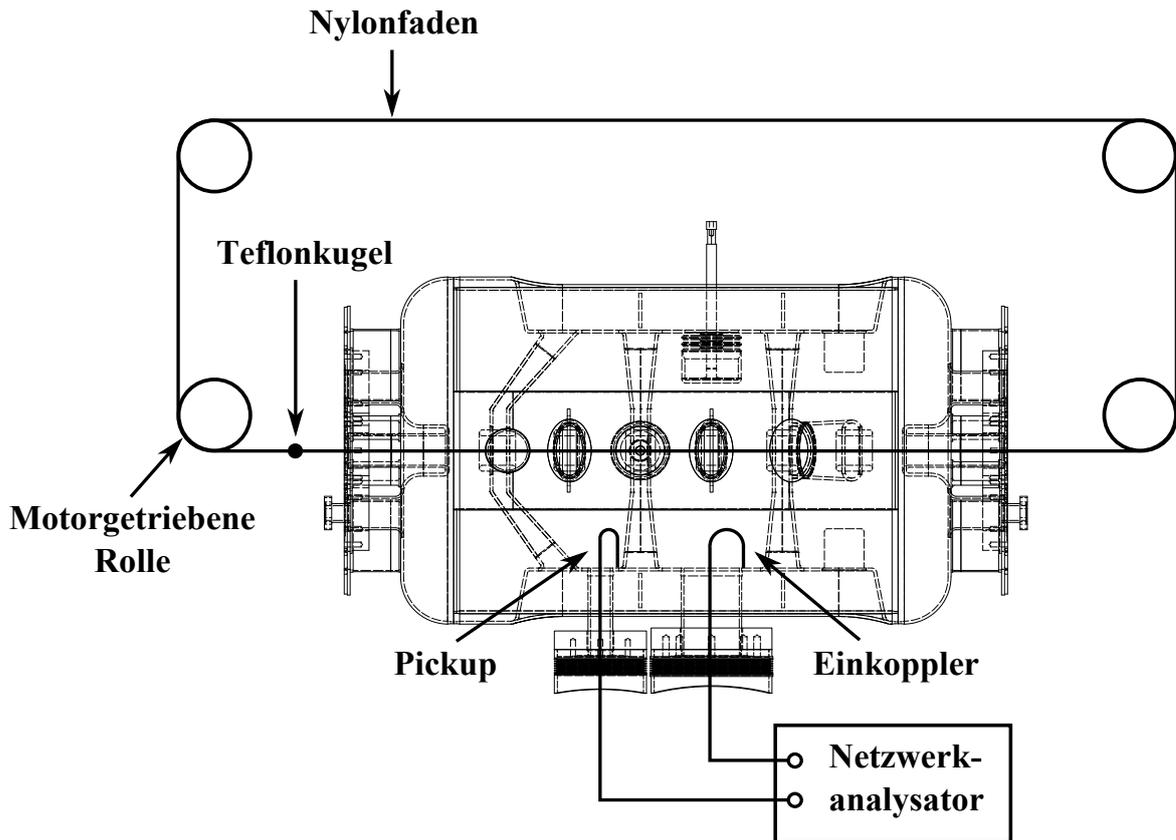


Abbildung 4.7: Schematischer Aufbau des Störkörpermessstands.

in Abhängigkeit vom elektrischen Feld E und Magnetfeld H am Ort des Störkörpers führt [Maier & Slater, 1952]:

$$\frac{\Delta\omega_0}{\omega_0} = -\frac{3\Delta V}{4U} \left[\frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} \epsilon_0 E^2 + \frac{\mu_r - 1}{\mu_r + 2} \mu_0 H^2 \right]. \quad (4.1)$$

Da Teflon ein Dielektrikum ist ($\epsilon_r = 2.1$, $\mu_r = 1$), wird nur das elektrische Feld beeinflusst:

$$\frac{\Delta\omega_0}{\omega_0} = -\frac{3\Delta V}{4U} \frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} \epsilon_0 E^2. \quad (4.2)$$

Die durch den Störkörper verursachte Frequenzänderung bewirkt eine Phasenverschiebung zwischen Generator- und Resonatorsignal. Dabei gilt die Beziehung:

$$\tan(\Delta\Phi) = 2Q \frac{\Delta f}{f_0}. \quad (4.3)$$

Verwendet man noch die Definition der Güte:

$$Q = \frac{\omega W}{P} = \frac{2\pi f W}{W_T/T} = 2\pi N, \quad (4.4)$$

wobei N für die Anzahl der HF-Perioden steht, bis die gespeicherte Energie dissipiert ist, so erhält man zusammen mit 4.3 eingesetzt in 4.2:

$$|E_0| = \sqrt{\frac{N}{\pi^2 f_0 \epsilon_0 4r^3} \frac{\epsilon_r + 2}{\epsilon_r - 1} \tan(\Delta\Phi)}. \quad (4.5)$$

Sofern die Störkörperparameter bekannt sind, kann damit die absolute elektrische Feldstärke gemessen werden. Falls die Parameter unbekannt oder nicht exakt bestimmbar sind, so gilt bei kleinen Phasenverschiebungen für die Beziehung zwischen elektrischem Feld und gemessener Phasenverschiebung:

$$E \propto \sqrt{\Delta\Phi}. \quad (4.6)$$

Auf diese Weise erhält man zunächst eine qualitative Feldverteilung. Über die Messung und Simulation weiterer Resonatorkenngrößen kann die effektive Spannung auf der Strahlachse bestimmt und somit die absoluten Feldstärken entsprechend skaliert werden.

In den Messungen ergab sich im ersten Fall (alle Tuner auf Nullposition) eine homogene Feldverteilung der Grundmode mit leicht erhöhter Ausprägung in der Mitte der Kavität (s. Abb. 4.8, oben), verursacht durch die bereits eingeschweißten Balgtuner. Durch das Einführen aller vier statischen Tuner um den gleichen Betrag von 25 mm erhöhen sich die Felder in den Randspalten, während der mittlere Bereich nahezu unverändert bleibt, so dass eine noch ausgeglichene Verteilung erreicht wird (s. Abb. 4.8, Mitte). Bei der dritten Variante wurden nur auf einer Tankseite beide, sich gegenüberliegenden Tuner auf 50 mm Höhe fixiert, während auf der anderen Seite keine Tuner eingeführt wurden. Als Resultat ergibt sich eine leichte Verkippung der Feldverteilung in Richtung der tunerbelegten Seite (s. Abb. 4.8, unten). Daraus folgt, dass selbst eine stark einseitige Tunerbelegung die Feldverteilung nur geringfügig beeinträchtigt. Nach den Messungen wurden zwei der vier statischen Tuner in ihrer Höhe fixiert und in Form von massiven Niobzylindern eingeschweißt.

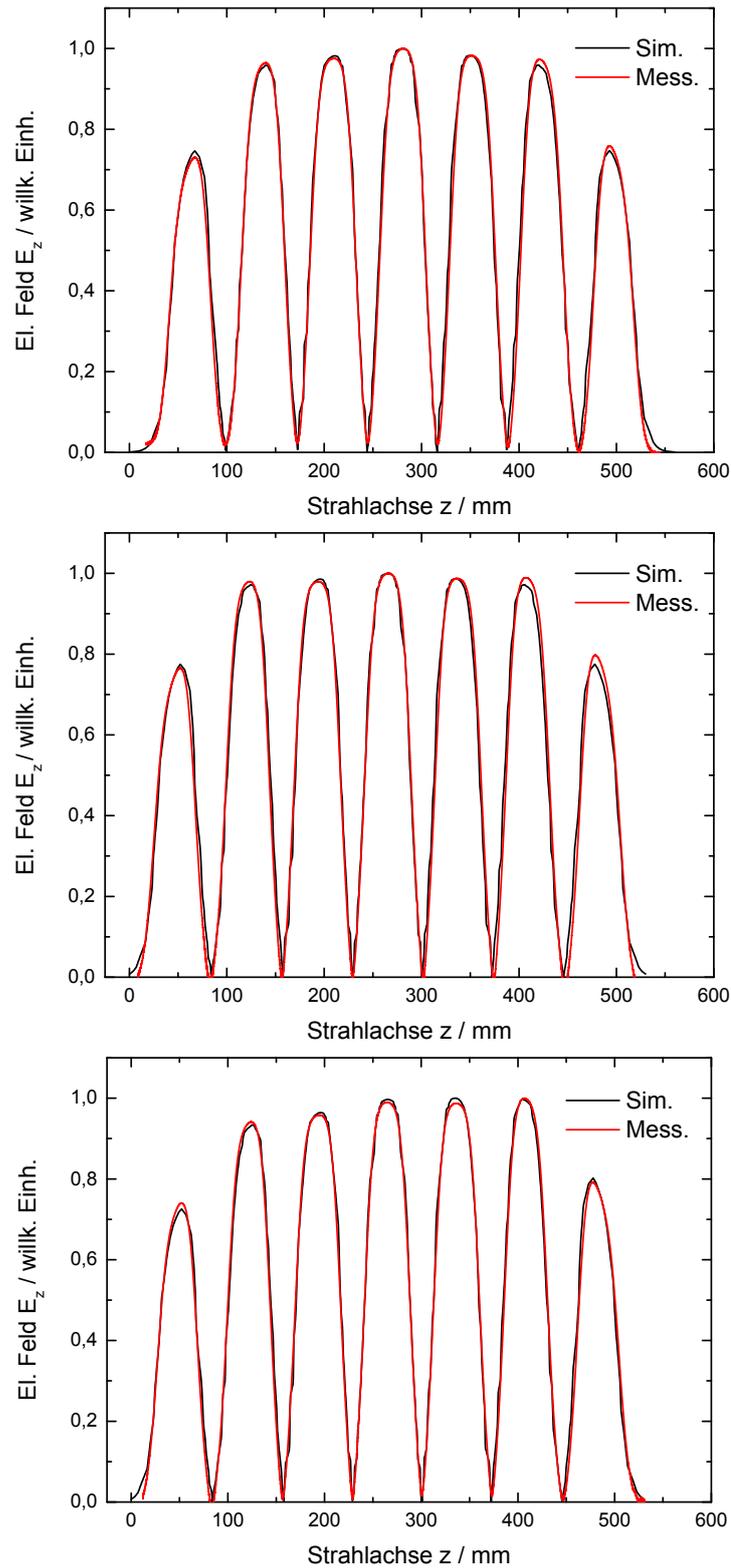


Abbildung 4.8: Axialer Feldverlauf der Grundmode (H_{211}) bei Messung mit variabler statischer Tunerhöhe:
 a) Alle Tuner auf 0 mm Höhe (oben), b) Alle Tuner auf 25 mm Höhe (Mitte), c) Einseitige Erhöhung von 2 Tunern auf 50 mm (unten).

4.3 Drucksensitivität

Für die Ermittlung des Frequenzverhaltens des Resonators bei Druckveränderungen wurde der Tank zunächst abgedichtet und anschließend mit einer Drehschieberpumpe verbunden. Der Druck wurde in 100 mbar-Schritten stetig verringert bis auf einen Enddruck von ca. 100 mbar bzw. 1 mbar bei einer späteren, zweiten Messreihe. Dabei wurde die mechanische Deformation an drei verschiedenen Stellen (beide Tankstirnseiten und zentrale Position eines Mantelsegments) mit Messuhren bestimmt (s. Abb. 4.9).



Abbildung 4.9: *Links:* Messaufbau zur Bestimmung der Deformation beim Abpumpvorgang. Die Messuhren wurden an einem zentralen Punkt am Mantelsegment sowie an den beiden Enddeckeln angebracht.

Es zeigt sich, dass die gemessene Deformation im Mantelsegmentbereich leicht höher ausfällt als simuliert. Ebenso verformen sich die Tankdeckel stärker als erwartet (Abb. 4.10, rechts). Der Grund hierfür liegt in der real weicheren Materialbeschaffenheit insbesondere an den Schweißnähten. Die Nähte, welche Enddeckel und Zylindermantel verbinden, bewirken eine vergrößerte Verformung der Mantelsegmente; bei den Enddeckeln selbst wird der Effekt noch verstärkt durch die Schweißnähte der Spül- und des Strahlrohrflansches sowie der Versteifungsrippen der Endplatte für den Heliummantel. Da sich diese beiden Abweichungen mit unterschiedlichem Vorzeichen auf die Hochfrequenz auswirken (am Mantelsegment erhöht die Deformation die Frequenz, im Enddeckelbereich wird sie verringert), kompensieren sich die Diskrepanzen und die simulierten Werte bei der Drucksensitivität stimmen gut mit den gemessenen in Abbildung 4.11 überein. Simuliert ergab sich eine mechanische Sensitivität von 68 Hz/mbar. Zur Vergleichbarkeit mit der Messung wurde noch die Änderung der relativen Permittivität von Luft bei Normaldruck zu Vakuumumgebung

($\epsilon_{r,Luft} = 1.00059 \rightarrow \epsilon_{r,Vakuum} = 1$) hinzugerechnet, was zu einer Kapazitätsverringern und somit zusätzlichen Frequenzanhebung von 97 kHz führt. Beide Effekte ergeben in der Summe also 165 kHz/bar. Gemessen wurde bei zwei unterschiedlichen Fertigungszeitpunkten einmal 195 kHz/bar und 178 kHz/bar bzw. eine rein mechanische Sensitivität von 98 Hz/mbar und 81 Hz/mbar.

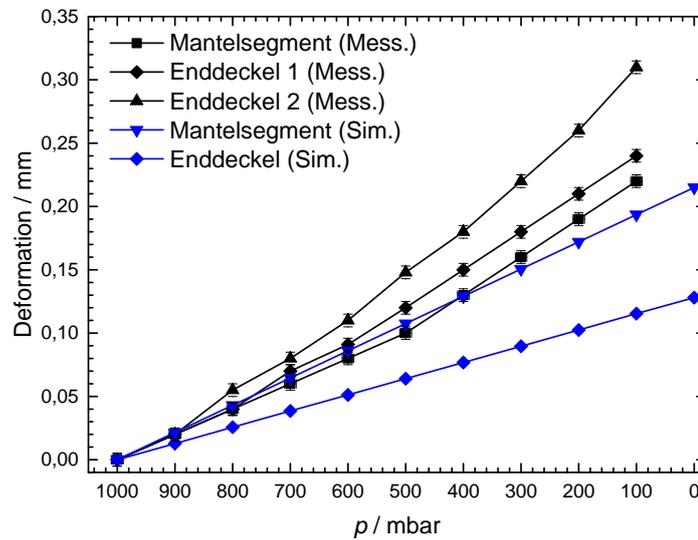


Abbildung 4.10: Vergleich der gemessenen und der simulierten Deformation für das Mantelsegment und die Enddeckel.

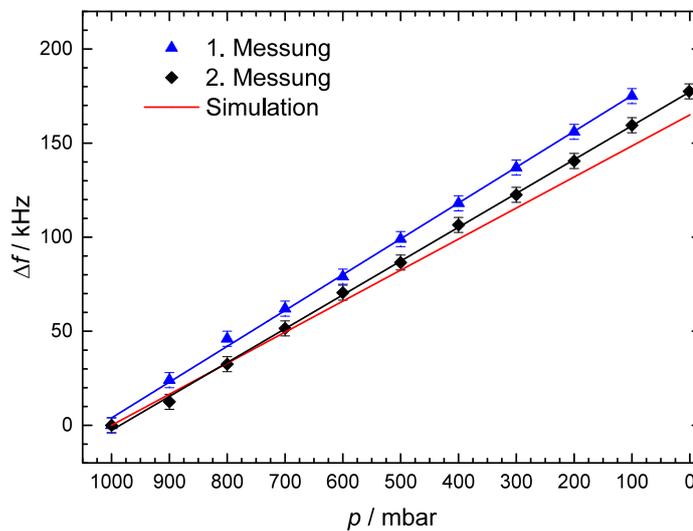


Abbildung 4.11: Messung und Simulation der Drucksensitivität.

4.4 Abkühlverhalten mit flüssigem Stickstoff

Um das Verhalten beim späteren Abkühlen mit flüssigem Helium auf 4 K abzuschätzen und weiterhin einen Freiheitsgrad über den letzten statischen Tuner zu besitzen, wurde das verbleibende Tunerloch mit einem Vitonstopfen abgedichtet, und die gesamte Kavität in eine quaderförmige, metallische Wanne eingelassen, welche mit Styropor als Isoliermaterial umkleidet war (s. Abb. 4.12 links). Zur Beobachtung der Tem-

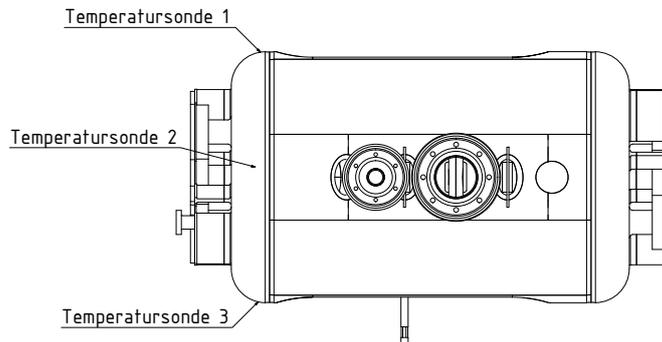


Abbildung 4.12: Provisorischer Kalttest mit flüssigem Stickstoff. *Links:* Aufbau in der isolierten Metallwanne. *Rechts:* Position der Thermosonden.

peratur wurden drei Sensoren an die Mantelfläche angebracht (s. Abb. 4.12 rechts). Abbildung 4.13 links gibt den zeitlichen Verlauf des Abkühlvorgangs wieder. Zunächst verringerte sich die Temperatur aufgrund des aufsteigenden, kalten Gases. Nach ca. 13 Minuten bildete sich eine flüssige Stickstoffschicht am Boden der Metallwanne und die Temperaturabnahme verstärkte sich. Bei allen drei Sensoren sank die Temperatur gleichmäßig innerhalb von 23 Minuten auf ca. 160 K, bis der unterste Sensor in den flüssigen Stickstoff eintauchte und dessen Siedetemperatur (77 K) annahm. Kurz darauf konnte der Vitonstopfen den Druck nicht mehr aufrechterhalten und der Abkühlprozess wurde unterbrochen. In Abb. 4.13, rechts, ist das Schrumpfverhalten des Resonators gegen die mittlere Temperatur aufgetragen. Dabei entspricht der Verlauf im Rahmen der Messgenauigkeit sehr gut einer Ausdehnungskurve auf Basis empirischer Werte für Niob. Gegen Ende der Messung nahm die Unschärfe in der mittleren Temperaturbestimmung durch den eingetauchten dritten Sensor zu.

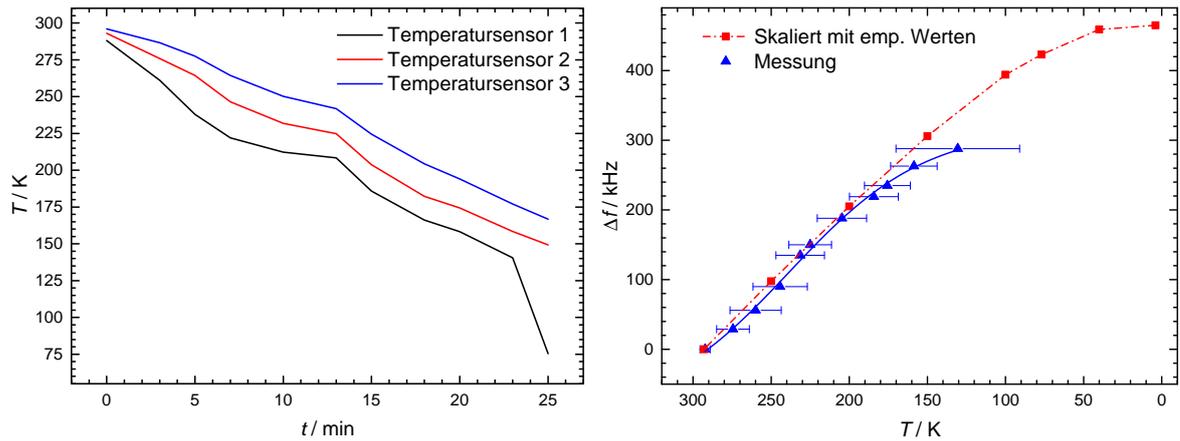


Abbildung 4.13: Links: Temperaturaufnahme der drei Thermosonden. Rechts: Frequenzverhalten in Abhängigkeit von der mittleren Temperatur.

4.5 Messung der externen Güte

Für eine spätere, supraleitende Kavität ist es wichtig die Ankopplungsstärke im Vorfeld zu ermitteln, um unerwünschte Reflexionen zu vermeiden. Die unbelastete Güte einer solchen Struktur liegt typischerweise in der Größenordnung $10^8 - 10^{10}$. Entsprechend

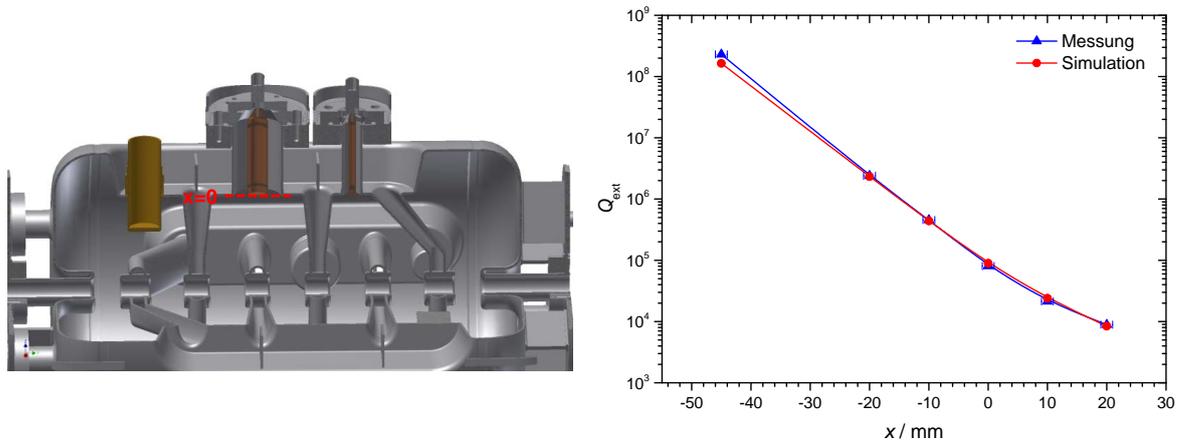


Abbildung 4.14: Links: Schematischer Aufbau zur Bestimmung der externen Güte. Der Kopplermantel konnte durch Zylinderhülsen variabler Länge ausgetauscht werden. Rechts: Gemessene und simulierte externe Güte in Abhängigkeit von der Eindringtiefe des Kopplers.

sollte beim Betrieb ohne Strahl möglichst kritisch angekoppelt werden ($\beta_e = 1$). Andererseits erweist es sich beim Konditionieren einer Kavität als sehr hilfreich, stark anzukoppeln ($5 \leq \beta_e \leq 10$), um auftretende Multipactingschwellen möglichst schnell und effektiv zu überwinden. Für Strahlbetrieb muss stark überkoppelt werden ($\beta_e > 1000$),

da der Teilchenstrahl eine zusätzliche Last darstellt. Dieses Vorgehen beim Ankoppeln mit Strahllast wurde in Kapitel 2.3 bereits erläutert. Bei der Messung der externen Güte des Kopplers kamen kapazitive Koppler verschiedener Länge zum Einsatz. Dabei bestanden die einzelnen Komponenten aus drei verschraubbaren Elementen: konischer Aufsatz, Zylindermantel, Endkappe (s. Abb. 4.14, links). Durch den Austausch des Zylindermantels konnte auf diese Weise die externe Güte und somit die Kopplungsstärke variiert werden. Simulation und Messung (Abb. 4.14, rechts) stimmen sehr gut überein, lediglich bei kurzen Antennenlängen kommt es zu einer kleinen Diskrepanz aufgrund des schwachen Feldes innerhalb des Kopplerflanschrohres und der damit einhergehenden Auflösungsunschärfe der Simulation. Für die finalen Kalttests wurde eine Kopplerlänge entsprechend einer externen Güte von 1×10^8 gewählt, was zu diesem Zeitpunkt bei einer prognostizierten intrinsischen Güte im hohen 10^8 -Bereich einem Kopplungsfaktor von $\beta_e \approx 7 - 10$ entspricht.

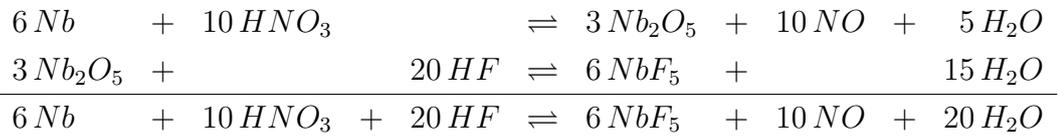
4.6 Oberflächenpräparation

Ein sehr wichtiger Schritt bei allen supraleitenden Kavitäten ist die Oberflächenpräparation. Da die Performance eines Resonators enorm von der Materialqualität und der Reinheit aller Regionen der inneren Oberfläche abhängt, muss während und zum Abschluss der Fabrikation mit geeigneten Maßnahmen für eine optimale Beschaffenheit gesorgt werden. Das erste Verfahren, welches dabei zur Anwendung kommt, besteht aus einer Beize des Materials mit einem Säuregemisch. Beim sogenannten **B**uffered **C**hemical **P**olishing (BCP) wird eine Mischung aus 40 %-iger Flußsäure (HF), 70 %-iger Salpetersäure (HNO_3) und 85 %-iger Phosphorsäure (H_3PO_4) im Verhältnis 1 : 1 : 2 verwendet. Dabei wird das Säuregemisch in den vertikal positionierten Resonator mittels einer Düse über den unteren Strahlrohrflansch eingelassen und über den oberen Flansch wieder aufgefangen (s. Abb. 4.15). In diesem geschlossenen Säurekreislauf strömt das Gemisch an der Nioboberfläche entlang und löst das Material mit einer durchschnittlichen Rate von $\Delta x / \Delta t \approx 1 \mu\text{m}/\text{min}$ ab. Die einzelnen Säuren haben folgende Funktionen:

- HNO_3 oxidiert das Niob zu Niobpentoxid (Nb_2O_5)
- HF reagiert mit Niobpentoxid zum löslichen Salz Niobfluorid (NbF_5)

- H_3PO_4 dient als Puffer und moderiert die Reaktionsgeschwindigkeit und Temperatur des Prozesses

Die einzelnen Reaktionsgleichungen lauten:



Die Pufferfunktion der Phosphorsäure spielt in diesem Szenario eine wichtige Rolle, da es sich um stark exotherme Reaktionen handelt. Zusätzlich muss das System gekühlt werden, um Temperaturen $>20^\circ C$ zu vermeiden, denn dann besteht die Gefahr der Hydridbildung durch die erhöhte Rate an freiwerdendem Wasserstoff. Entscheidend ist auch, eine frische Säuremischung und einen schnell zirkulierenden Kreislauf zu verwenden, da die Beizrate des Gemischs mit zunehmend gelöstem Niob deutlich absinkt.

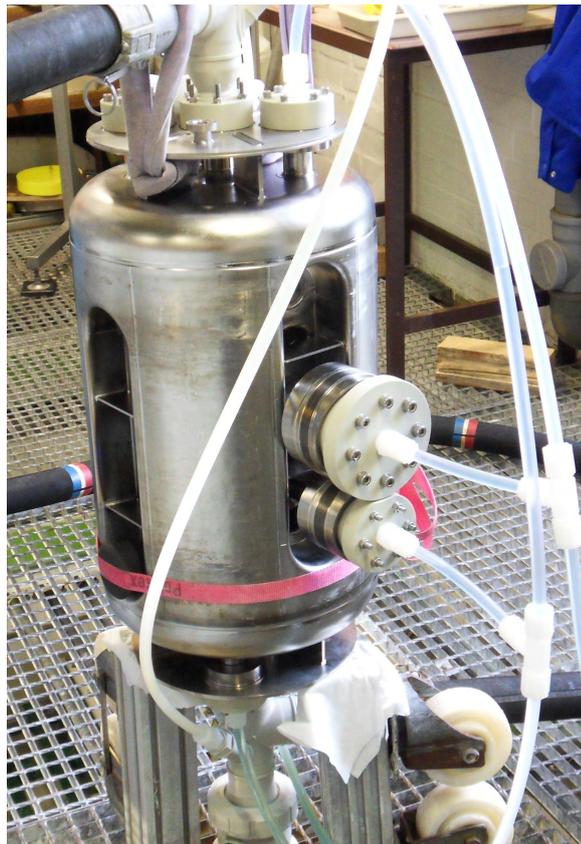


Abbildung 4.15: Aufbau der Kavität in der BCP-Anlage bei Research Instruments (Eigentum RI).

Der fertig konstruierte Resonator erhielt insgesamt vier BCP-Behandlungen ($1 \times 50 \mu\text{m}$, $3 \times 25 \mu\text{m}$). Durch den Materialabtrag verändern sich die kapazitiven und induktiven Beläge innerhalb des Hohlraums. Abbildung 4.16 gibt die Frequenzänderung pro $1 \mu\text{m}$ Beizabtrag nach jedem chemischen Präparationsschritt wieder. Es zeigt sich, dass eine Reproduzierbarkeit des Effekts nur schwer zu bewerkstelligen ist. Der Grund hierfür ist die Komplexität der inneren Struktur, welche zu turbulenten Strömungen führt; zudem sind die Randbedingungen, wie Einlassgeschwindigkeit, -winkel, „Frische“ der Säure ausschlaggebend für einen definierten Materialabtrag. An Positionen, die mit kleinen Radien behaftet sind (Driftröhren, Stützen), ist der Abtrag erfahrungsgemäß größer, da dort Verwirbelungen entstehen und das Säuregemisch eine höhere Aufenthaltsdauer besitzt. Messungen an einem Half-Wave-Resonator haben ergeben, dass sich die Abträge an den verschiedenen Stellen auch bei guter Zirkulation/ laminarer Strömung um den Faktor 3 unterscheiden können [Popielarski et al., 2011].

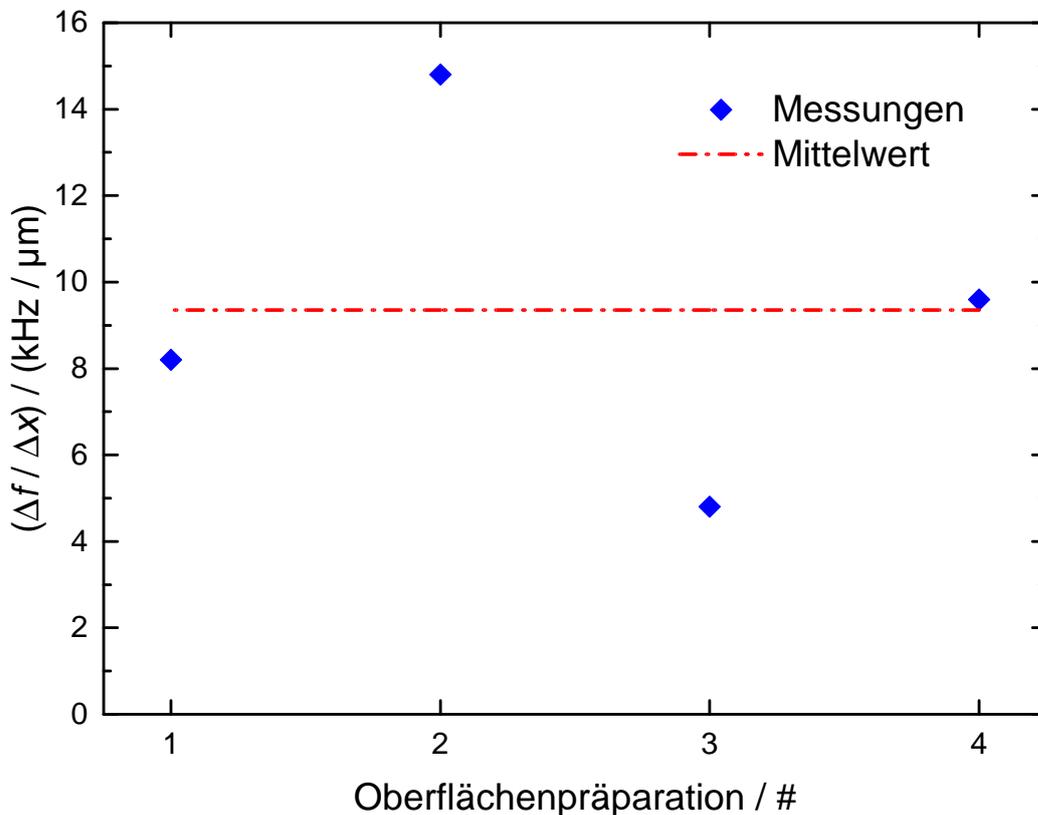


Abbildung 4.16: Gemessene Frequenzverschiebung pro Materialabtrag nach den Beizprozessen.



Abbildung 4.17: Bilder aus der Hochdruckspülanlage bei Research Instruments (Eigentum RI)

Der finale Schritt in der Oberflächenbehandlung ist die Hochdruckspüle mit ultrareinem Wasser (HPR). Dazu wird der Resonator in einer Reinraumkabine drehbar gelagert, und von unten eine Lanze mit einem Düsenaufsatz eingebracht (s. Abb. 4.17). Über die sechs verfügbaren Flansche (Vier Spül- und zwei Strahlrohrflansche) wird die Kavität jeweils mehrere Stunden lang mit 100 bar Wasserdruck gespült, um Säurereste und Verunreinigungen im Sub- μm -Bereich von der Oberfläche zu entfernen. Dieser Vorgang wird mehrere Male wiederholt. Die HPR-Behandlung hat sich in der Vergangenheit bereits vielfach bewährt und als probates Mittel erwiesen, um Feldemission zu verringern und deutlich höhere Gradienten zu erreichen.

5 Kaltmessungen

Die Kaltmessungen mit der fertig präparierten Struktur wurden im Kryolabor des Instituts für Angewandte Physik durchgeführt. Für diese Tests wurde die Kavität mit 40 TLD¹, vier äquidistant angeordneten Temperatursensoren, je einem Piezoaktor und -sensor ausgestattet (s. Abb. 5.1) und in einen vertikalen Kryostaten untergebracht. Die TLD wurden dabei in vier Reihen mit je acht Dosimetern an der Mantelfläche montiert. Weitere vier Module wurden jeweils zwischen Tankdeckeln und Heliummantelscheiben angebracht. Bei den Temperatursensoren handelte es sich um zwei

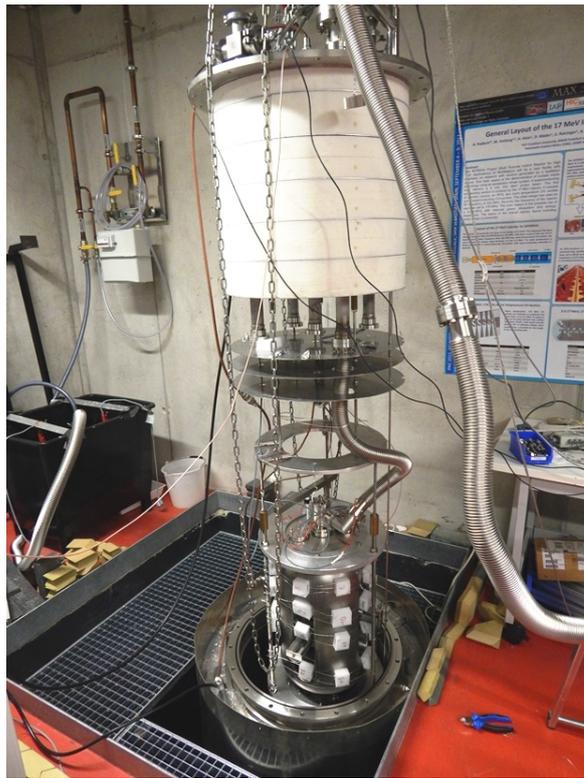


Abbildung 5.1: Messaufbau der mit Temperatursensoren und TLD ausgestatteten CH-Struktur.

¹ThermoLumineszenzDosimeter

Silikon-Dioden und zwei Dünnschicht-Widerstände, die speziell auf kryogene Temperaturen kalibriert sind. Die Piezokristalle wurden auf den beiden Heliummantelflächen der Kavität befestigt und dienten zur gezielten Verstimmung bzw. Detektierung von mechanischen Resonanzen. In Abbildung 5.2 ist die Messinfrastruktur im Kryolabor des IAP zu sehen. Alle notwendigen Messgeräte zur Ansteuerung und Überwachung des Resonators waren in drei 19“-Racks installiert. Den Anfang des Systems bildet der HF-Generator, welcher das Hochfrequenzsignal mit einer Leistung von bis zu 10 mW aussendet. Danach gelangt die HF-Welle in das HF-Regelsystem, in dem die Amplitude und Phase des Signals manuell angepasst werden können. Zusätzlich wird das

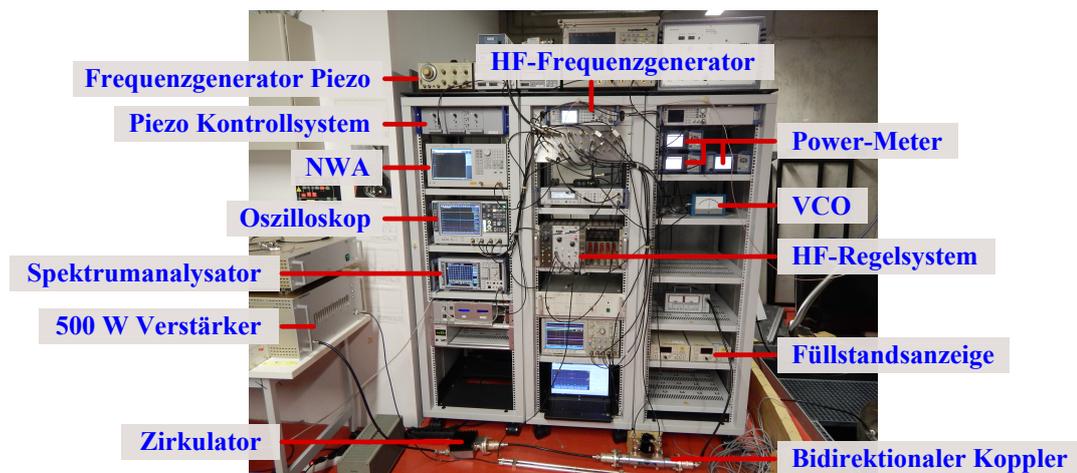


Abbildung 5.2: Aufbau der Messinstrumente für den Kalttest im Kryolabor am IAP.

Referenzsignal über die Messung der Phasenverschiebung bezüglich des aus dem Resonator ausgekoppelten Signals und der daraus resultierenden VCO-Spannung an die sich ändernde Resonanzkurve der Kavität angepasst. Darüber hinaus kann über einen Pulsgenerator ein Rechteckpuls auf das HF-Signal geprägt werden, um Ein- und Auschwingverhalten der Kavität sowie die Koppelstärke des Einkopplers zu untersuchen. Anschließend wird die Signalleistung von einem breitbandigen 500 W Verstärker erhöht, der von einem vorgeschalteten Zirkulator vor zu hoher reflektierter Leistung geschützt wird. Im Anschluss wird ein geringer Anteil des Signals (-40 dB) über einen bidirektionalen Koppler ausgekoppelt und an eine Schalttafel übergeben. Dort werden die jeweiligen Signale (vorwärts, reflektiert, transmittiert) an die Messinstrumente (Oszilloskop, Netzwerkanalysator, Spektrumanalysator, Power Meter) übertragen. Der Großteil des durch den bidirektionalen Koppler strömenden Signals wird in den

Resonator geleitet. Über den schwach angekoppelten Pick-up in der Kavität kann das transmittierte Signal an die Diagnoseinstrumente weitervermittelt werden. Schematisch kann die gesamte Messinfrastruktur in Abbildung 5.3 nachvollzogen werden. Die kryogene Messumgebung bestand aus einem vertikalen, 3 m hohen, 60 cm im Durchmesser fassenden Weithalskryostaten. Der Resonator wurde über drei ca. 1 m lange Spindeln mit dem Kryostatendeckel, an welchem zusätzlich thermische Isolierungen sowie Strahlenschilder angebracht waren, verbunden und in den Kryostaten abgelassen (s. Abb. 5.4 und 5.5). Die entsprechenden Kabeldurchführungen für die Koppler, Piezoansteuerung und Temperatursensoren erfolgten über einen Kanal im Kryostatendeckel. Am Boden des Kryostaten befand sich ein Heizelement aus Kupfer, um vor dem Abkühlvorgang von 77 K auf 4 K Stickstoffreste vollständig aus dem Kryostatenvolumen zu verdrängen. Für das im Betrieb verdampfte Helium stand ein Rückgewinnungssystem zur Verfügung, bestehend aus einem mit Wasser gefüllten Kunststoffbecken, welches das kalte Heliumgas über ein Kupferrohr passiert und von zwei 2 kW Tauchsiedern erhitzt wird. Das aufgewärmte Gas durchströmt anschließend einen Gaszähler, wird in zwei 12 m³ fassenden Ballons gesammelt und von zwei 200 bar Kompressoren wieder in Gasflaschen abgefüllt.

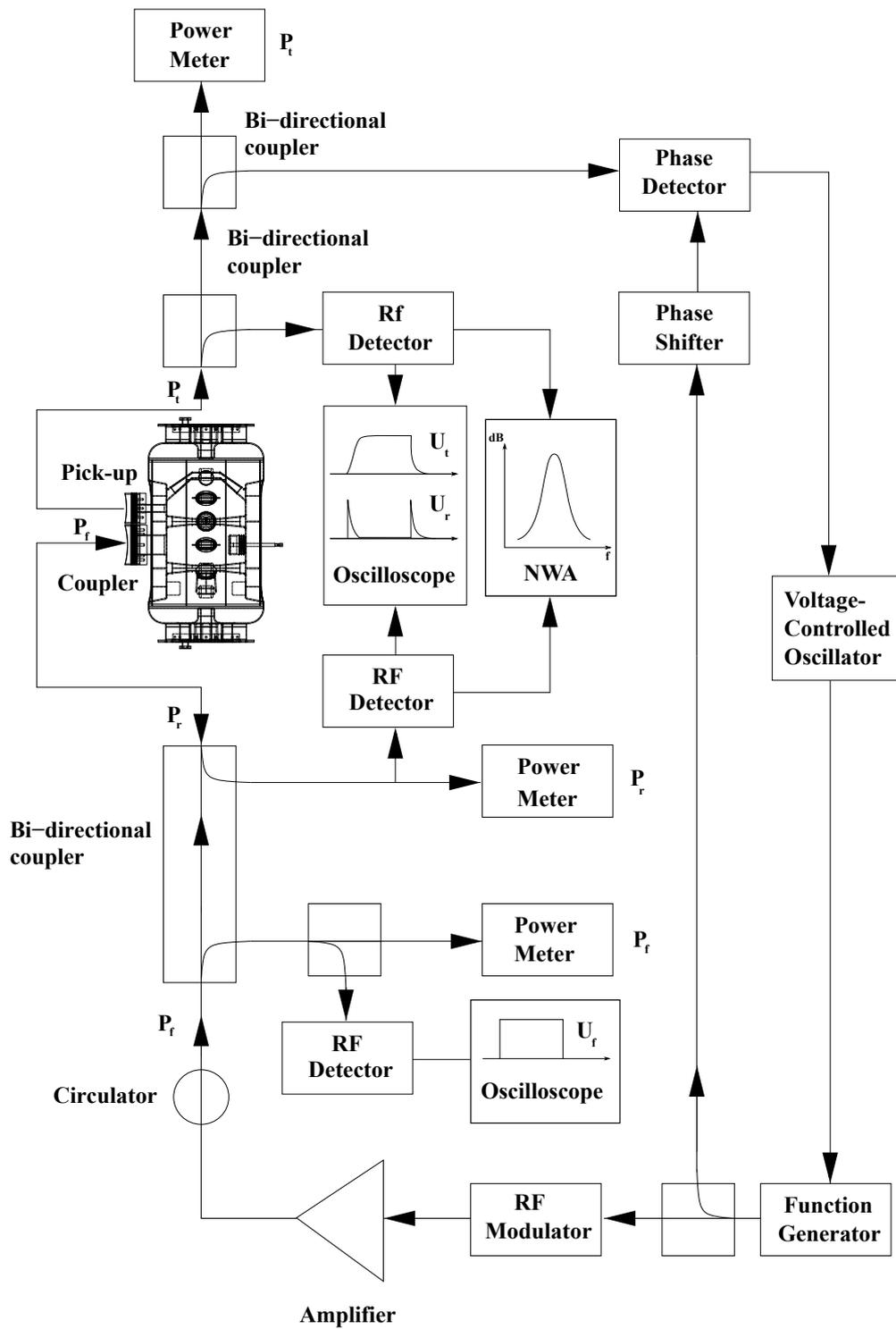


Abbildung 5.3: Schema des Messverfahrens der supraleitenden Struktur.

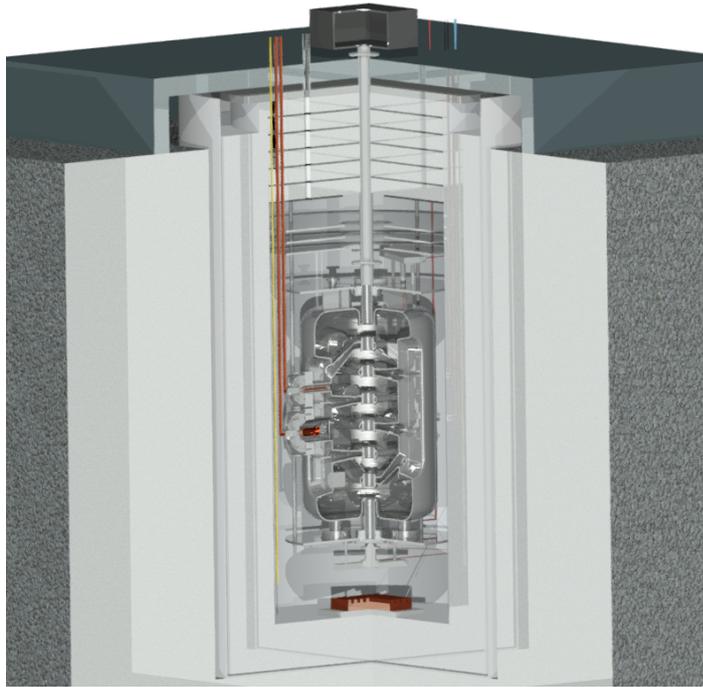


Abbildung 5.4: 3/4-Schnittansicht des Messaufbaus im Kryolabor des IAP.

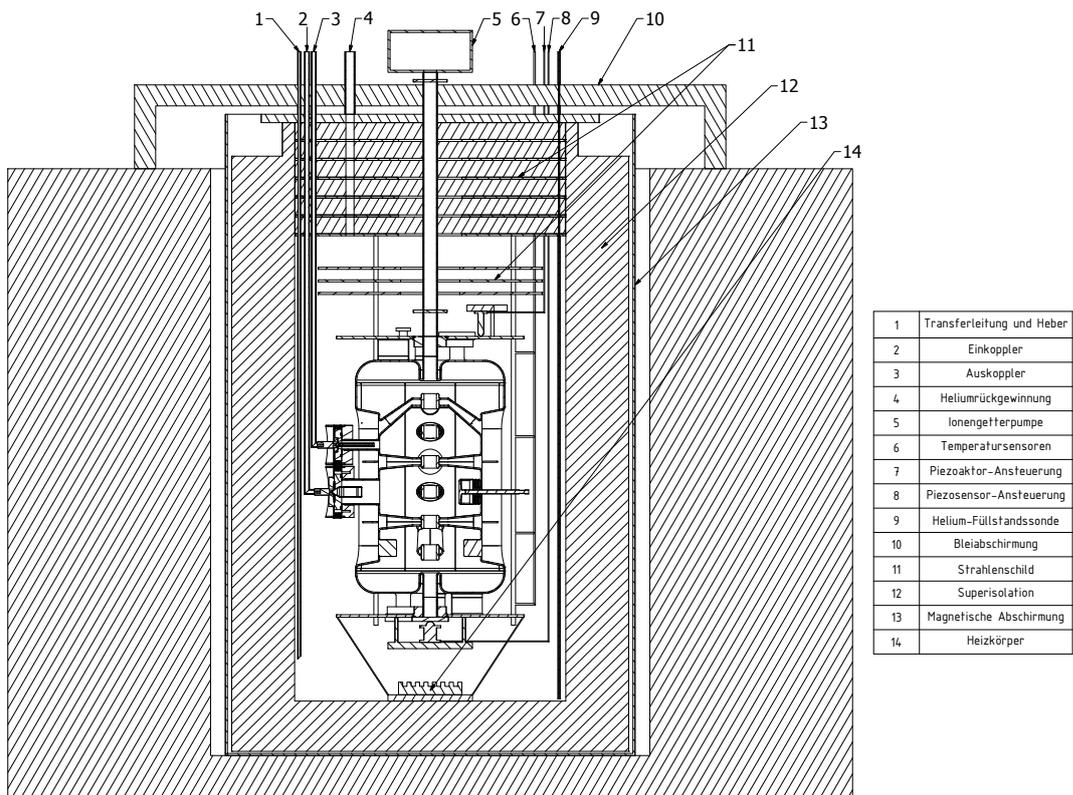


Abbildung 5.5: Schematische Darstellung des Messaufbaus.

5.1 Drucksensitivität bei Evakuierung des Kryostaten

Zunächst wurde der Kryostat mit flüssigem Stickstoff befüllt, um ihn auf 77 K vorzukühlen. Dies soll den Einsatz des wesentlich teureren Heliums senken und bewirken, dass der Temperaturgradient längs der Struktur nicht zu groß wird, da sonst mechanischer Stress im Material entstehen kann, welcher zu Deformationen bis hin zu Heliumlecks an Schweißnähten führen kann. Nachdem 77 K erreicht waren, wurde der flüssige Stickstoff durch ein Heizelement, das sich am Boden des Kryostaten befand, aus dem Kryostatenvolumen verdrängt und dieses über eine Drehschieberpumpe evakuiert. Bei diesem Vorgang gleicht sich der Kryostatendruck auf den Resonatorinnendruck bis auf wenige mbar an, so dass hierbei die rein mechanische Sensitivität gemessen werden kann, ohne dass das veränderte ϵ_r der Luft mitberücksichtigt werden muss. Die Messung ergab eine Drucksensitivität von 74 Hz/mbar (Abbildung 5.6)

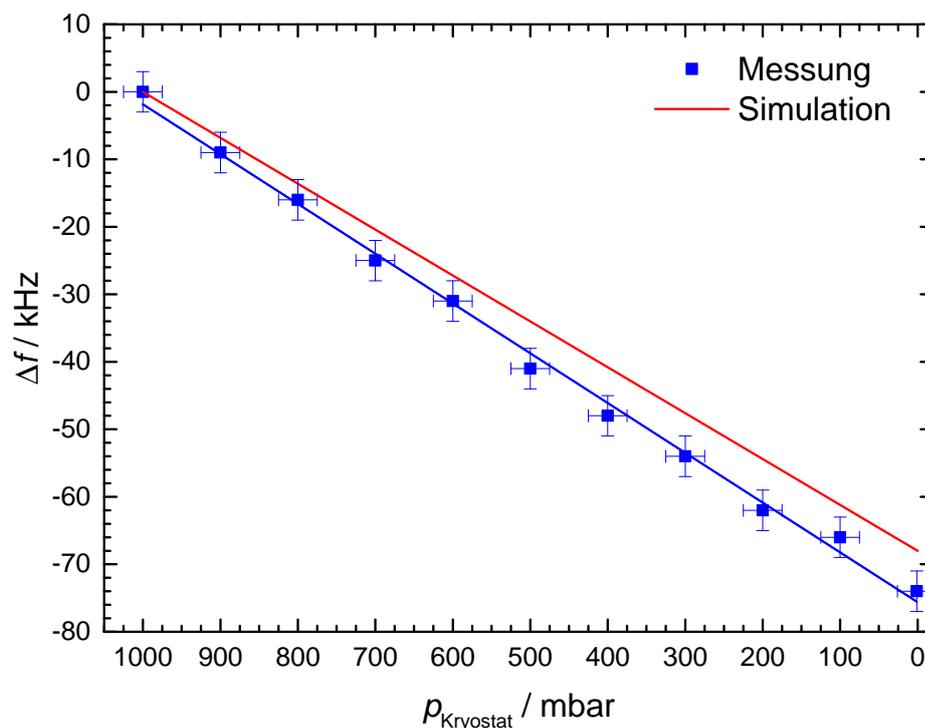


Abbildung 5.6: Drucksensitivität bei Evakuierung des Kryostaten.

und deckt sich sehr gut mit den aus Kapitel 4.3 ermittelten Werten. Nach dem ersten Evakuieren wurde der Kryostat mehrmals mit hochreinem, gasförmigem Helium geflutet und erneut evakuiert, um Stickstoffreste zu entfernen. Dieser Vorgang ist wichtig,

um anschließend das beim Betrieb verdampfende Helium möglichst kontaminationsfrei dem Heliumrückgewinnungssystem zuzuführen.

5.2 Abkühlverhalten mit flüssigem Helium

Im nächsten Schritt wurde der Inhalt mehrerer 250l Dewar-Gefäße flüssigen Heliums über eine Transferleitung in den Kryostaten eingeleitet. Dabei wurden die ganze Zeit über Temperatur und Frequenz aufgezeichnet (s. Abb. 5.7, links). Der anfängliche Abkühlvorgang auf flüssige Stickstofftemperatur beanspruchte ca. sieben Stunden. Danach wurde 18 h lang gewartet, bis sich bei den Sensoren ein Temperaturgleichgewicht einstellte. Nach weiteren sieben Stunden Befüllen mit flüssigem Helium wurde die Endtemperatur von 4.2 K erreicht. Die rechte Abbildung von 5.7 gibt den Frequenzverlauf in Abhängigkeit von der Temperatur wieder. Bei beiden Messkurven wächst die

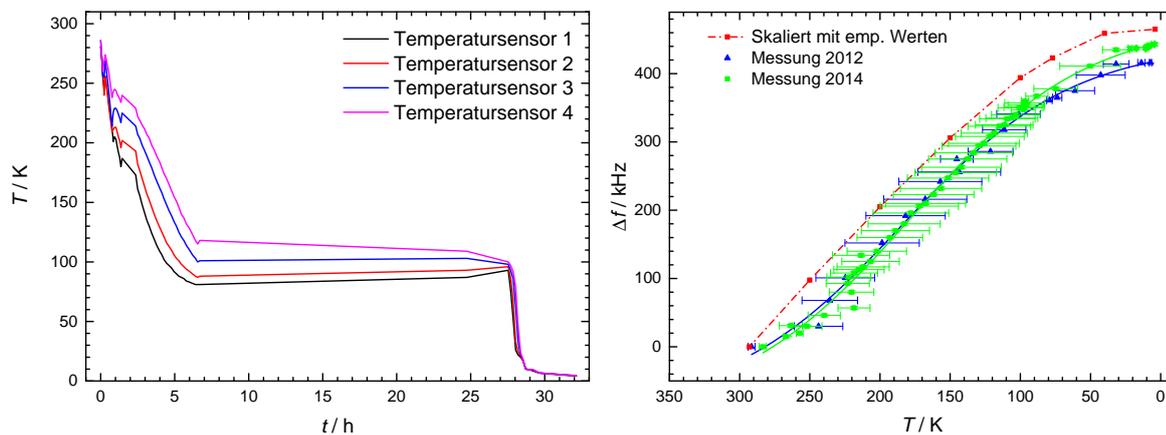


Abbildung 5.7: *Links:* Temporaufnahme der vier Temperatursensoren in Abhängigkeit von der Zeit.

Rechts: Frequenzverhalten in Abhängigkeit von der mittleren Temperatur. Die Messkurven unterscheiden sich durch die Lagerung des Resonators in der Einspannvorrichtung [Busch et al., 2013, 2014].

Frequenz zunächst schwächer als erwartet, um dann bis zur Endtemperatur parallel zur empirischen Kurve zu verlaufen. Der vorläufige Kalttest mit flüssigem Stickstoff bei Research Instruments (Abb. 4.13) zeigte dieses Verhalten dagegen nicht. Die Messungen unterscheiden sich dadurch, dass beim provisorischen Kalttest der Resonator frei gelagert und beim Test im Kryolabor des IAP in einer Einspannvorrichtung aus Edelstahl untergebracht war. Demnach kommen die verschiedenen Ausdehnungskoeffizienten der unterschiedlichen Materialien für die Abweichung infrage. In Abb. 5.8

ist das Ausdehnungsverhalten von Niob, Titan, Edelstahl und Kupfer zwischen 293 K und 4 K dargestellt. Dabei zeigt sich, dass Edelstahl sich mehr als um den Faktor zwei stärker zusammenzieht als Niob beim Abkühlen von Raumtemperatur auf 4 K. Entsprechend übt das Edelstahlgestell longitudinal eine Kontraktion auf den Resonator aus und wirkt dem Frequenzanstieg über die dadurch erhöhte Kapazität auf der Resonatorachse entgegen.

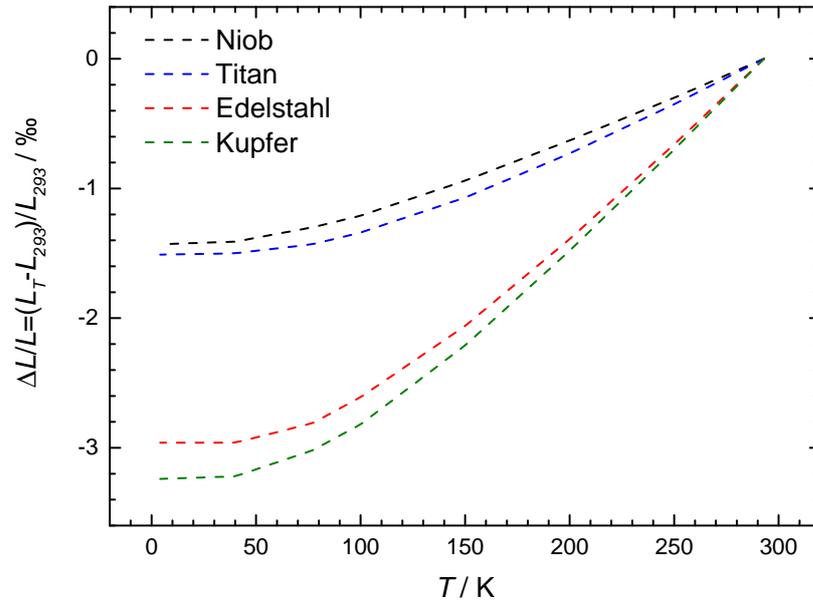


Abbildung 5.8: Ausdehnungsverhalten von Niob, Titan, Edelstahl und Kupfer beim Abkühlen auf kryogene Temperaturen, Werte entnommen aus [Clark, 1983],[Corruccini & Gniewek, 1961].

5.3 Inbetriebnahme und Konditionierung der Struktur

Um eine HF-Struktur mit hohen Feldstärken zu betreiben, muss zunächst ein hinreichend niedriger Druck im Resonatorinneren hergestellt werden. Dies erfolgt über eine Vorpumpe, zumeist eine ölfreie Membranpumpe, für den Grobvakuumbereich und anschließend unterhalb von ≈ 5 mbar mit einer vorgeschalteten Turbopumpe, welche bis in den UHV-Bereich evakuiert. Im UHV-Bereich wird schließlich von einer Ionengetterpumpe übernommen, die bis in den Bereich von 10^{-10} mbar arbeitet. Abb. 5.9 zeigt

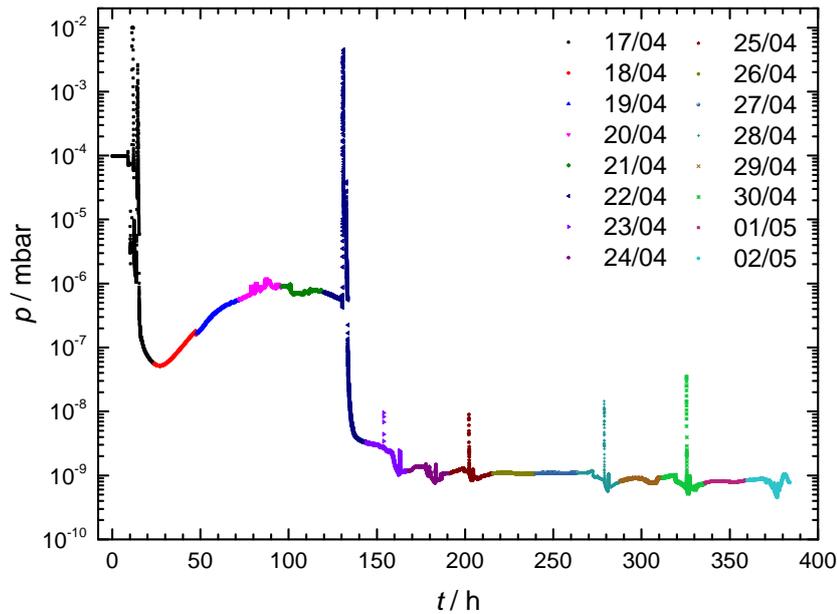


Abbildung 5.9: Zeitlicher Verlauf der Druckmessung am Resonator in den ersten 16 Tagen ab Inbetriebnahme.

den Druckverlauf ab Inbetriebnahme des Resonators. Die anfänglichen Druckschwankungen lassen auf ein virtuelles Leck schließen, das sich möglicherweise durch Wasser-/ Gasrückstände im Bereich des Ein-/ Auskopplers gebildet haben könnte. Das weitere Evakuieren, Abkühlen sowie Konditionieren der Struktur führte zum wiederkehrenden Ausgasen des Lecks, bis schließlich ein Enddruck von 8×10^{-10} mbar erreicht wurde. Nach der Druckstabilisierung wurden mit einem Netzwerkanalysator und anfangs

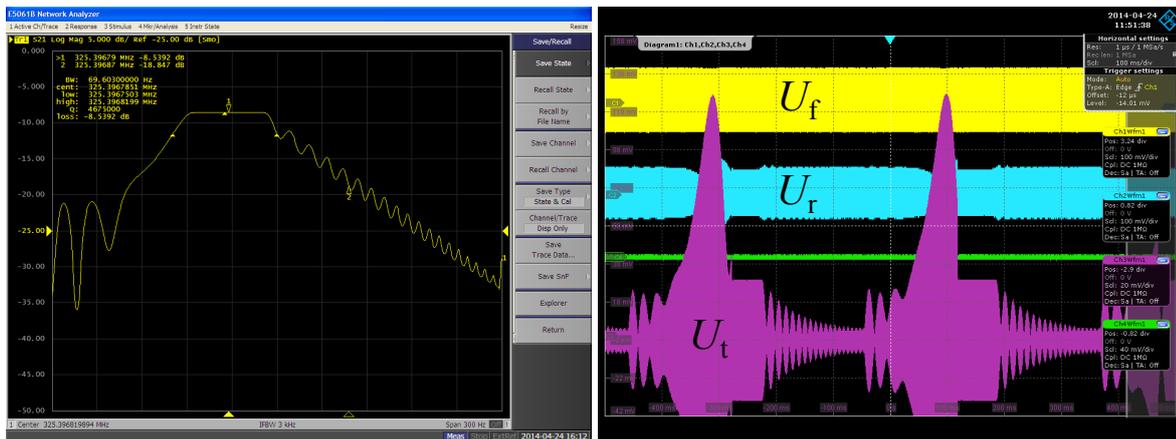


Abbildung 5.10: Links: Konditionieren von Multipactingschwellen mit einem Netzwerkanalysator. Rechts: Auftreten von Multipactingsignaturen am Oszilloskop.

niedrigen Leistungspegeln Multipactingschwellen konditioniert, da sich auch nach sorg-

fältiger Oberflächenbehandlung kleinste Unreinheiten oder Gasablagerungen auf der Oberfläche befinden und Multipactingereignisse initiieren können. Das Konditionieren gestaltet sich derart, dass mit einer schmalen Bandbreite von ca. 100-300 Hz über die Resonanz gefahren wird und auf diese Weise die Elektronenlawine bewusst ausgelöst wird (s. Abb. 5.10, links). Auf dem rechten Bild von Abb. 5.10 ist eine typische Multipactingsignatur dargestellt. Dabei kommt es zunächst zu einem „Überschwinger“ in der Transmission, bis anschließend die Lawine einsetzt. Dieses Verhalten deutet meist auf ein bevorstehendes Durchbrechen der Multipactingbarriere hin. Die Schwellen im niedrigen Feldgradientenbereich ($E_a < 2 \text{ MV/m}$) ließen sich nach zweiwöchigem HF-Konditionieren dauerhaft entfernen (s. Abb. 5.11, rot-gestrichelte Linien). Dagegen traten die Barrieren bei höheren Feldern immer wieder kurzzeitig beim Hochfahren der Felder auf (rot-durchgezogene Linien). Die Simulationen mit verschiedenen Oberflächenpräparationen deuten im Falle der Behandlung mit HPR und 300°C Backen auch auf Multipactingbänder oberhalb von 1.5 MV/m bzw. 2 MV/m hin. Bei einer optimierten Oberflächenbehandlung (Ar discharged) weisen die Simulationen auf ein vollständiges Verschwinden der verbliebenen Barrieren hin. Nach dem Konditionie-

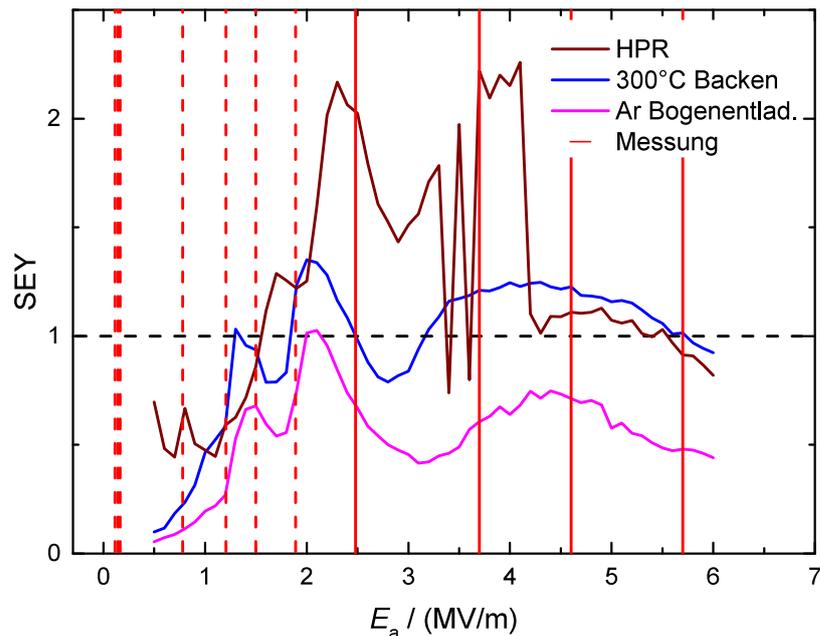


Abbildung 5.11: Vergleich der SEY-Werte zwischen Messung und Simulation. Die rot-gestrichelten Werte stellen leicht konditionierbare Schwellen dar. Die durchgezogenen Linien konnten mit der erfolgten Oberflächenbehandlung nicht vollständig eliminiert werden, jedoch deuten die Simulationen auf weiche Barrieren hin, die bei besserer Präparation verschwinden sollten.

ren der Struktur erfolgten die Hochfrequenzmessungen. Hierfür wurden zunächst die wichtigsten Messgrößen bestimmt. Wie in Abschnitt 2.2 beschrieben, kann über eine Rechteckpulsung des Vorwärtssignals die Abklingkonstante τ_L aus dem exponentiell abfallenden, transmittierten Signal ermittelt werden. Für τ_L ergab sich eine Dauer von 53 ms. Damit folgte für die belastete Güte Q_L :

$$Q_L = 2\pi f\tau_L = 1.08 \times 10^8. \quad (5.1)$$

Aus den Peakhöhen des reflektierten Signals konnte die Kopplungsstärke der Einkopplung gewonnen werden:

$$\beta_e = 9.8 \quad (5.2)$$

und somit folgte für die intrinsische Güte:

$$Q_0 = 1.17 \times 10^9. \quad (5.3)$$

Mit Hilfe des simulierten Wertes für den Geometriefaktor ($G = 66 \Omega$), des BCS-Wertes für den Oberflächenwiderstand von Niob ($R_{\text{BCS}} = 33 \text{ n}\Omega$) und des gemessenen Restmagnetfelds innerhalb des Kryostaten ($B_{\text{ext}} = 1.2 \mu\text{T}$) ergaben sich folgende Widerstandswerte:

- $R_s = G/Q_0 = 56 \text{ n}\Omega$
- $R_{\text{mag}} = 2 \text{ n}\Omega$
- $R_0 = 21 \text{ n}\Omega$

Zur Validierung der über das HF-Messsystem bestimmten Leistungsverluste im Resonator wurden die Verluste zusätzlich kalorimetrisch über den Verbrauch des flüssigen Heliums bei hohen Feldern bestimmt. Gemäß Messsystem lag der Bedarf bei $P_C = 37 \text{ W}$. Die Helium-Verdampfungsrate betrug:

$$\frac{\Delta V}{\Delta t} = 56 \text{ l/h}. \quad (5.4)$$

Unter Zuhilfenahme der Heliumparameter:

- Molare Verdampfungsenthalpie $H = 84 \text{ J/mol}$
- Dichte $\rho = 125 \text{ kg/m}^3$
- Molmasse $M = 4 \text{ g/mol}$

kann die Verlustleistung berechnet werden:

$$P = \frac{\Delta V \rho H}{\Delta t M} = 41 \text{ W} . \quad (5.5)$$

Die Abweichung von 4 W zwischen Messsystem und kalorimetrischer Bestimmung liegt innerhalb des Fehlers, der beim Abschätzen der Verdampfungsrate zustande kommt.

5.4 Mikrophonie und Langzeitverhalten der Frequenzstabilität

Als zusätzliche Maßnahme wurden an den Enddeckeln ein Piezoaktor und ein Piezosensor der Firma Physik Instrumente (PI) angebracht (s. Abb. 5.12), um das Verhalten der Kavität bei mechanischer Anregung sowie die Antwort des HF-Regelsystems zu untersuchen. Angesteuert wurde der Piezoaktor von einem Frequenzgenerator und einem Verstärker, der das Eingangssignal um den Faktor 1000 vergrößerte. Die mechanischen



Abbildung 5.12: Aufbau mit Piezoaktor (links) und Piezosensor (rechts) an den Stirnseiten der Tankdeckel.

Resonanzen wurden über den Piezosensor registriert, welcher das Signal an einen Rechner übermittelte. Für die Messung des Einflusses auf die elektromagnetischen Moden wurde das VCO-Signal des Regelsystems an einen Spektrumanalysator übermittelt. In Abb. 5.13 sind beide Signale überlagert aufgetragen. Für den Fall, dass die mechanischen Moden die Felder in der Kavität beeinflussen, ist ein deutlicher Ausschlag am VCO zu erkennen. Im Frequenzbereich bei 180 Hz sowie bei 220 Hz ist dies gut einzusehen. Dagegen haben die deutlich ausgeprägten, mechanischen Resonanzen bei 385 Hz und 630 Hz keinen Einfluss auf die Hochfrequenz. Für eine negative Beeinflussung während des Betriebes sind generell mechanische Moden bis 100 Hz riskant, z.B.

verursacht durch Pumpen oder Netzteile; dies ist im vorliegenden Fall mit der niedrigsten Mode bei 180 Hz offenbar nicht gegeben. Zur Bestimmung der Frequenzstabilität wurde am Oszilloskop für mehrere Stunden das VCO-Signal aufgezeichnet bei moderatem Feldpegel im Resonator ($E_a = 1 \text{ MV/m}$). In Abb. 5.14 sind die kumulierten Ereignisse ($\Sigma = 9 \times 10^5$) gegen die Frequenzvariation des Regelsystems aufgetragen. Die Frequenz hält sich dabei sehr stabil auf der Resonanz, während die größten Abweichungen $\pm 3 \text{ Hz}$ betragen und damit deutlich innerhalb des Bereichs der dynamischen Tuner liegen.

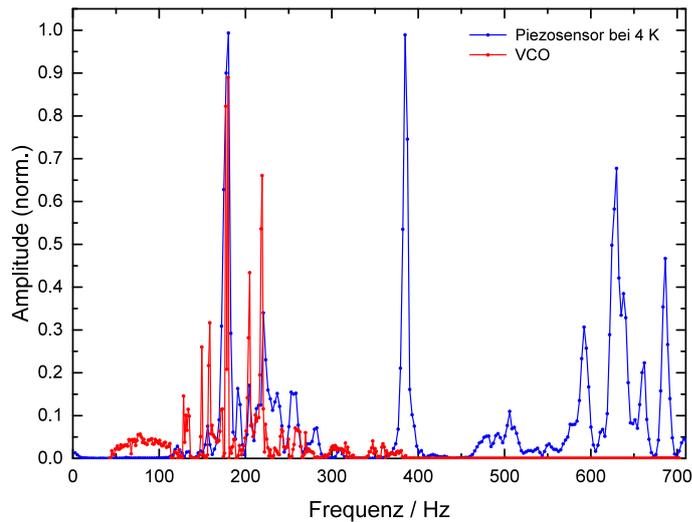


Abbildung 5.13: Piezosensor- und VCO-Signal beim Anregen der Kavität mit dem Piezoaktor bei verschiedenen Frequenzen [Amberg, 2015].

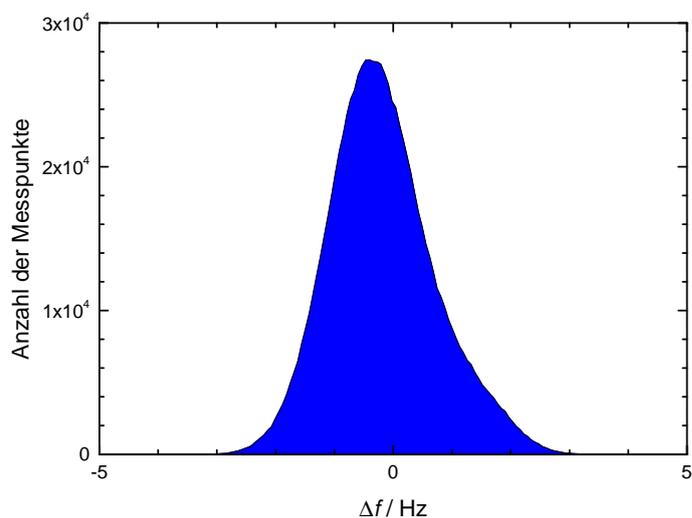


Abbildung 5.14: Langzeitmessung der Frequenzschwankung bei niedrigem Feldpegel.

5.5 Messung von Lorentz-Force-Detuning

Zur Messung des Lorentz-Force-Detuning Effekts wurde der Resonator im gepulsten Betrieb mit mittleren bis hohen Feldstärken angeregt. Die Magnetfelder üben einen Druck auf die Tankmantelsegmente aus und senken dadurch die Frequenz ab. Ebenfalls sorgen auch die elektrischen Felder für eine Frequenzverringering, indem die Kavität entlang der Zylinderachse longitudinal gestaucht wird. Im Dauerstrichbetrieb ist dieser Effekt unproblematisch, da er nur beim Ein- und Ausschalten der Felder berücksichtigt werden muss. Genau dieser Umstand muss jedoch beim gepulsten Betrieb beachtet werden und durch schnelle, piezogetriebene Tuner kompensiert werden, denn die Frequenzverschiebung kann um das Vielfache größer sein als die Resonanzbandbreite. In Abb. 5.15 ist das Oszilloskopsignal für einen 800 ms HF-Puls bei einem Gradienten von 8.5 MV/m abgebildet. Das Regelsystem muss die Sollphase des Generatorsignals äquivalent einer VCO-Spannung von 435 mV (grüne Kurve) korrigieren, was bei einer eingestellten Deviation von 1 kHz einer Frequenzverschiebung von 435 Hz entspricht. Bestimmt man den gemessenen und den aus der Simulation erwarteten

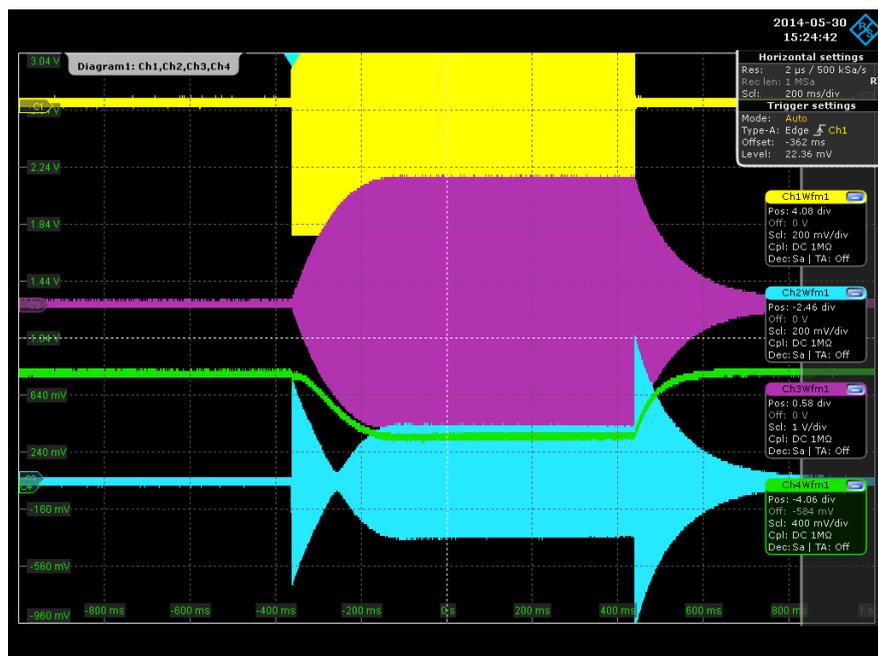


Abbildung 5.15: Effekt des Lorentz-Force-Detunings im gepulsten Betrieb der Struktur. Das VCO-Signal (grüne Kurve) ist ein Maß dafür, wie stark das Regelsystem die Hochfrequenz an den Resonator anpassen muss, damit dieser innerhalb der Resonanzbandbreite bleibt.

Wert des Lorentz-Force-Detuning-Koeffizienten (s. Abb. 5.16), so erhält man für die

Messung $K_L = -6.1 \text{ Hz}/(\text{MV}/\text{m})^2$ und für die Simulation $K_L = -3.6 \text{ Hz}/(\text{MV}/\text{m})^2$. Für einen Designgradienten von $5 \text{ MV}/\text{m}$ muss demnach im gepulsten Betrieb eine Frequenzabsenkung von 150 Hz durch das Regelsystem kompensiert werden. Die Abweichung zwischen Messung und Simulation kommt, wie auch bei der Bestimmung der Drucksensitivität, durch die weichen Schweißnähte im Enddeckelbereich zustande, welche in diesem Falle bewirken, dass die durch das E- und H-Feld induzierten Deformationen die Frequenz stärker absenken als simuliert.

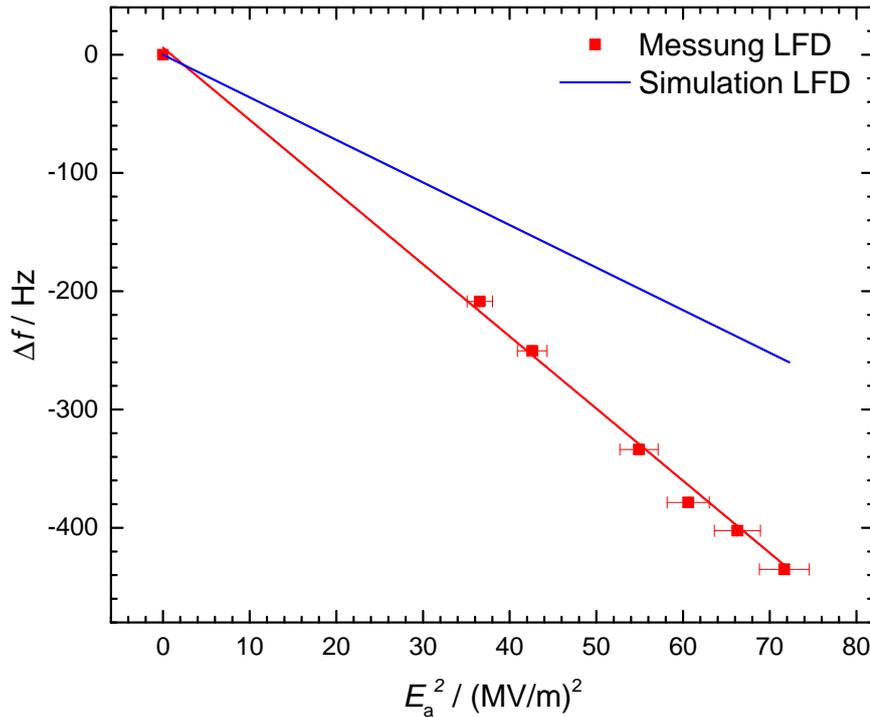


Abbildung 5.16: Messung und Simulation des LFD-Effekts. Für die Messung ergab sich eine LFD-Konstante von $-6.1 \text{ Hz}/(\text{MV}/\text{m})^2$, die Simulation lieferte $-3.6 \text{ Hz}/(\text{MV}/\text{m})^2$.

5.6 Bestimmung des maximalen Feldgradienten und der Q-E-Kurve

Zur Ermittlung der maximal erzielbaren Felder auf der Achse mussten zunächst alle auftretenden Multipactingschwellen weitestgehend wegkonditioniert werden. Anschließend wurden zur Feinkalibrierung des Mess-Systems Röntgenspektren an der Kryostatenaußenwand auf Höhe des Resonators aufgenommen. Röntgenstrahlung entsteht

durch Feldemission, verursacht von Elektronen, die auf der Resonatorachse aus der Driftrohroberfläche aufgrund hoher Felder austreten, zur benachbarten Driftröhre beschleunigt werden und dort beim Aufprall Photonen äquivalenter kinetischer Energie erzeugen. Hierzu wurden zwei Messungen mit unterschiedlichen Gradienten für je eine Stunde durchgeführt. In Abb. 5.17 sind beide Verteilungen aufgetragen. Im Falle

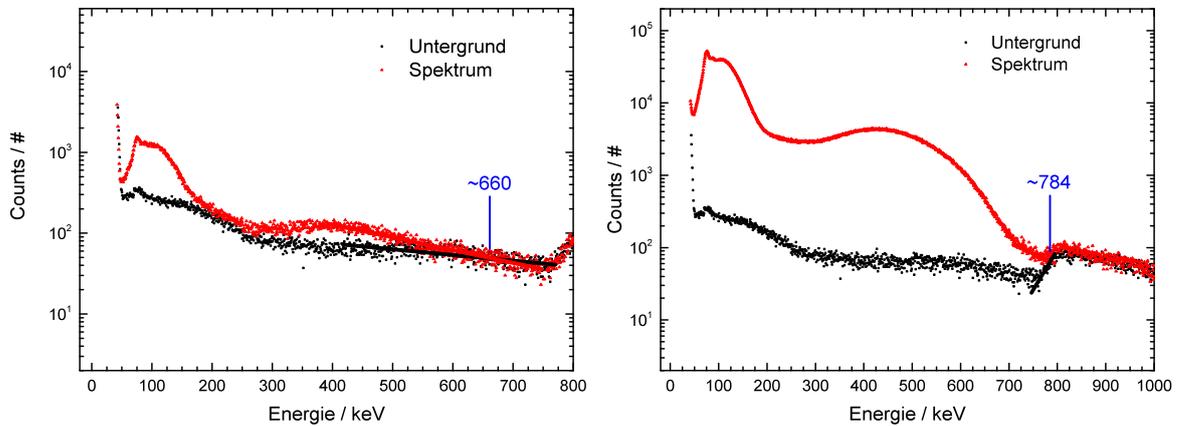


Abbildung 5.17: Gemessene Röntgenspektren an der Kryostatenwand.

Links: Verteilung bei einem Feldgradienten von 6.54 MV/m; die maximal detektierte Photonenenergie beträgt ≈ 660 keV.

Rechts: Spektrum für einen Gradienten von 7.8 MV/m; die höchste Photonenenergie liegt hier bei ≈ 784 keV.

des niedrigeren Gradienten ($E_a = 6.54$ MV/m, linkes Bild) lag die Maximalenergie bei ca. 660 keV; dies entspricht der Energie, die ein Elektron im mittleren Spalt des Resonators bei einer Spaltspannung von $U_{0, \text{Gap}} = 660$ kV aufnimmt. Bei dem höheren Gradienten lag das Maximum bei ca. 784 keV. Zum Vergleich lagen die erwarteten Werte aus den Powermeter-Messungen 2-3% darunter.

Nach der Feinkalibrierung wurde die Güte gegen den effektiven Feldgradienten auf der Achse aufgezeichnet. Diese Messung stellt die wichtigste Charakterisierung eines supraleitenden Beschleunigers dar. Die unterschiedlichen Q-E-Kurven in Abb. 5.18 wurden für verschiedene Oberflächenpräparationsbedingungen aufgenommen. Bei der schwarzen Kurve wurde keine Hochdruckspülung am Resonator durchgeführt; entsprechend lag die unbelastete Güte lediglich bei 3×10^8 und starke Feldemission setzte bereits bei Gradienten ab 1.8 MV/m ein. Bei der roten Kurve lag die Struktur vollständig präpariert vor, jedoch verharrte die Güte auf einem niedrigen Pegel von 9×10^7 . Eine mögliche Ursache könnte Hydridbildung sein [Bonin & Röth, 1991]. Dabei lagert sich Wasserstoff, der z.B. bei der chemischen Oberflächenbehandlung entstanden ist, an die Nioboberfläche an und bildet Niobhydrid, welches den Restwiderstand erhöht.

Diese Anlagerung findet verstärkt im Temperaturbereich zwischen 60 K und 150 K statt, denn oberhalb von 150 K ist die benötigte Wasserstoffkonzentration zur Bildung von NbH zu hoch, und unterhalb von 60 K ist die Diffusionsrate von Wasserstoff zu niedrig. Da der Abkühlvorgang bei dieser Messung gemäß des Verlaufs von Abb. 5.7

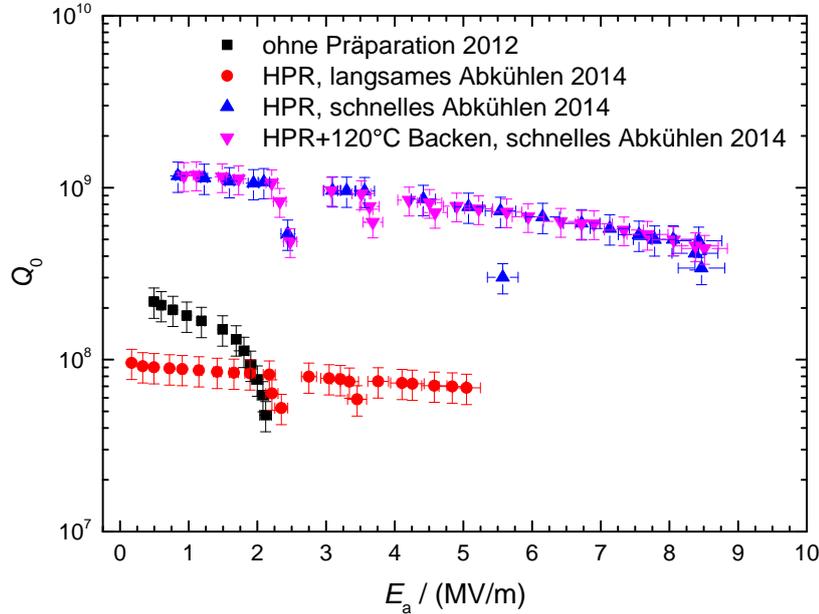


Abbildung 5.18: Die intrinsische Güte in Abhängigkeit vom Feldgradienten für unterschiedliche Messkampagnen.

stattfand, lag der Resonator für mehrere Stunden im kritischen Temperaturbereich für Hydridbildung. Durch ein Aufheizen der Struktur auf Raumtemperatur und ein erneutes Runterkühlen auf 4.2 K, dieses Mal innerhalb von zwei Stunden, hat sich die Güte signifikant auf 1.2×10^9 verbessert (blaue Messpunkte). Zudem konnte der Gradient auf bis zu 8.5 MV/m gesteigert werden. Bei einem weiteren, schnellen Temperaturzyklus wurde der Resonator mit Heizbändern umwickelt und für drei Tage auf 120 °C erhitzt, bevor er auf 4.2 K runtergekühlt wurde. Dieser Vorgang verbessert die Oberflächenqualität, verringert den Sekundärelektronenkoeffizienten von Niob und reduziert somit die Anfälligkeit für Multipacting. In den Messungen zeigt sich eine Verringerung von Multipacting bei Feldern ≥ 5 MV/m (magentafarbene Kurve), sowie eine schnellere Konditionierung der auftretenden Schwellen.

Betrachtet man in Abb. 5.19 die in der Kavität auftretenden Verluste bei ansteigendem Gradienten, so ist ersichtlich, dass ab einem gewissen Pegel (2012: ab 1.2 MV/m, 2014: ab 3 MV/m) sich P_c stärker erhöht als man es von den rein Ohmschen Verlusten erwartet. Die nicht-Ohmschen Verluste steigen aufgrund von Feldemission dabei zu-

nächst überproportional und schließlich exponentiell an, was in Abb. 5.20 (rechts) gut durch die Fitfunktion zu sehen ist. Da die elektrischen Spitzenfelder im betrachteten Feldstärkenbereich ca. 15-43 MV/m betragen, jedoch Feldemission theoretisch erst im GV/m-Bereich auftreten müsste, kann man über einen Fowler-Nordheim-Plot ermitteln, wie stark die lokale Feldüberhöhung an einer Driftröhre durch einen Feldemitter ist (s. Abb. 5.21). Als emittierende Fläche wird dabei der Driftröhrenwulst angenommen. Aus den Steigungen der beiden Fitgeraden bei logarithmischer Skalierung ergibt sich ein Enhancement Factor von $\beta_{\text{FN}} = 520$ (2012) bzw. $\beta_{\text{FN}} = 290$ (2014), was zu Spitzenfeldstärken in der Größenordnung 10 GV/m führt.

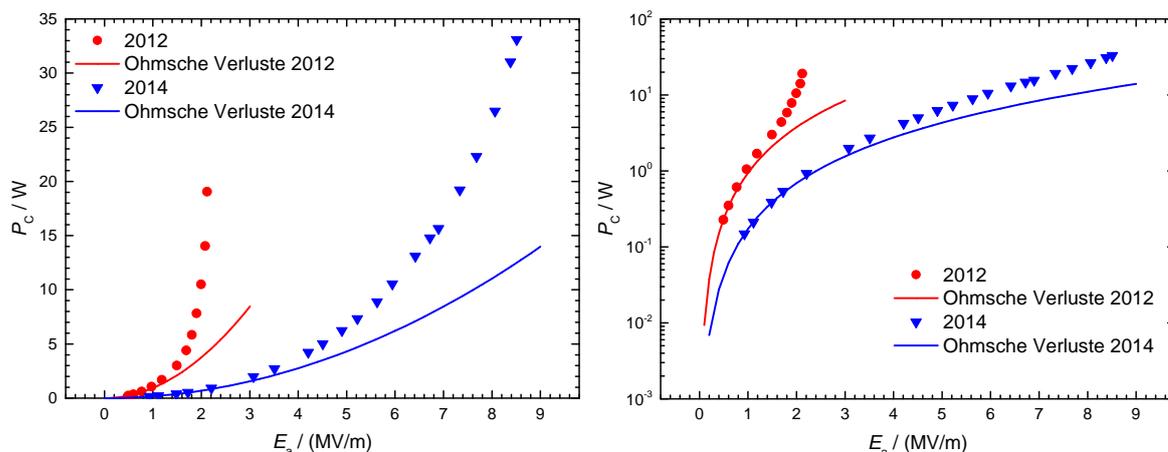


Abbildung 5.19: Erst- (2012) und Finalmessung (2014) bezüglich der Verlustleistung in Abhängigkeit vom Gradienten. Zum Vergleich sind die rein Ohmschen Verluste aufgetragen. *Links:* lineare Skalierung, *rechts:* logarithmisch.

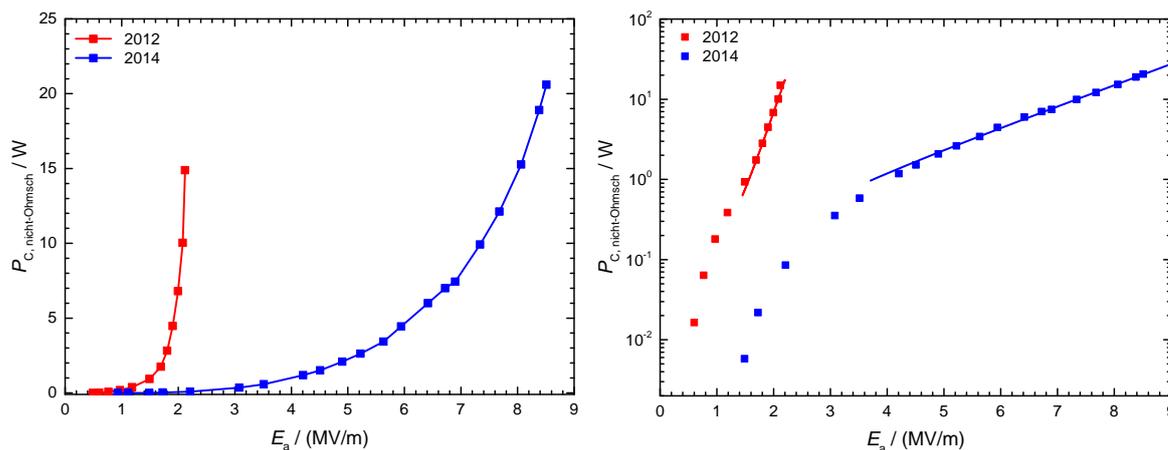


Abbildung 5.20: Exponentielles Wachstum der nicht-Ohmschen Verluste bei hohen Gradienten. *Links:* lineare Skalierung, *rechts:* logarithmisch.

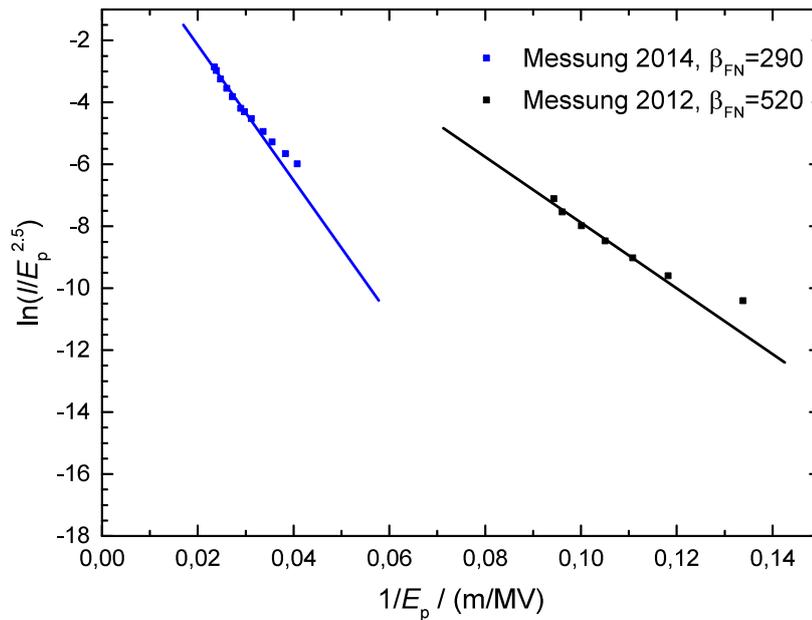


Abbildung 5.21: Fowler-Nordheim-Plot des Emitterstroms für die Messungen mit hohen Feldgradienten.



Abbildung 5.22: Bestimmung des Gradienten im gepulsten Betrieb. *Links:* Bei einer Pick-up Spannung von 2.3994 V ($\rightarrow E_a=8.54 \text{ MV/m}$) ist das Signal für 3.27 s stabil. *Rechts:* Für eine Spannung von 2.6975 V ($\rightarrow E_a=9.72 \text{ MV/m}$) kann das Feld für 88 ms aufrecht erhalten werden.

Im gepulsten Betrieb sind noch höhere Feldpegel möglich. Bei einem Gradienten von $E_a = 8.54 \text{ MV/m}$ kann das Feld bei einem HF-Puls von 4.5 s Dauer für 3.27 s gehalten werden (s. Abb. 5.22, links). Der höchste Gradient ($E_a = 9.72 \text{ MV/m}$) ist für eine Pulsdauer von 500 ms für 88 ms realisierbar, bis der Quench eintritt (s. Abb. 5.22, rechts).

5.7 Messungen im 2 K-Betrieb

Zum Abschluss der Messreihen wurde die Kavität bei einer Temperatur von 2 K betrieben. Hierzu war es notwendig, eine entsprechend dimensionierte Pumpe zu verwenden, um den Druck und damit die Temperatur im Kryostaten zu senken. Zur Abschätzung der benötigten minimalen Pumpgeschwindigkeit wurden folgende Vorüberlegungen getroffen: Die gewünschte Endtemperatur sollte 2.1 K betragen und die statischen Verluste des vertikalen Kryostaten wurden mit 1 W abgeschätzt. Bei 4.2 K liegt die latente Verdampfungswärme von ^4He bei 20.8 J/g, was einer molekularen Verdampfungswärme von 83 J/mol entspricht. Um eine Temperatur von 2.1 K bei einem Wärmeeintrag von 1 W zu erreichen, ist demnach eine Verdampfungsrate:

$$\dot{n} = \frac{1 \text{ W}}{83 \text{ J/mol}} = 1.2 \times 10^{-2} \text{ mol/s} \quad (5.6)$$

notwendig. Bei einem Heliumdampfdruck von 4 kPa bei 2.1 K muss die Pumpgeschwindigkeit an die molare Verdampfungsrate für diesen Druck angepasst sein. Für die zu verdampfende Volumenrate kann nach der Ableitung des idealen Gasgesetzes abgeschätzt werden:

$$\begin{aligned} \dot{V} &= \dot{n} RT/p = (1.2 \times 10^{-2} \text{ mol/s})(8.314 \text{ Pa m}^3 \text{ mol}^{-1} \text{ K}^{-1})(295 \text{ K}/4000 \text{ Pa}) \\ &\approx 7.4 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{s} = 7.4 \text{ l/s} = 27 \text{ m}^3/\text{h}, \end{aligned} \quad (5.7)$$

wobei R die universelle Gaskonstante und T die Gastemperatur in der Pumpe sind. Zur Verfügung stand eine Wälzkolbenpumpe in Verbindung mit einer vorgeschalteten Drehschieberpumpe (s. Abb. 5.23), welche hinter den Wärmetauscher der Heliumtransferleitung angeflanscht wurden und das abgesaugte Helium anschließend zum Kompressor führten. Das Saugvermögen der beiden verwendeten Pumpen betrug 250 m³/h (Drehschieberpumpe) bzw. 1000 m³/h (Wälzkolbenpumpe). Nach dem vorsichtigen Anpumpen mit der Vorpumpe, wurde die Wälzkolbenpumpe hinzugeschaltet, um den Vorgang weiter zu beschleunigen. In Abbildung 5.24 (links) ist der Verlauf des Heliumpegels im Kryostaten in Abhängigkeit von der erzielten Temperatur aufgetragen.

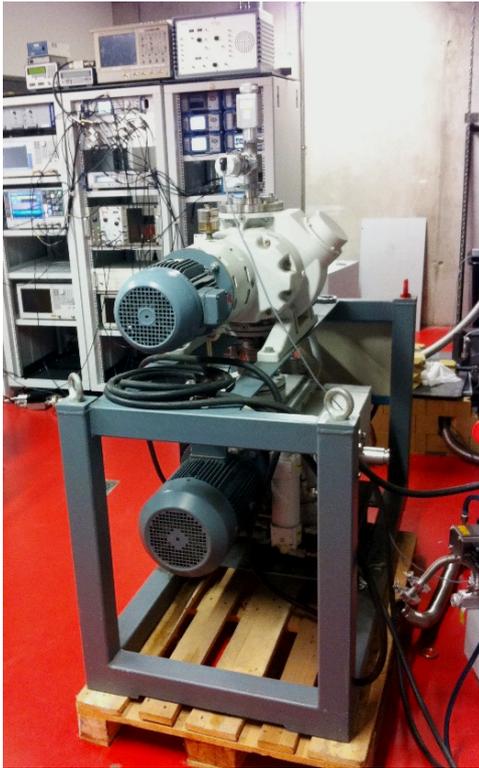


Abbildung 5.23: Ansicht der Wälzkolbenpumpe (oben) mit der vorgeschalteten Drehschieberpumpe (unten).

Die Füllhöhe verringerte sich größtenteils linear, fiel jedoch im Bereich um den λ -Punkt von Helium (2.17 K) stärker ab (Phasenübergang 2. Ordnung). Der finale Füllstand (65 %) war ausreichend, damit der Resonator noch vollständig von Helium umgeben war (die hierfür notwendige Füllhöhe lag bei 60 %). Zusätzlich konnte das Mess-System auf Konsistenz bezüglich Druck- und Temperaturpräzision überprüft werden, indem die Dampfdruckkurve von Helium aufgenommen wurde (s. Abb. 5.24, rechts). Die Messkurve verträgt sich sehr gut mit dem Verlauf aus den Literaturwerten. Schließlich wurden die Q-E-Messkurven bei 3.5 K und 2.1 K aufgenommen (Abb. 5.25, oben). Es zeigt sich, dass bei 3.5 K die Güte um $\approx 30\%$ höher liegt als bei 4.2 K und der maximal erzielbare Gradient auf 9.5 MV/m ansteigt. Die Messung bei suprafluidem Helium ($T=2.1$ K) lieferte ein Güte von 2.8×10^9 und einen Gradienten von 14.1 MV/m. Bei diesem Gradienten betragen die elektrischen Spitzenfelder 70 MV/m und die magnetischen Felder 160 mT. Die entsprechenden Spaltspannungen sind aus Abb. 5.25, mittig, zu entnehmen. Der Verlauf ist sehr homogen und fällt nur bei den Randspalten um ca. 30 % vom Maximalwert ab.

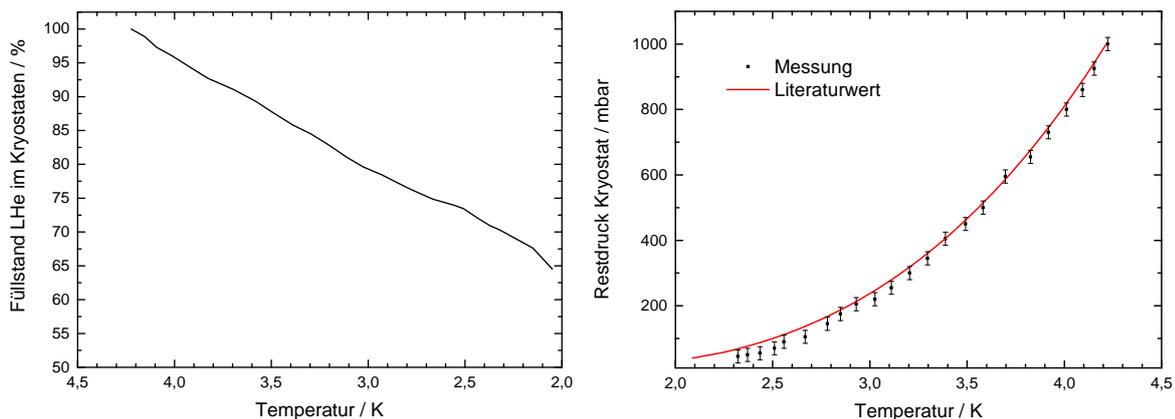


Abbildung 5.24: Links: Verlauf des LHe-Spiegels im Kryostaten während des Abpumpvorgangs. Rechts: Dampfdruckkurve von Helium.

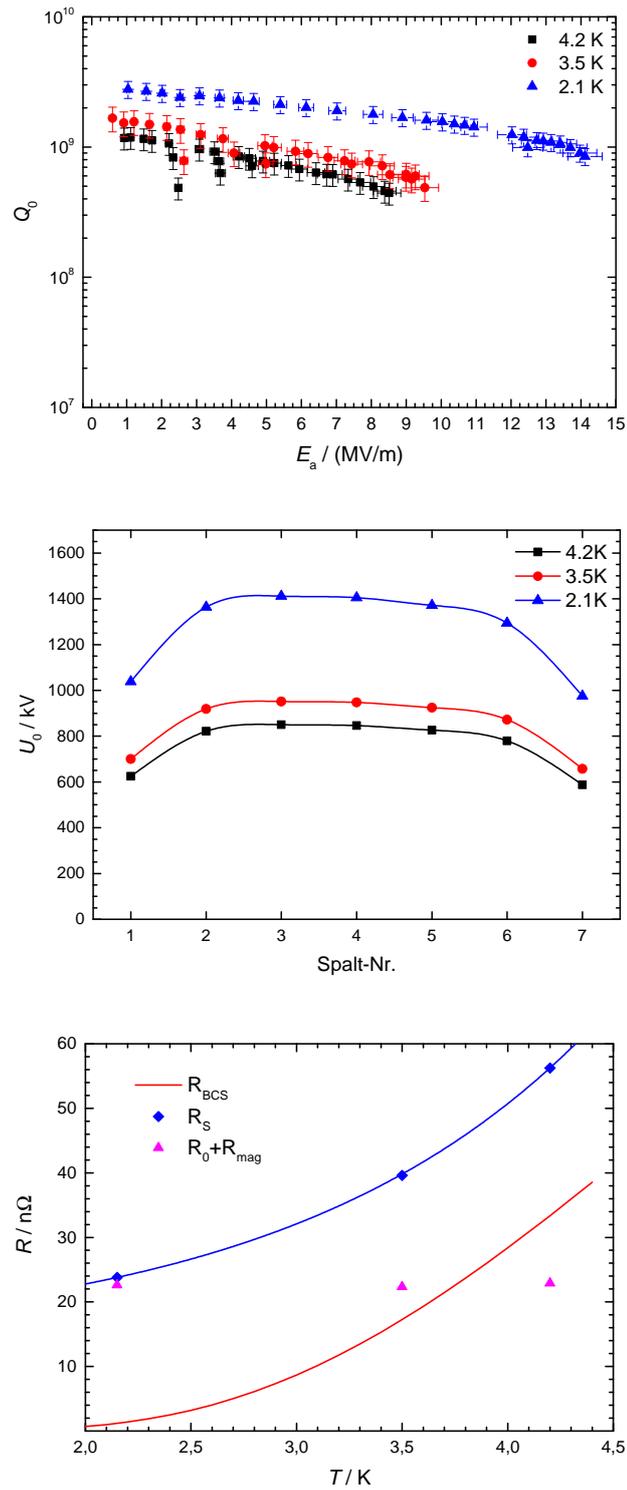


Abbildung 5.25: Q-E-Kurven (oben), Spaltspannungsverlauf (mittig) und Oberflächen-/ Restwiderstand (unten) für drei gemessene Temperaturen.

Der Oberflächenwiderstand bei den einzelnen Temperaturen ist in 5.25, unten, zusammen mit dem theoretischen BCS-Widerstand abgebildet. Aus der Differenz der beiden Werte folgt für den Restwiderstand $R_0 = 23 \text{ n}\Omega$. Der magnetische Anteil daran beträgt $2 \text{ n}\Omega$ bei einer magnetischen Flussdichte von $1.2 \text{ }\mu\text{T}$ im Kryostaten. Mit einer erneuten Oberflächenpräparation ist eine weitere Verringerung des Restwiderstands zu erwarten.

5.8 Messung der Röntgenstrahlungsdosis mit Thermolumineszenzdosimetern

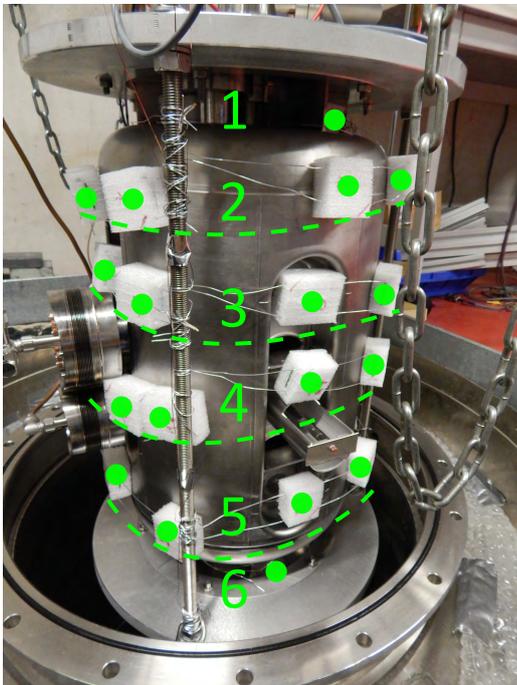


Abbildung 5.26: Bestückung der CH-Struktur mit Thermolumineszenzdosimetern.

Zur Detektierung der Feldemission bei hohen Feldern wurden 40 Thermolumineszenzdosimetermodule (TLD) schaumstoffummantelt an der Kavität verteilt, um die räumliche Verteilung des Röntgenspektrums zu messen (s. Abb. 5.26). Die TLD wurden dabei in vier Reihen á acht Dosimetern an der Mantelfläche sowie je vier Module zwischen Tankdeckeln und Heliummantelscheiben angebracht. Ein Modul besteht hierbei aus einem dünnen, rechteckigen Aluminiumträger, in dem je vier Lithiumfluorid-Plättchen eingefasst sind. Thermolumineszenzdetektoren gehören zur Kategorie der Festkörperdetektoren [Krieger, 2011]. Sie setzen sich zusammen aus einer Kristallstruktur (häufig verwendete Materialien: LiF , CaSO_4 , BeO , CaF_2 , Al_2O_3 oder $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$) und einer Dotierung (Mangan, Magnesium, Titan u.ä.), welche zur Erzeugung von Fehlstellen dient. Trifft ionisierende Strahlung auf den Kristall, so setzt die übertragene Energie Elektronen aus dem Valenzband frei, welche in langlebigen, metastabilen Zuständen durch die Fehlstellen, die als Elektronenfallen fungieren, gespeichert werden (s. Abb. 5.27). Durch Wärme-

einwirkung kann diese Energie in Form von sichtbarem Licht wiedergewonnen und

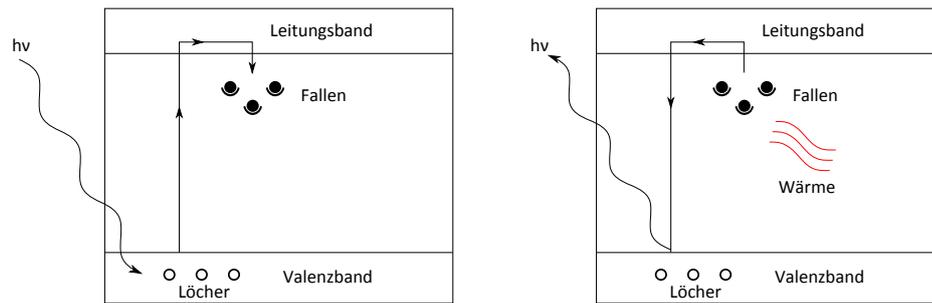


Abbildung 5.27: Schematische Darstellung des Thermolumineszenzvorgangs.

über einen Photomultiplier in Diagnosegeräten ausgelesen werden. Die kumulierte Bestrahlungszeit der TLD-Module betrug ca. 10 Stunden. Über diesen Zeitraum belief sich die höchste, integrale Strahlungsdosis auf 160 mSv (s. Abb. 5.28) und wurde im unteren Bereich des Resonators gemessen. Nach oben hin nahm die Strahlungsdosis ab, so dass auf eine Feldemitterposition im unteren Tankdeckelbereich geschlossen werden kann. Insgesamt ist die Strahlungsdosis unter Bezugnahme auf den bisherigen 360 MHz CH-Prototypen jedoch sehr gering. Zum Vergleich wurden dort Strahlungsdosen von 13 Sievert trotz sorgfältiger Oberflächenbehandlung innerhalb weniger Stunden gemessen [Podlech, 2008].

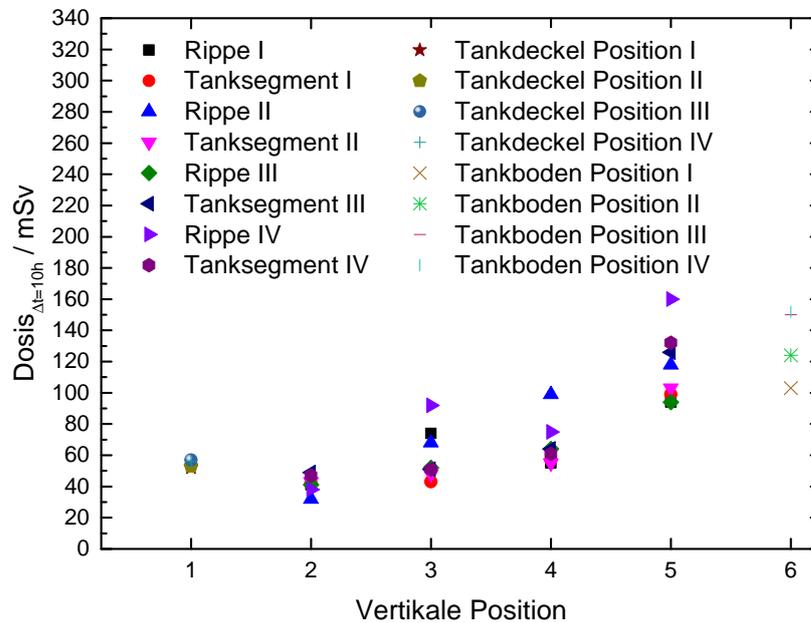


Abbildung 5.28: Strahlungsdosis der einzelnen TLD nach 10 h Betrieb mit hohem Feldpegel (Vertikale Positionen gemäß Abb. 5.26).

6 Vorgehensweise zum Erreichen der Zielfrequenz

Das Erreichen der Zielfrequenz während des Herstellungsprozesses der supraleitenden 325 MHz CH-Kavität war eine der zentralen Anforderungen bei diesem Projekt, um einen späteren Test mit Strahl zu gewährleisten. Die folgende Vorgehensweise beschreibt den sequenziellen Zusammenbau der einzelnen Komponenten sowie die notwendige Abfolge von Zwischenmessungen und die daraus resultierenden Maßnahmen. Die aufgeführten Schritte sollen zu unterschiedlichen Produktionszeitpunkten Aufschluss darüber geben, was zum sicheren Erreichen der Zielfrequenz während des Herstellungsprozesses zu beachten ist.

Ausgangslage

Der Zylindermantel ist bis auf alle statischen Tuner fertig verschweißt und die beiden Enddeckel liegen mit 6 mm Aufmaß vor. Die dynamischen Balgtuner müssen gerade gestellt und für einen späteren Drucktest fixiert werden. Die Zielfrequenz soll für genannte Geometrie gemäß Simulation bei 327.5 MHz liegen.

1. Schritt

Ausgehend hiervon werden Frequenz- und Störkörpermessungen mit aufgesteckten Enddeckeln sowie provisorischen, statischen Tunern, welche in der Höhe variabel verstellbar sind, durchgeführt.

Erwarteter Effekt

Das Abdrehen der Enddeckel um das volle Aufmaß sollte eine Frequenzerniedrigung von ≈ 0.6 MHz bewirken, während der Tunerhub bei 45 mm Auslenkung aller Tuner ca. -3.4 MHz betragen sollte.

Maßnahmen

Zwei der statischen Tuner werden mit den aus den Messungen ermittelten Höhen eingeschweißt. Die Tankdeckel werden um das ermittelte Maß abgedreht und mit dem Zylindermantel verschweißt.

2. Schritt Die Drucksensitivität des Resonators wird bestimmt, indem die verbliebenen offenen Tunerlöcher abgedichtet werden und der Tank evakuiert wird.

Erwarteter Effekt

Der Einfluss der Druckvariation sollte gemäß Simulation ca. 80 Hz/mbar betragen; zusätzlich verringert sich die relative Permittivität ϵ_r durch das Abpumpen der Luft aus der Kavität, was ein weiteres Absenken der Resonanzfrequenz von etwa 100 kHz zur Folge hat.

Maßnahmen

Der dritte statische Tuner wird in der Höhe festgelegt und verschweißt. Es erfolgt eine leichte BCP-Behandlung (50 μm).

3. Schritt Die Frequenz nach der BCP-Behandlung wird bestimmt und ein provisorischer Kalttest mit flüssigem Stickstoff wird durchgeführt. Hierbei wird das letzte, verbliebene Tunerloch abgedichtet und die Frequenz gegen die Temperatur aufgezeichnet.

Erwarteter Effekt

Durch die isotrope Längenkontraktion von Niob ($\Delta L/L = 1.3\text{‰}$ bei 77 K) verringert sich das Volumen des Resonators, so dass eine Frequenzerhöhung von ≈ 425 kHz erwartet wird bei einer Zieltemperatur von 77 K.

Maßnahmen

Der letzte, verbleibende Tuner wird eingeschweißt und eine leichte BCP (25 μm) durchgeführt. Die abschließenden Kalttests bei 4 K sollen eine finale Frequenz ergeben, welche innerhalb des Tuningbereiches der dynamischen Tuner liegt.

Beim realen Prozess ergaben sich leichte Abweichungen von den erwarteten Werten (s. Abb. 6.1). Die erste, gemessene Frequenz lag ca. 1.4 MHz (entspricht 4‰) niedriger als simuliert, was durch den komplexen Fertigungsprozess des Zylindertanks, insbesondere der Mantelsegmente, und der daraus resultierenden, vergrößerten Toleranz zu erklären ist. Weiterhin sind die Effekte durch die chemische Oberflächenbehandlung nur sehr schwer vorauszusehen oder gar zu reproduzieren bei einem derart vielschichtigen Innenleben der Kavität. Durch das nachträgliche Heraustrennen und Ersetzen von zwei statischen Tunern konnte letztlich eine Frequenz von 325.4 MHz erreicht werden, was durch die dynamischen Tuner kompensiert werden kann.

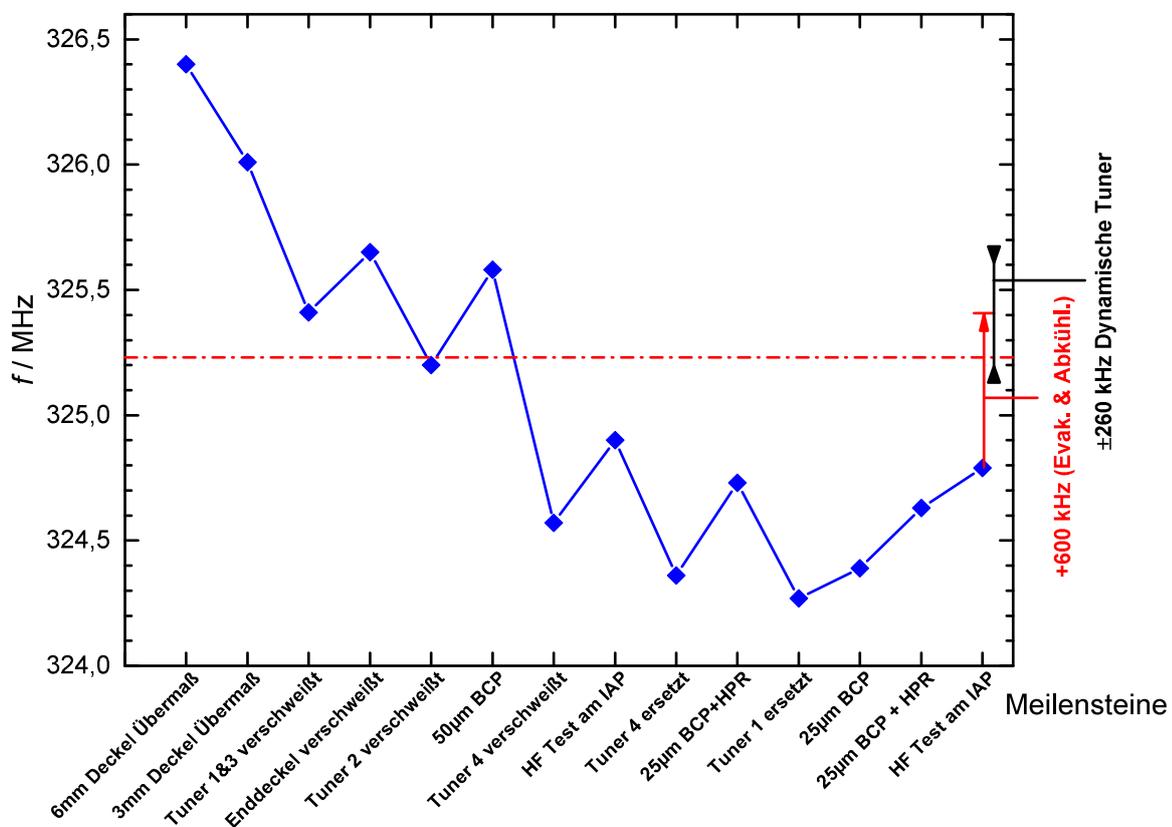


Abbildung 6.1: Meilensteine beim Fertigungsprozess.

7 Ausarbeitung eines Leistungskopplers

Für zukünftige Leistungs- und Strahltests ist ein Leistungskoppler notwendig, der den thermischen Belastungen, verursacht durch die Hochfrequenz, standhält. Der Koppler muss Leistungen von 40 kW bei 1 % Tastverhältnis vom Verstärker an den Resonator übertragen. Am Fermi National Laboratory, USA, wurde bereits für das ehemalige Project X [Holmes, 2010] ein Leistungskoppler (Abb.7.1) für die dort vorgesehenen Spoke-Kavitäten entwickelt, gebaut und erfolgreich mit 700 kW gepulst bzw. 3.3 kW cw getestet [Kazakov, Nicol & Khabiboulline, 2011]. Da die Grundparameter hierfür

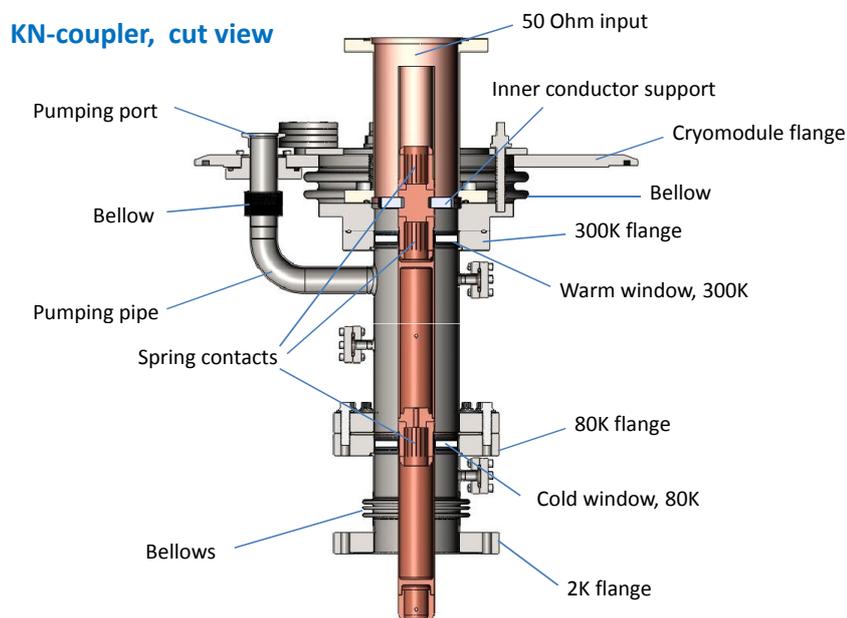


Abbildung 7.1: Layout des Fermilab Kopplers für Project X [Kazakov, 2011].

den Anforderungen am UNILAC sehr ähneln, wurden, basierend auf diesem Design, die HF-Eigenschaften des Kopplers für die CH-Struktur angepasst. Nach der Fertigstellung des Kopplers durch die Firma Omley¹ befindet sich derzeit am IAP ein Kopplermesstand im Aufbau, um die Komponenten mit Leistung in Reflexion und Transmission zu testen und zu konditionieren.

7.1 Designkriterien für die Fenster eines Leistungskopplers

Beim Layout eines Leistungskopplers muss ein besonderes Augenmerk den HF-Fenstern gewidmet werden. Diese bestehen meistens aus einer Aluminiumoxid-Keramik (Al_2O_3 , $\epsilon_r = 9-10$) und müssen einen möglichst kleinen Verlustwinkel ($\tan(\delta) \approx 2 \times 10^{-4}$) aufweisen, damit die Leistungsdeposition in der empfindlichen Keramik möglichst gering ausfällt. Zudem muss die Position so gewählt werden, dass Reflexionen und Multipacting minimal werden. Aus technischer Sicht stellt hierbei die Verlotung der Keramik mit dem Innen- und Außenleiter eine große Herausforderung dar, denn der Verbund muss beim Vakuumlöten im Hochofen Temperaturdifferenzen von mehreren hundert Grad Celsius bei unterschiedlichen Ausdehnungskoeffizienten aushalten. Als mechanischer Puffer zwischen den drei Komponenten wird jeweils ein Ring bestehend aus einer Nickellegierung angebracht, um je 0.5 mm Flexibilität zwischen den Bauteilen zu gewährleisten. Für einen sicheren Betrieb und zur einfacheren Montage wählt man ein warmes und ein kaltes Fenster, um beim Ausfall eines Fensters die Kavität nicht zu belüften und zu kontaminieren. Auf der anderen Seite erhöht sich der Designaufwand sowie das Risiko für Multipacting mit jedem zusätzlichen Fenster. Zudem ist eine Kühlung des Innenleiters bedingt durch die Steckverbindungen bei modularer Bauweise technisch herausfordernd. Eine Auslegung mit nur einem Fenster bietet neben der Materialersparnis den Vorteil, dass ein durchgängiger Innenleiter verwendet werden kann, welcher über Flüssig- oder Luftkühlung temperierbar ist. Die Nachteile bestehen hierin aber im erhöhten Ausfallrisiko des Kopplers beim Bruch des Fensters sowie in der unflexiblen Montage des Kopplers, der im Wesentlichen nur aus einer Komponente besteht. Im vorliegenden Fall wurde auf ein Zwei-Fenster-Design zurückgegriffen. Hierbei ist der Bereich zwischen den Fenstern zusätzlich evakuierbar und an mehreren Stellen können Langmuirsonden zur Multipactingdetektion eingesetzt werden.

¹Omley Industries, Inc.: www.omley.com

7.2 Simulationen zur Kopplergeometrie

Die Simulationen der Kopplereigenschaften erfolgten über den Frequency Domain Solver von CST. Betrachtet wurde zunächst ein Koaxialleiterabschnitt mit konstantem Innen- und Außenleiterdurchmesser. Die beiden 6 mm dicken Keramikfenster wurden in variablen Abständen d positioniert (Abb. 7.2, links) mit dem Ziel, ein Reflexionsminimum im Koppler bei 325 MHz zu erhalten. Durch eine Vergrößerung des

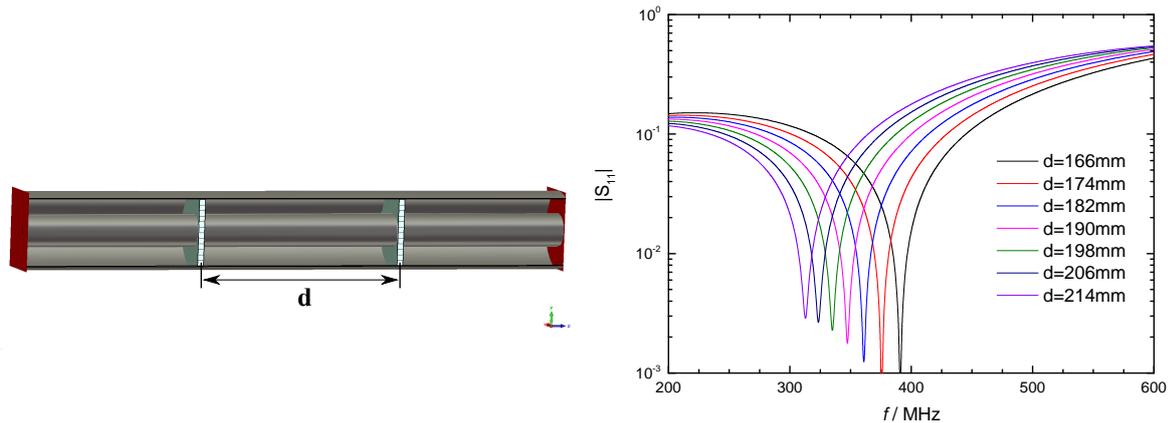


Abbildung 7.2: Variation der Fensterabstände zur Reflexionsminimierung.

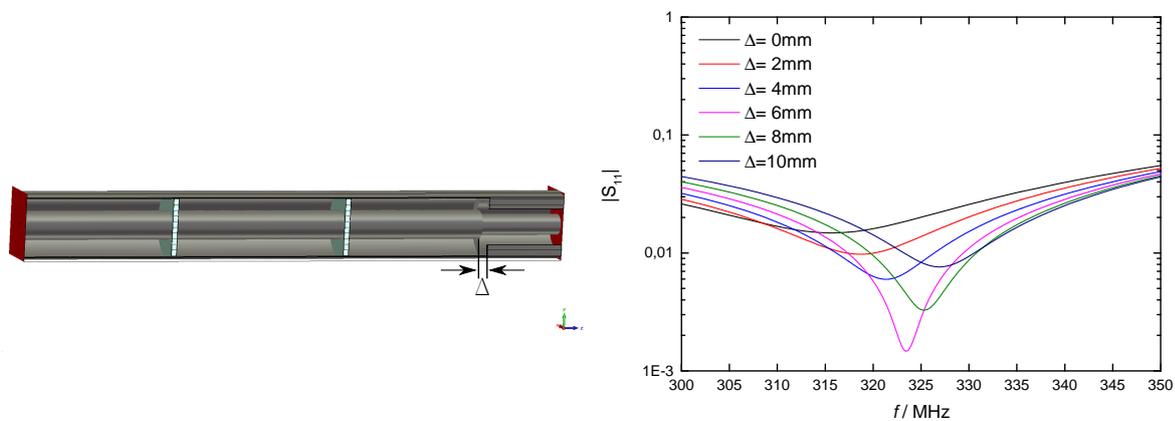


Abbildung 7.3: Verschiebung der Innenleiterstufe zur Anpassung an den verringerten Querschnitt.

Abstandes verschiebt sich das Minimum der Reflexion zu niedrigeren Frequenzen (s. Abb. 7.2, rechts). Bei einem Fenstermittenabstand von 206 mm beträgt der Reflexionsanteil $\approx 3\%$. Da der große Querschnitt des Kopplers aufgrund von Leistungs- und Multipactingbetrachtungen aus dem Fermilab-Design übernommen wurde, muss

vor dem Einkoppelflansch des Resonators eine Querschnittsverjüngung von $3\ 1/8''$ auf die DESY-Norm stattfinden. Skaliert man die Verjüngung analog auf den Innenleiter herunter, so entsteht durch die Stufe eine parasitäre Kapazität, welche durch einen Versatz Δ der Innenleiterstufe ausgeglichen werden kann [Meinke & Gundlach, 1968]. Abbildung 7.3 gibt das Reflexionsverhalten des Kopplers bei Variation der Innenleiterstufe von 0 mm bis 10 mm wieder. Bei einem Versatz von $\Delta = 6$ mm wird dabei ein Minimum erreicht. Die dazugehörigen Feldverteilungen für eine eingekoppelte Leistung von 0.5 W sind in Abb. 7.4 dargestellt. Analog kann der Wert für den Versatz in

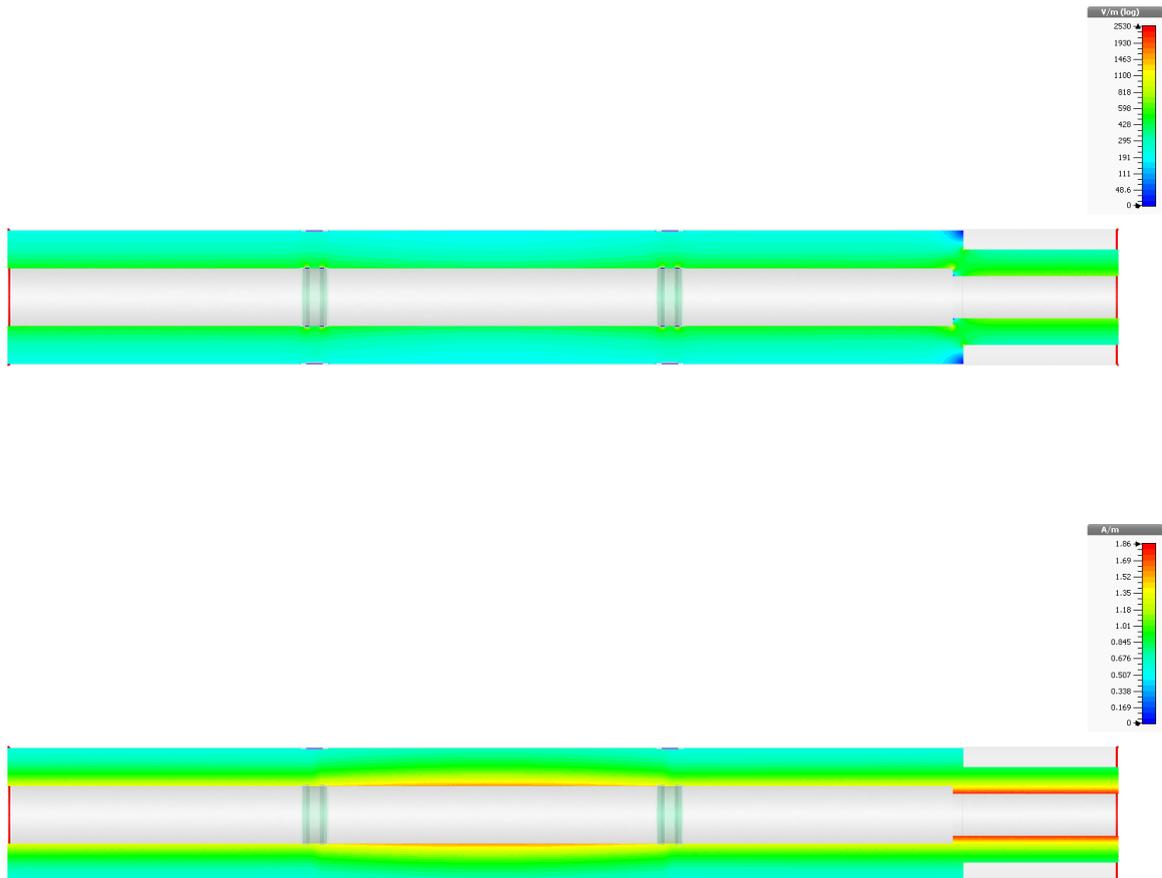


Abbildung 7.4: Elektrisches (oben) und magnetisches (unten) Feld innerhalb des Kopplerabschnitts.

guter Näherung auch über empirische Datensätze für unterschiedliche Stufensprünge bei konstanter Impedanz gewonnen werden (s. Abb. 7.5). Das Verhältnis der beiden

Außendurchmesser beträgt in betrachtetem Fall $D_2/D_1 = 1.37$, was einer Proportion von $\Delta/D_2 = 0.076$ entspricht. Bei einem Außendurchmesser $D_2 = 76.9$ mm ergibt sich somit ein Innenleiterversatz $\Delta = 5.9$ mm, um die Reflexion zu minimieren. Die so gewonnenen Geometriedaten wurden anschließend in Konstruktionszeichnungen umgesetzt und die gefertigten Subkomponenten des Kopplers sind in Abb. 7.6 dargestellt. Die Baugruppe des warmen Fensters verfügt über einen Pumpflansch sowie zwei Diagnoseports für Langmuirsonden bzw. Druckmessköpfe, das kalte Fenster über einen Diagnoseflansch und einen Innenleiter, der per Innengewinde verlängerbar ist, um die Ankopplung zu verändern.

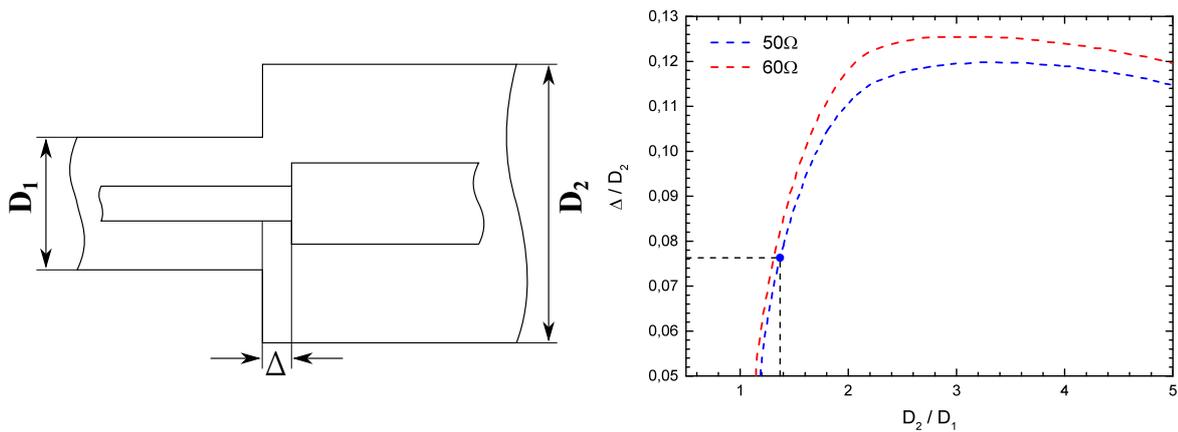


Abbildung 7.5: Anpassung des Innenleiterversatzes für eine reflexionsfreie Stufe (angelehnt an [Meinke & Gundlach, 1968]).



Abbildung 7.6: Bilder der produzierten Kopplerteile. Im Vordergrund: Warmes Fenster mit Pumpflansch und zwei Diagnoseflanschen. Im Hintergrund: Kaltes Fenster mit Diagnoseflansch und verlängerbarem Innenleiter (Eigentum Omley Industries, Inc.).

8 Vergleich supraleitender Niederenergiestrukturen

An vielen internationalen Laboren wird seit den 1980er Jahren an Niederenergiestrukturen unterschiedlicher Geometrien geforscht. Da in diesem Segment noch keine Kavität eine dominierende Rolle einnimmt, gibt es in diesem Bereich verschiedene Ansätze. Im Folgenden sollen die wichtigsten Entwicklungen und Geometrien der letzten Jahre vorgestellt und miteinander verglichen werden.

Die erste Struktur, die solide im Strahlbetrieb lief und auch heute noch zum Einsatz kommt, ist der Viertel-Wellen-Resonator / Quarter-Wave-Resonator (QWR). Ein QWR besteht aus einem zylindrischen, abgeschlossenen Hohlraum mit einem Innenleiter auf der Zylinderachse. Der Innenleiter besitzt die Länge gemäß einem Viertel

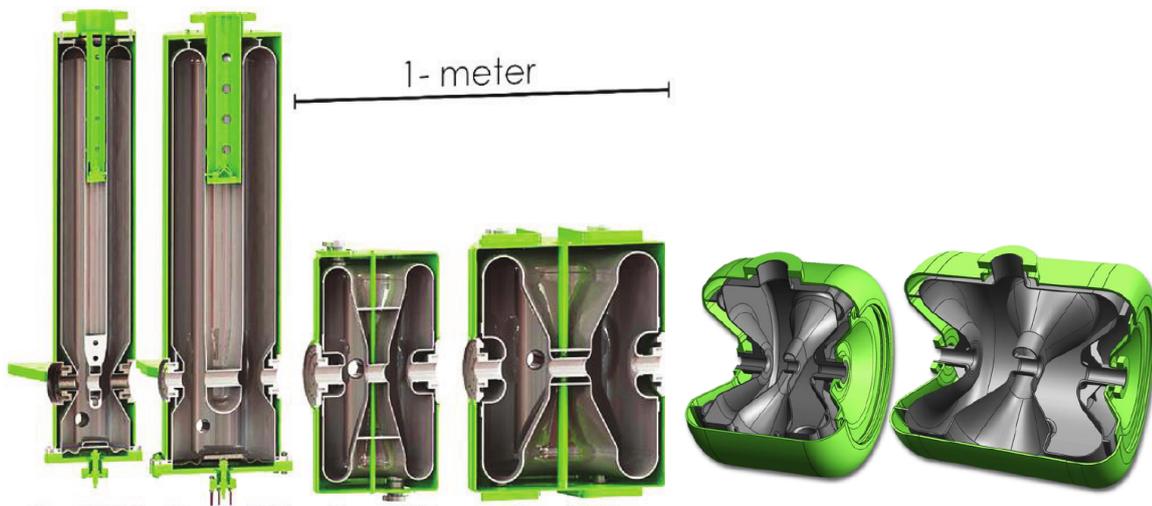


Abbildung 8.1: Die drei weiteren Geometriearten neben der CH-Struktur im Nieder-/Mittelennergiebereich. *Links/ Mitte:* Je zwei QWR und HWR mit unterschiedlichem β der Michigan State University für das FRIB Projekt (Eigentum MSU). *Rechts:* Spoke-Kavitäten des Fermilabs für PXIE (Eigentum Fermilab).

der verwendeten Wellenlänge und eine Driftröhre am unteren Ende des Innenleiters,

welche mit dem Eingangs- und Ausgangsflansch die Strahlachse bildet (s. Abb. 8.1, links). Die verwendete Mode ist eine Transversal-Elektro-Magnetische Mode (TEM), so dass sich elektrische und magnetische Felder stets senkrecht zur Zylinderachse befinden analog zu einer Koaxialleitergeometrie. Schließt man den Innenleiter mit dem zweiten Deckel kurz, ergibt sich ein Halb-Wellen-Resonator / Half-Wave-Resonator (HWR). Entsprechend folgt hier für die Länge des Innenleiters die halbe Wellenlänge der verwendeten Mode (s. Abb. 8.1, Mitte). Ebenso handelt es sich hier auch um eine TEM-Mode, in welcher der Resonator betrieben wird. Dreht man bei einem HWR den Innenleiter, so dass die Strahlachse der Zylinderachse entspricht, erhält man die Spoke-Resonatorgeometrie (s. Abb. 8.1, rechts). QWR, HWR und Spoke kommen hauptsächlich mit zwei Beschleunigungszellen vor. Gelegentlich werden auch Double- und Triple-Spokes mit 3 respektive 4 Zellen gebaut. Diese Varianten stehen im Hinblick auf Geometrie und verwendeter Mode (H_{21} -Mode) in Konkurrenz zur CH-Struktur, wobei die bisher getesteten CH-Strukturen mit 19 bzw. 7 Zellen die höchste Anzahl an Beschleunigungsspalten aller Niederenergiestrukturen aufweisen. Für den Vergleich wurden insgesamt 31 Resonatoren, die in den vergangenen 15 Jahren entwickelt und getestet wurden, ausgewählt und deren oberflächenwiderstandsunabhängige Parameter gegenübergestellt:

- Frequenz
- Geometriefaktor
- E_p/E_a
- B_p/E_a
- E_p (gemessen)
- B_p (gemessen)
- E_a (gemessen)
- U_a (gemessen)

Die gemessenen Werte beziehen sich größtenteils auf Tests bei 2 K. Sofern keine Messdaten vorlagen, wurde der Designwert des Gradienten als Grundlage verwendet. Für die effektive Länge wurde die $\beta\lambda$ -Definition gemäß Gl. 2.25 herangezogen. In Abbildung 8.2 (links) sind die Frequenzen der jeweiligen Kavitäten gegen die Teilchengeschwindigkeit aufgetragen. Es ist erkennbar, dass die Frequenz mit wachsendem β ansteigt. QWR arbeiten meist um die 100 MHz herum bei einem $\beta \leq 0.1$. Daher

erfolgt dann möglichst schnell ein Frequenzsprung und der Wechsel auf einen HWR oder Spoke, da diese kompakter und mechanisch stabiler konstruiert werden können. Beim Geometriefaktor (Abb. 8.2, rechts) wird deutlich, dass sich mit anwachsender Teilchengeschwindigkeit das Verhältnis aus Feldvolumen zu Oberflächenströmen verbessert, da sich die Geometrien vereinfachen. Beim Betrachten der Spitzenfeldverhält-

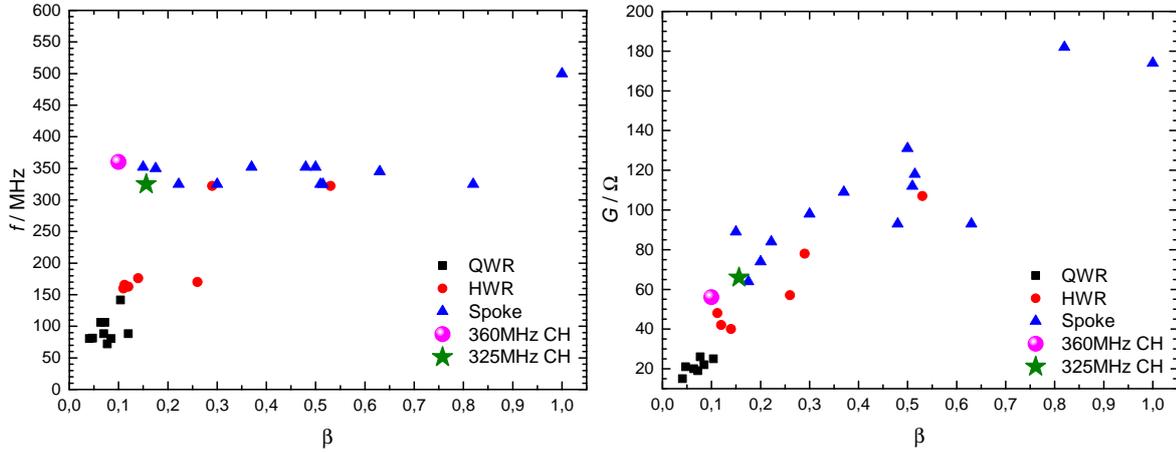


Abbildung 8.2: Frequenzen (links) und Geometriefaktoren (rechts) der verschiedenen Strukturen als Funktion von β .

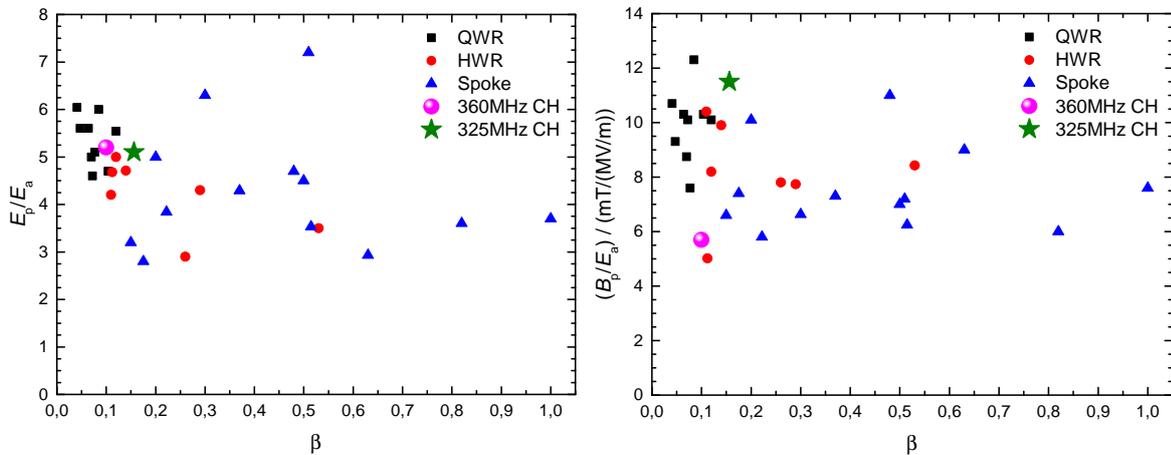


Abbildung 8.3: Elektrische (links) und magnetische (rechts) Spitzenfeldverhältnisse als Funktion von β .

nisse (Abb. 8.3) reihen sich CH-Strukturen im Falle von E_p/E_a im soliden Mittelfeld ein. Die Verwendung von Driftröhren verhindert hier ein besseres Abschneiden, wie es z.B. bei Spoke-Resonatoren gegeben ist. Beim B_p/E_a -Verhältnis bewirkt der Einsatz von schrägen Stützen in der 325 MHz Struktur einen hohen Wert im Bereich

von Viertel-Wellen-Resonatoren. Im Gegenzug erkaufte man sich dafür Kompaktheit, was ein Verhältnis der Beschleunigungsspaltlängen zu gesamter, realer Tanklänge von $\approx 40\%$ ermöglicht. Üblicherweise bewegen sich Niederenergiestrukturen im Bereich 25-30%.

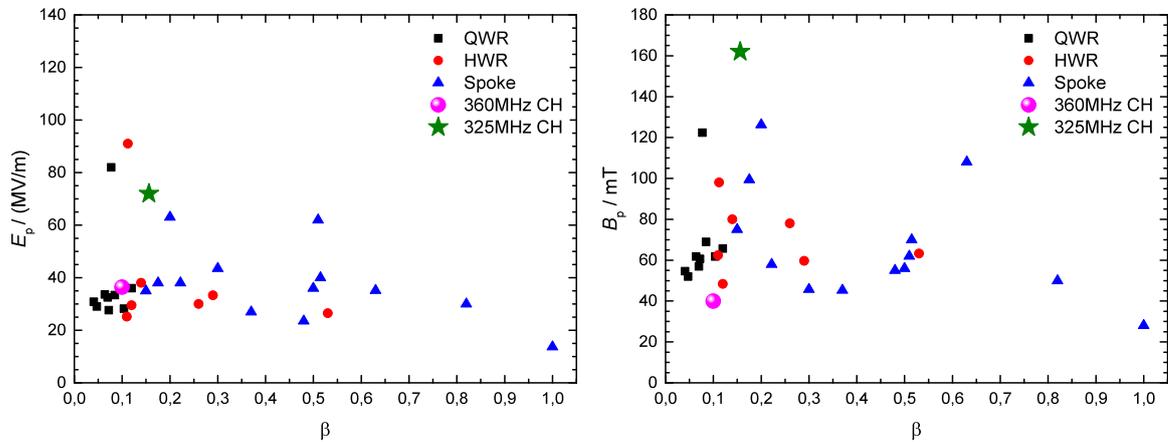


Abbildung 8.4: Gemessene elektrische (links) und magnetische (rechts) Spitzenfelder als Funktion von β .

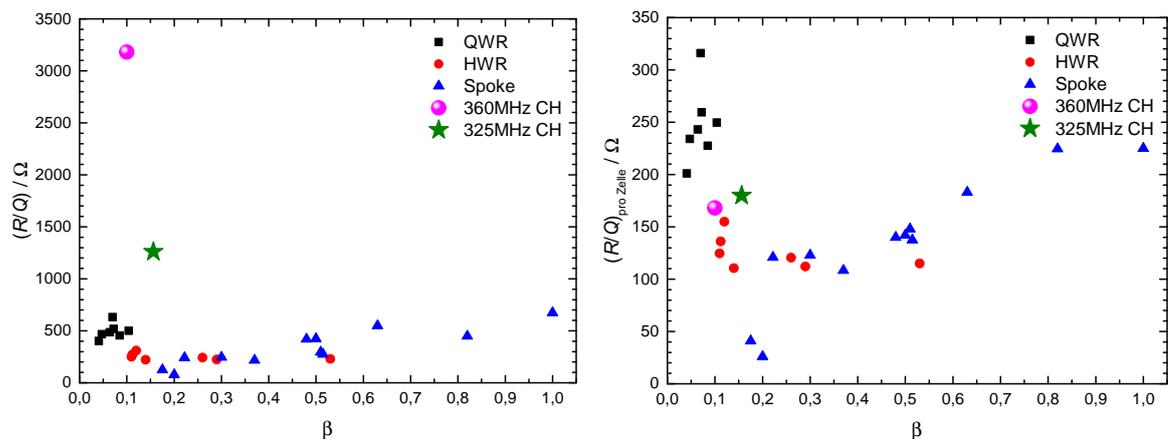


Abbildung 8.5: R/Q-Werte bezogen auf die effektive Länge (links) und pro Zelle (rechts).

Die maximalen elektrischen Felder E_p , die in den Kavitäten herrschen, bewegen sich im Bereich 25-40 MV/m (Abb. 8.4, links). In der 325 MHz CH-Struktur konnten 72 MV/m bei nur geringfügiger Feldemission erzielt werden. Bezüglich der Spitzenmagnetfelder erreichte der 325 MHz CH-Resonator aufgrund des hohen B_p/E_a -Verhältnisses in Kombination mit dem hohen Feldgradienten 162 mT und damit ein Niveau knapp unterhalb der kritischen magnetischen Flussdichte von Niob, was eine Limitierung durch einen

thermischen Quench bei hohen Feldern zur Folge hat. Andere Strukturen bewegen sich

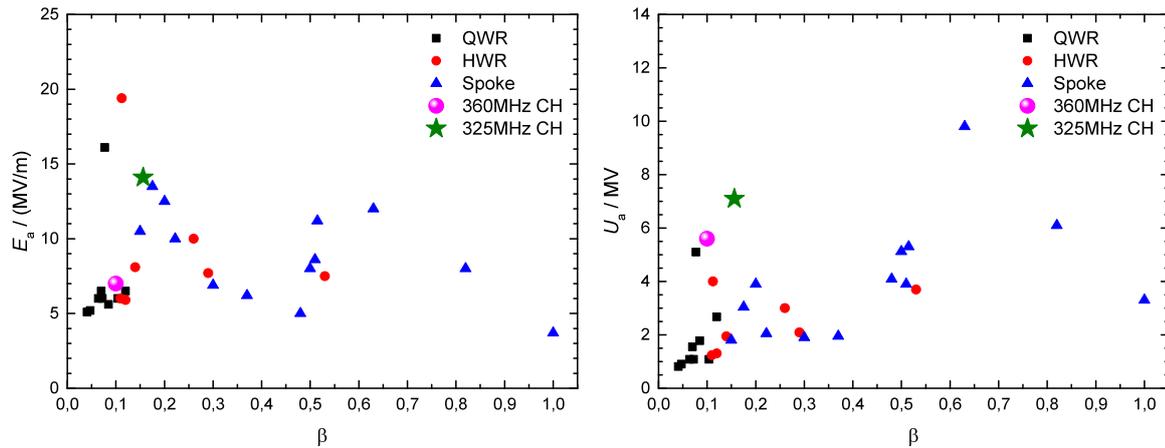


Abbildung 8.6: Gemessene Feldgradienten (links) und Beschleunigungsspannungen (rechts) im cw-Betrieb.

im Bereich 40-100 mT. Die geometrische Shuntimpedanz R/Q fällt bei CH-Strukturen aufgrund der Zellenanzahl und der Verwendung von Driftröhren deutlich höher aus als bei anderen vergleichbaren Niederenergiestrukturen (Abb. 8.5, links). Auch bei einer Normierung auf eine Zelle liegt der Wert höher als bei allen HWR und Spokes bis zu einem β von 0.5 (Abb. 8.5, rechts). Der erzielte Gradient von 14.1 MV/m bei 2K stellt einen der höchsten je erzielten Werte für diesen Energiebereich dar und den höchsten verglichen mit Spokeresonatoren (Abb. 8.6, links). Noch deutlicher zeigt sich der Vorteil von einer vielzelligen Struktur beim Betrachten der Beschleunigungsspannung (Abb. 8.6, rechts). Im Energiebereich bis $\beta = 0.4$ liegt die erzielte Spannung der 325 MHz CH-Struktur um den Faktor 2-3 höher als der Durchschnitt von HWR und Spoke-Resonatoren.

β	f (MHz)	Typ	Labor	Referenz
0.041	80.5	QWR	MSU Michigan	[Leitner et al., 2013]
0.047	81.25	QWR	IBS Daejeon	[Kim et al., 2014]
0.064	106.1	QWR	TRIUMF Vancouver	[Laxdal et al., 2005]
0.07	88	QWR	CEA Saclay	[Bernaudin et al., 2005]
0.072	106.1	QWR	TRIUMF Vancouver	[Laxdal et al., 2005]
0.077	72	QWR	ANL Argonne	[Kelly et al., 2013]
0.085	80.5	QWR	MSU Michigan	[Leitner et al., 2013]
0.1	360	19-zellige CH	IAP Frankfurt	[Podlech et al., 2007]
0.104	141.4	QWR	TRIUMF Vancouver	[Laxdal et al., 2009]
0.11	160	HWR	FZJ Jülich	[Stassen et al., 2004]
0.112	162.5	HWR	FNAL Batavia	[Conway et al., 2014]
0.12	88	QWR	IPN Orsay	[Junquera et al., 2004]
0.12	162.5	HWR	IBS Daejeon	[Kim et al., 2014]
0.14	176	HWR	IPN Orsay	[Biarrotte et al., 2003]
0.15	352	Single-Spoke	IPN Orsay	[Olry et al., 2005]
0.156	325	7-zellige CH	IAP Frankfurt	[Busch et al., 2014]
0.175	350	Double-Spoke	LANL Los Alamos	[Tajima et al., 2003]
0.2	760	Triple-Spoke	FZJ Jülich	[Zaplantin et al., 2008]
0.222	325	Single-Spoke	FNAL Batavia	[Ristori et al., 2013]
0.26	170	HWR	ANL Argonne	[Kelly et al., 2004]
0.29	322	HWR	MSU	[Leitner et al., 2013]
0.3	325	Single-Spoke	IBS Daejeon	[Kim et al., 2014]
0.37	352	Single-Spoke	IPN Orsay	[Saugnac et al., 2014]
0.48	352	Triple-Spoke	FZJ Jülich	[Zaplantin et al., 2009]
0.5	352	Double-Spoke	IPN Orsay	[Duchesne et al., 2013]
0.51	325	Single-Spoke	IBS Daejeon	[Kim et al., 2014]
0.515	325	Single-Spoke	FNAL Batavia	[Ristori et al., 2013]
0.53	322	HWR	MSU Michigan	[Leitner et al., 2013]
0.63	345	Triple-Spoke	ANL Argonne	[Shepard et al., 2005]
0.82	325	Single-Spoke	ODU Norfolk	[Hopper et al., 2014]
1	500	Double-Spoke	ODU Norfolk	[Park et al., 2014]

Tabelle 8.1: Auflistung der untersuchten Resonatoren.

9 Zusammenfassung und Ausblick

Die vorliegende Arbeit handelt von der Entwicklung, dem Bau, den Zwischenmessungen sowie den abschließenden Tests unter kryogenen Bedingungen einer neuartigen, supraleitenden CH-Struktur für Strahlbetrieb mit hoher Strahllast. Diese Struktur setzt das Konzept des erfolgreich getesteten 19-zelligen 360 MHz CH-Prototypen fort, der einen weltweiten Spitzenwert in Bezug auf Beschleunigungsspannung im Niederenergiesegment erreichte, jedoch wurden einige Aspekte weiterentwickelt bzw. den neuen Rahmenbedingungen angepasst. Bei dem neuen Resonator wurde der Schwerpunkt auf ein kompaktes Design, effektives Tuning, leichte Präparationsmöglichkeiten und auf den Einsatz eines Leistungskopplers für Strahlbetrieb gelegt. Die Resonatorgeometrie besteht aus sieben Beschleunigungszellen, wird bei 325 MHz betrieben und das Geschwindigkeitsprofil ist auf eine Teilcheneingangsenergie von 11.4 MeV/u ausgelegt. Veränderungen liegen in der um 90° gedrehten Stützengeometrie vor, um Platz für Tuner und Kopplerflansche zu gewährleisten, und in der Verwendung von schrägen Stützen am Resonatorein- und ausgang zur Verkürzung der Tanklänge und Erzielung eines flachen Feldverlaufs. Weiterhin wurden pro Tankdeckel zwei zusätzliche Spülflansche für die chemische Präparation sowie für die Hochdruckspüle mit hochreinem Wasser hinzugefügt. Das Tuning der Kavität erfolgt über einen neuartigen Ansatz, indem zwei bewegliche Balgtuner in das Resonatorvolumen eingebracht werden und extern über eine Tunerstange ausgelenkt werden können. Der Antrieb der Stange soll im späteren Betrieb wahlweise über einen Schrittmotor oder einen Piezoaktor stattfinden. Für ein langsames/ statisches Tuning kann der Schrittmotor den Tuner im Bereich ± 1 mm auslenken, um größeren Frequenzabweichungen in der Größenordnung 100 kHz nach dem Abkühlen entgegenzuwirken. Das schnelle Tuning im niedrigen kHz-Bereich wird von einem Piezoaktor übernommen, welcher den Balg um einige μm bewegen kann, um Microphonics oder Lorentz-Force-Detuning zu kompensieren. Der Resonator wird von einem aus Titan bestehendem Heliummantel umgeben, wodurch ein geschlossener Heliumkreislauf gebildet wird. Derzeit befinden sich mehrere Projekte in der Planung

bzw. im Bau, welche auf eine derartige Resonatorgeometrie zurückgreifen könnten. An der GSI basiert der Hauptteil des zukünftigen cw LINAC auf supraleitenden CH-Strukturen, um einen Strahl für die Synthese neuer, superschwerer Elemente zu liefern. Weiterhin könnte ein Upgrade des vorhandenen GSI UNILAC durch den Einsatz von supraleitenden CH-Resonatoren gestaltet werden. Zudem besteht die Möglichkeit, die bisherige Alvarez-Sektion des UNILAC alternativ durch eine kompakte, supraleitende CH-Sektion zu realisieren. Ebenfalls sollen die beiden parallelbetriebenen Injektorsektionen des MYRRHA-Projektes durch den Einsatz von supraleitenden CH-Strukturen erfolgen.

In den einleitenden Kapiteln wurden zunächst die Grundlagen für die Beschreibung und Messung supraleitender Beschleuniger gelegt. Neben der Darlegung der Supraleitungseigenschaften für Hochfrequenzanwendungen wurde auch ein Vergleich zur normalleitenden Beschleunigeroperation angestellt. Ebenso wurden die allgemeinen Limitierungen während des Betriebes einer supraleitenden Kavität aufgezeigt. Der nächste Abschnitt befasste sich mit den elektromagnetischen und mechanischen Simulationen der Resonatorkomponenten. Zum Erreichen einer kompakten Bauweise wurden schräge Stützen für die Endbereiche implementiert, da hierdurch zusätzliches Volumen für das Magnetfeld gewonnen werden kann, wodurch die Randfelder ansteigen und die gesamte Feldverteilung homogen ausfällt. Des Weiteren wurden die Endspaltlängen und die statischen Tunerhöhen variiert, um den möglichen Frequenzhub nach der Fertigung zu ermitteln. Über die Endspalte kann die Frequenz bei einer Verlängerung um 10 mm um ca. 1 MHz angehoben werden. Durch die statischen Tuner ist eine nachträgliche Frequenzabsenkung um 4.5 MHz bei einer Einschubtiefe von 50 mm möglich. Die dynamischen Balgtuner wurden hinsichtlich ihrer mechanischen und hochfrequenztechnischen Eigenschaften für die geforderten Ziele untersucht und optimiert. Der mechanische Stress an den potenziell kritischen Regionen lag dabei im finalen Design bei maximal 60 MPa und damit stets unterhalb der Streckgrenze von Niob. Bei einer maximalen Deformation eines Tunerkopfes um ± 1 mm beträgt die simulierte Frequenzänderung ± 140 kHz. Zusätzlich wurde die Balgtunergeometrie in Bezug auf Multipacting untersucht. Hinsichtlich der Anzahl und der Abstände der Lamellen konnte ein risikominimiertes Design in Form von 2 Lamellen mit einem großen Tunerkopf ermittelt werden. Der Resonatortank selbst wurde ebenfalls auf Multipactingbarrieren hin analysiert. Vereinzelt kann an den Mantelsegmenten eine Elektronenlawine entstehen, die jedoch bei geeigneter Oberflächeneigenschaft/ -präparation unterdrückt werden kann. Ebenso wurden die mechanischen Eigenschaften des Tanks beim Evakuieren simuliert

und in einer gekoppelten Simulation die korrespondierende Frequenzänderung berechnet. Bezüglich mechanischer Stabilität weist die 325 MHz CH-Struktur eine um den Faktor 3 niedrigere Sensitivität auf als der vorangegangene 360 MHz Prototyp, was durch die größere Wandstärke, die kompakten Ausmaße und die Versteifungsrippen innerhalb der Wannen und an den Tankdeckeln gewährleistet wird. Es wurden außerdem Lorentz-Force-Detuning Simulationen erstellt, welche aufzeigen, dass die durch den Druck der Felder entstehenden Frequenzverschiebungen innerhalb des Regelbereichs der dynamischen Tuner liegen. Während des Fertigungsprozesses der Struktur bei Research Instruments wurden zahlreiche Zwischenmessungen durchgeführt, welche zum einen nötig waren, um den Frequenzverlauf innerhalb der Fertigungsschritte kontrollieren zu können und zum anderen, um die Simulationen zu validieren. Dies konnte für alle untersuchten Parameter (Tunerhub, Feldverteilung, Drucksensitivität, Schrumpverhalten mit flüssigem Stickstoff, externe Güte) in guter Übereinstimmung erreicht werden. Nach der finalen Oberflächenpräparation wurde der Resonator im Kryolabor des Instituts für Angewandte Physik, Goethe Universität Frankfurt, für vertikale Kalttests vorbereitet. Im Anschluss an das Evakuieren und Erreichen eines Enddrucks von 9×10^{-10} mbar wurde der Resonator konditioniert. Ein Großteil der Multipactingschwellen konnte schnell durchbrochen werden. Im Bereich hoher Feldgradienten befanden sich weiche Barrieren, welche im Betrieb temporär beseitigt werden konnten und bei verbesserter Oberflächenpräparation vollständig verschwinden sollten. Des Weiteren wurden bei moderatem Feldpegel Langzeitmessungen bezüglich der Frequenzstabilität vorgenommen. Dabei betrug die maximale Frequenzschwankung über 9×10^5 Messpunkte hinweg ± 3 Hz, was einer sehr geringen Streuung entspricht. Messungen zum Lorentz-Force-Detuning führten auf einen LFD-Koeffizienten von $K_L = -6.1 \text{ Hz}/(\text{MV}/\text{m})$, welcher im Bereich vergleichbarer Niederenergiestrukturen liegt und einer Frequenzverschiebung von 150 Hz bei einem Designgradienten von 5 MV/m entspricht. Nach zwei Kalibrierungsmessungen mittels Röntgenspektrometrie wurden die Verläufe von Güte gegen Gradient für verschiedene Szenarien gemessen. Dabei hat es sich als hilfreich und zweckdienlich erwiesen, den Resonator möglichst schnell ($\Delta T/\Delta t > 1 \text{ K}/\text{min}$) herunterzukühlen, da ansonsten durch Hydridbildung die Güte der Kavität um eine Größenordnung niedriger ausfällt. Anschließend konnten für drei unterschiedliche Temperaturen (4.2 K, 3.5 K und 2.1 K) maximale Feldgradienten zwischen 8.5 MV/m und 14.1 MV/m im Dauerstrich gemessen werden, was einer effektiven Beschleunigungsspannung von 4.2 MV bzw. 7 MV entspricht. Die Limitierung des Gradienten bei 4.2 K lässt sich auf einen thermischen Quench zurückführen, wäh-

rend bei 2.1 K ein durch das hohe Magnetfeld induzierter Zusammenbruch stattfindet ($B_p = 162$ mT). Während aller Messungen waren 40 Thermolumineszenzdosimeter am Außenmantel des Resonators zur Detektion von Feldemission angebracht. Die integrale Dosis der einzelnen Module betrug dabei zwischen 30 mSv und 160 mSv, wobei der Ort der Emitterquelle im Bereich des unteren Resonatordeckels zu vermuten ist. Aufgrund der niedrigen, absoluten Höhe der Strahlungsdosen ist aber nur von einer sehr schwachen Feldemission auszugehen, was durch den geringen Abfall der Güte bei hohen Gradienten bestätigt wird. Ein weiteres Kapitel ist der Ausarbeitung eines Leistungskopplers für die 325 MHz CH-Struktur gewidmet. Das grundlegende Design des Kopplers basiert auf einem Prototypen, der am Fermilab, USA, entwickelt und getestet wurde. Durch Simulationen konnten sowohl die beiden Keramikfenster in ihrer Position als auch die nötige Querschnittsverjüngung beim Übergang auf den Einkopplflansch des Resonators reflexionsarm angepasst werden. Die Hauptkomponenten des Kopplers konnten auf diese Weise festgelegt und anschließend produziert werden. Im abschließenden Kapitel folgte ein Vergleich der am häufigsten eingesetzten Niederenergiestrukturen. Dabei wurde die CH-Struktur mit Viertelwellen-, Halbwellen- und Spokeresonatoren bezüglich der wichtigsten HF-Parameter gegenübergestellt. Gerade in Hinblick auf den erzielten Feldgradienten und insbesondere auf die Beschleunigungsspannung erreicht die CH-Struktur überdurchschnittlich hohe Werte, wodurch sie sich als kompakter und effizienter Kandidat im Niederenergiesegment auszeichnet.

In naher Zukunft stehen zusätzliche Leistungstests des Resonators mit angeschweißtem Heliummantel in einer neu geschaffenen vertikalen Testumgebung am IAP an. Parallel dazu soll das Tuningsystem samt Ansteuerung weiter ausgearbeitet und finalisiert werden. Ebenfalls sollen die Leistungskopplerkomponenten am neu errichteten Teststand konditioniert und in Betrieb genommen werden. Nach der Fertigstellung und Auslieferung des bei der Firma Cryogenic Limited¹ beauftragten, horizontalen Universalkryostaten kann die 325 MHz-Struktur schließlich gemeinsam mit dem Tuningsystem und dem Leistungskoppler getestet und für Strahlbetrieb vorbereitet werden.

¹www.cryogenic.co.uk

Anhang

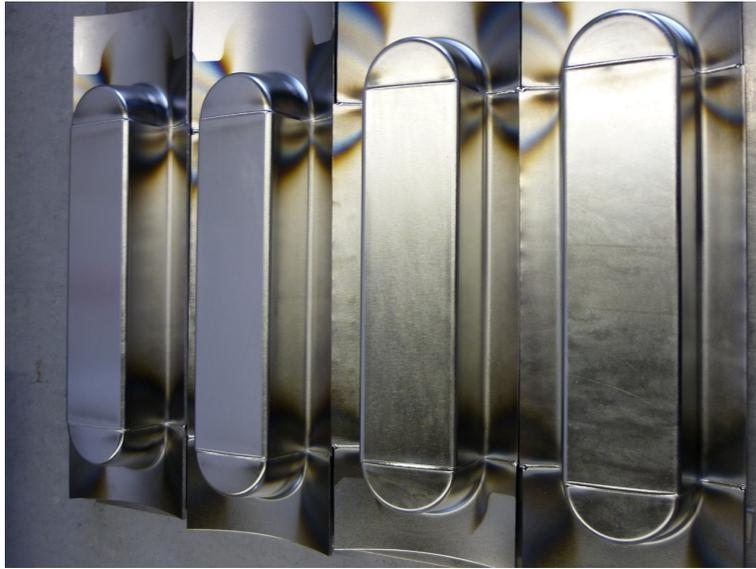


Abbildung 9.1: *Oben:* Fertigung der vier Tankwannen. *Unten:* Produktion der geraden Stützenkomponenten (Eigentum Research Instruments).

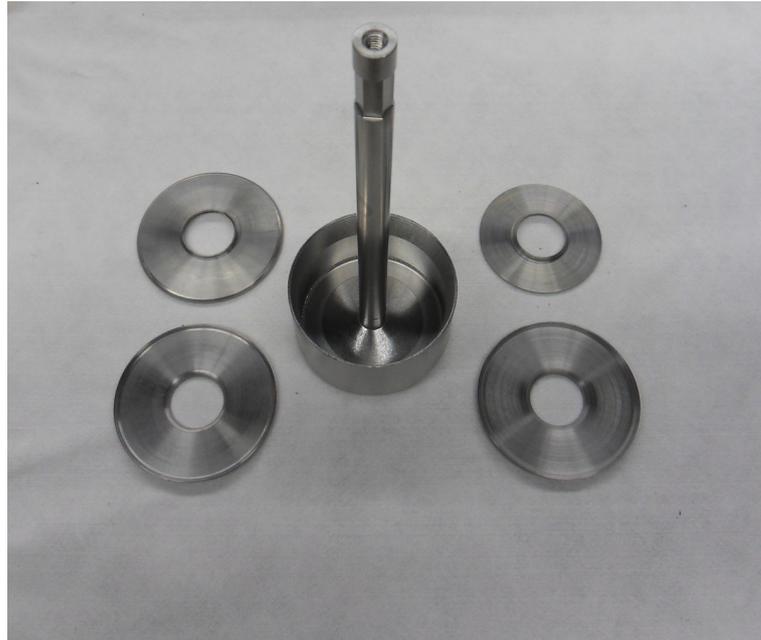


Abbildung 9.2: *Oben:* Produktion der Balgtunerkomponenten. *Unten:* Zusammenbau der inneren Resonatorstruktur mit Mantelsegmenten (Eigentum Research Instruments).

Tabellenverzeichnis

2.1	Parameter von Niob	13
2.2	SEC-Werte für verschiedene Materialien	29
3.1	Mechanische Parameter von Niob	46
3.2	Die Hauptparameter der supraleitenden 325 MHz CH-Struktur	56
8.1	Auflistung der untersuchten Resonatoren	112

Abbildungsverzeichnis

1.1	FAIR Überblick	4
1.2	Schematischer Aufbau der UNILAC-Sektion an der GSI	5
1.3	Layout des geplanten cw Linac an der GSI.	6
1.4	Das MYRRHA-Projekt	7
2.1	Kriterien für Normalleitung/ Supraleitung	9
2.2	Allgemeiner Verlauf einer Resonanzkurve und Bestimmung der Güte.	14
2.3	Kopplungsabhängigkeit der belasteten Güte	16
2.4	Bestimmung der Koppelparameter über Rechteckpulse	17
2.5	Zeitabhängiger, elektrischer Feldverlauf zwischen zwei Driftröhren	18
2.6	Schema zur kapazitiven Ein-/ Auskopplung eines Resonators	22
2.7	Reflektierter und dissipierter Leistungsanteil in Abhängigkeit vom Koppelfaktor β	23
2.8	Reflexionsverhalten als Funktion des verwendeten Strahlstroms	25
2.9	Notwendige Generatorleistung bei fester Ankopplung und konstanter Resonatorspannung	25
2.10	Schematische Darstellung von 2-Punkt-Multipacting	28
2.11	Multipacting-Signaturen beim Messprozess	29
2.12	Auftreten von Multipacting-Barrieren in der Q-E-Kurve	30
2.13	Allgemeiner Verlauf des Sekundärelektronenemissionskoeffizienten δ in Abhängigkeit von der Einschlagsenergie K	30
2.14	Schema des thermalen Zusammenbruchs	31
2.15	Verlauf der intrinsischen Güte bei Einsetzen von Feldemission	32
2.16	Verhalten von Elektronen an der Grenzfläche bei Feldemissionsvorgängen	33
2.17	Elektromagnetische Felder in einer CH-Kavität	36
3.1	Vergleich zwischen geraden und schrägen Stützen im Endzellenbereich	37
3.2	Variation des Deckelaufmaßes/ der Endspaltlänge.	39

3.3	Simulationen zum statischen Tunerhub	40
3.4	Balgtunergeometrien	42
3.5	Verhalten des Sekundärelektronenemissionskoeffizienten	43
3.6	Teilchenzahl vs. Zeit für verschiedene Tuner und Oberflächeneigenschaften	44
3.7	SEY der drei Tunergeometrien	45
3.8	Mechanischer Stress auf den Balgtuner	46
3.9	Frequenzhub der dynamischen Tuner	47
3.10	Teilchentrajektorien am Tankmantel und einer Rippe	48
3.11	Teilchenanzahl vs. Zeit im Tankmantelbereich	49
3.12	SEY versus Gradient im Bereich der Mantelfläche	50
3.13	Mechanische Deformation beim Evakuieren	52
3.14	Prinzip Lorentz-Force-Detuning	53
3.15	Deformationen Lorentz-Force-Detuning	55
3.16	Finale Geometrie der 325 MHz CH-Struktur	56
4.1	Erste Messungen an der Kavität	57
4.2	Erste Messung der Frequenz und Güte	58
4.3	Modenspektrum	59
4.4	Aufbau mit provisorischen Messingtunern und Balgtunern	59
4.5	Messung und Simulation der provisorischen Tuner	60
4.6	Messung des Frequenzhubs der Balgtuner	61
4.7	Schematischer Aufbau des Störkörpermessstands.	62
4.8	Axialer Feldverlauf bei verschiedenen Tunerhöhen	64
4.9	Messung der Tankdeformation	65
4.10	Vergleich der gemessenen und der simulierten Deformation für das Mantelsegment und die Enddeckel.	66
4.11	Messung und Simulation der Drucksensitivität	66
4.12	Provisorischer Kalttest mit flüssigem Stickstoff	67
4.13	Schrumpfverhalten des Resonators mit flüssigem Stickstoff	68
4.14	Bestimmung der externen Güte	68
4.15	Setup für die BCP-Behandlung bei RI	70
4.16	Frequenzverschiebung durch BCP	71
4.17	HPR-Behandlung bei RI	72
5.1	Messaufbau mit Temperatursensoren und TLD	73
5.2	Aufbau der Messinstrumente für den Kalttest im Kryolabor am IAP . .	74

5.3	Schema des Messverfahrens	76
5.4	3/4-Schnitt des Messaufbaus im IAP-Kryolabor	77
5.5	Schema des Messaufbaus	77
5.6	Drucksensitivität bei Evakuierung des Kryostaten	78
5.7	Schrumpfverhalten des Resonators mit flüssigem Helium	79
5.8	Kryogenes Ausdehnungsverhalten von Niob, Titan, Edelstahl und Kupfer	80
5.9	Zeitlicher Verlauf der Druckmessung am Resonator	81
5.10	Konditionierung von Multipactingschwellen	81
5.11	Vergleich der SEY-Werte zwischen Messung und Simulation	82
5.12	Piezoaktor und Piezosensor	84
5.13	Piezosensor- und VCO-Signal	85
5.14	Langzeitmessung der Frequenzstabilität	85
5.15	Effekt des Lorentz-Force-Detunings im gepulsten Betrieb der Struktur .	86
5.16	Messung und Simulation des Lorentz-Force-Detunings	87
5.17	Gemessene Röntgenspektren bei zwei verschiedenen Feldpegeln	88
5.18	Die intrinsische Güte in Abhängigkeit vom Feldgradienten	89
5.19	Leistungsverluste bei hohen Gradienten	90
5.20	Nicht-Ohmsche Leistungsverluste bei hohen Gradienten	90
5.21	Fowler-Nordheim-Plot des Emitterstroms für die Messungen mit hohen Feldgradienten	91
5.22	Gradient im gepulsten Betrieb	91
5.23	Wälzkolbenpumpe mit Drehschieberpumpe	93
5.24	Messung des Heliumspiegels und der Dampfdruckkurve	93
5.25	Q-E Kurve, Spaltspannungen und Oberflächen-/ Restwiderstand für drei gemessene Temperaturen	94
5.26	Setup mit Thermolumineszenzdosimetern	95
5.27	Thermolumineszenz-Dosimeter	96
5.28	Dosis-Auswertung der TLDs	96
6.1	Meilensteine beim Fertigungsprozess	99
7.1	Layout des Fermilab Kopplers für Project X	101
7.2	Anpassung der Kopplerfenster	103
7.3	Anpassung der Innenleiterstufe	103
7.4	Felder im Koppler	104
7.5	Reflexionsfreie Innenleiterstufe	105

7.6	Bilder der produzierten Kopplerteile	105
8.1	QWR, HWR und Spoke Resonatoren	107
8.2	Vergleich der verschiedenen Frequenzen und Geometriefaktoren	109
8.3	Übersicht der Spitzenfeldverhältnisse	109
8.4	Übersicht der erreichten Spitzenfelder	110
8.5	R/Q-Werte bezogen auf die effektive Länge und pro Zelle	110
8.6	Gemessene Feldgradienten und Beschleunigungsspannungen im cw-Betrieb	111
9.1	Bilder aus dem Fertigungsprozess A	117
9.2	Bilder aus dem Fertigungsprozess B	118

Literaturverzeichnis

- Abderrahim, A. et al. (2010). *MYRRHA, a Multipurpose hYbrid Research Reactor for High-end Applications*. Nuclear Physics News, 20:1. (pp. 24-28)
- Altarelli, M. et al. (2006). *The European X-Ray Free-Electron Laser*. Technical Design Report.
- Amberg, M. (2015). *Entwicklung eines schnellen, piezobasierten Frequenztuners für supraleitende CH-Kavitäten* (Doktorarbeit). Johannes Gutenberg Universität, Mainz.
- Bardeen, J., Cooper, L. & Schrieffer, J. (1957). *Phys. rev.* (1175, 108)
- Barni, D. et al. (2002). *A New Tuner for Tesla*. Proceedings of Epac 2002. (p. 598)
- Barth, W., Dahl, L., Eickhoff, H. & Groening, L. (2009). *A New High Energy UNILAC as a High Current Heavy Ion Injector for the FAIR Synchrotrons*. Proceedings of the PAC, Vancouver, Canada. (pp. 4905-4907)
- Basten, M. et al. (2014). *Development of a 217 MHz Superconducting CH-Structure*. Proceedings of the LINAC, Geneva, Switzerland. (pp. 563-565)
- Behnke, T. et al. (2013). *ILC Technical Design Report* (Bericht). Desy.
- Bernaudin, P.-E. et al. (2005). *Low-Beta sc Quarter Wave Resonator and Cryomodule for Spiral-2*. Proceedings of the PAC, Knoxville, USA. (pp. 3238-3240)
- Biarrotte, J.-L. et al. (2003). *Design Study of a 176 MHz SRF Half-Wave Resonator for the Spiral-2 Project*. Proceedings of the SRF, Lübeck/ Travemünde, Germany. (pp. 269-273)
- Boltzmann, L. (1904). *Vorlesungen über Mechanik II*. Leipzig, J.A. Barth.
- Bonin, B. & Röth, R. (1991). *Q Degradation of Niobium Cavities*. Proceedings of the SRF, Hamburg, Germany. (pp. 210-244)
- Busch, M. (2009). *Modellmessungen und Simulationsrechnungen zur Optimierung der supraleitenden CH-Struktur* (Diplomarbeit). Goethe Universität Frankfurt.
- Busch, M. et al. (2011). *Status of the 325 MHz sc CH-Cavity at IAP Frankfurt*. Proceedings of the IPAC, San Sebastian, Spain. (pp. 265-267)

- Busch, M. et al. (2012). *First Measurements on the 325 MHz superconducting CH-Cavity*. Proceedings of the Linac, Tel-Aviv, Israel. (pp. 56-58)
- Busch, M. et al. (2013). *Cold Measurements on the 325 MHz CH-Cavity*. Proceedings of the SRF, Paris, France. (pp. 896-898)
- Busch, M. et al. (2014). *Cold Power Tests of the sc 325 MHz CH-Cavity*. Proceedings of the LINAC, Geneva, Switzerland. (pp. 1007-1009)
- Calder, R. et al. (1986). *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B, Beam Interact. Matter. At..* (13:631)
- Clark, A. F. (1983). *Materials at Low Temperatures*. ASM International.
- Conway, Z. et al. (2014). *First Experimental Results for the Superconducting Half-Wave Resonators for PXIE*. Proceedings of the LINAC, Geneva, Switzerland. (pp. 46-48)
- Corruccini, R. J. & Gniewek, J. J. (1961). *Thermal Expansion of Technical Solids at Low Temperatures*. US Government Printing Office.
- CST. (o. J.). *Computer Simulation Technology AG*. www.cst.com.
- Dahl, L. (2009). *The GSI UNILAC Upgrade Program to meet FAIR Requirements*. Proceedings of HIAT, Venice, Italy.
- Duchesne, P. et al. (2013). *Design of the 352 MHz, beta 0.50, Double-Spoke Cavity for ESS*. Proceedings of the SRF, Paris, France. (pp. 1212-1217)
- Dziuba, F. et al. (2014). *First RF Measurements of the Superconducting 217 MHz CH Cavity for the cw Demonstrator at GSI*. Proceedings of the LINAC, Geneva, Switzerland. (pp. 193-195)
- Ehrenfest, P. (1911). *Annalen der Physik*, Vol. 36, 1991.
- Ehrenfest, P. (1914). *Proceedings of Amsterdam Academy*, Vol. 16.
- Fowler, R. H. & Nordheim, L. (1928). *Proc. R. Soc. London A. Math. Phys. Sci.*, 119, 173.
- Ginzburg, V. & Landau, L. (1950). *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, 20, 1064.
- Gourber, J. P. (1995). *The LEP2 and LHC Project at CERN*. International Europhysics Conference on High-Energy Physics. (pp. 367-373)
- Groening, L. et al. (2014). *Upgrade of the UNILAC for FAIR*. Proceedings of the HB conference, East-Lansing, USA. (pp. 245-248)
- Hofmann, S. et al. (2004). *Heavy Element Research at SHIP*. Proceedings of the International Symposium on Exotic Nuclei (EXON), Peterhof, Russia.
- Holmes, S. D. (2010). *Project X: A Multi-MW Proton Source at Fermilab*. Proceedings of the IPAC 2010, Kyoto, Japan.

- Hopper, C. et al. (2014). *Cryogenic Testing of High-Velocity Spoke Cavities*. Proceedings of the LINAC, Geneva, Switzerland. (pp. 677-679)
- Jackson, J. (1993). *Classical Electrodynamics*. Walter de Gruyter.
- Junquera, T. et al. (2004). *High Intensity Linac Driver for the Spiral-2 Project: Design of Superconducting 88 MHz Quarter Wave Resonators (Beta 0.12), Power Coupler and Cryomodules*. Proceedings of the EPAC, Lucerne, Switzerland. (pp. 1285-1287)
- Kazakov, S. (2011). *325 MHz Coupler Designs*. Talk at Fermilab.
- Kazakov, S., Nicol, T. & Khabiboulline, T. (2011). *325 MHz Coupler Design* (Bericht). Fermilab.
- Kelly, M. et al. (2004). *Cold Tests of a Superconducting Co-Axial Half-Wave Cavity for RIA*. Proceedings of the LINAC, Lübeck, Germany. (pp. 608-610)
- Kelly, M. et al. (2013). *Low Beta Cavity Development for an ATLAS Intensity Upgrade*. Proceedings of the SRF, Paris, France. (pp. 850-854)
- Kim, H. et al. (2014). *Superconducting LINAC for the Rare Isotope Science Project*. Proceedings of the LINAC, Geneva, Switzerland. (pp. 245-247)
- Kittel, C. (2005). *Introduction to Solid State Physics*. John Wiley & Sons, Inc.
- Krieger, H. (2011). *Strahlungsmessung und Dosimetrie*. Vieweg + Teubner.
- Laxdal, R. et al. (2005). *Recent Progress in the Superconducting RF Program at TRIUMF/ISAC*. Proceedings of the SRF, Cornell, USA. (pp. 128-132)
- Laxdal, R. et al. (2009). *ISAC-II: Status of the 20 MV Upgrade*. Proceedings of the SRF, Berlin, Germany. (pp. 81-87)
- Leitner, M. et al. (2013). *The FRIB Project at MSU*. Proceedings of the SRF, Paris, France. (pp. 1-10)
- Liebermann, H., Podlech, H., Ratzinger, U. & Sauer, A. (2003). *Design of a Superconducting CH-Cavity for Low- and Medium Beta Ion and Proton Acceleration*. Proceedings of the PAC, Portland, USA. (pp. 2820-2822)
- London, F. & London, H. (1935). *The Electromagnetic Equations of the Supraconductor*. Proceedings of the Roy. Soc. A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences 149 (866).
- Maclean, W. (1945). *The Resonator Action Theorem*. Quarterly of Applied Physics, Vol. 2.
- Maier, L. & Slater, J. (1952). *J. Appl. Phys* 23, 1. (pp. 68-83)
- Mäder, D. (2015). *Die CH-Sektion des 17 MeV Injektors für MYRRHA* (Unveröffentlichte Dissertation). Goethe-Universität Frankfurt.

- Meinke, H. & Gundlach, F. (1968). *Taschenbuch der Hochfrequenztechnik* (Bd. 3. Auflage). Springer-Verlag, Berlin Heidelberg GmbH.
- Minaev, S., Ratzinger, U., Podlech, H., Busch, M. & Barth, W. (2009). *Superconducting, energy variable heavy ion linac with constant beta, multicell cavities of CH-type*. Physical Review Special Topics Accelerators and Beams, Vol. 12, 120101.
- National Physical Laboratory. (o. J.). <http://www.kayelaby.npl.co.uk>.
- Noguchi, S. (2007). *Review of new Tuner Designs*. Proceedings of the 13th Workshop on RF Superconductivity, Beijing. (WE303)
- Olry, G. et al. (2005). *Development of Spoke Cavities for the EURISOL and EURO-TRANS Projects*. Proceedings of the SRF, Cornell, USA. (pp. 328-330)
- Padamsee, H., Knobloch, J. & Hays, T. (2008). *RF Superconductivity for Accelerators, Second Edition*. Wiley-VCH.
- Park, H. et al. (2014). *Fabrication and Measurements of 500 MHz Superconducting Double Spoke Cavity*. Proceedings of the LINAC, Geneva, Switzerland. (pp. 385-387)
- PI. (o. J.). *Physik Instrumente*. www.physikinstrumente.de.
- Podlech, H. (2008). *Entwicklung von normal- und supraleitenden CH-Strukturen zur effizienten Beschleunigung von Protonen und Ionen* (Habilitationsschrift). Universität Frankfurt, Institut für Angewandte Physik.
- Podlech, H. et al. (2007). *Superconducting CH-Structure*. Phys. Rev. STAB Vol. 10, 080101.
- Popielarski, L., Dubbs, L., Elliott, K., Malloch, I., Oweiss, R. & Popielarski, J. (2011). *Buffered Chemical Polishing Development for the beta=0.53 Half-Wave Resonator at Michigan State University*. Proceedings of the SRF, Chicago, IL, USA. (pp. 526-529)
- Ratzinger, U. (1998). *Effiziente Hochfrequenz-Linearbeschleuniger für leichte und schwere Ionen* (Habilitationsschrift). Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH.
- Ratzinger, U. & Tiede, R. (1998). *Status of the HIF RF Linac Study Based on H-Mode Cavities*. Nucl. Instr. and Meth. A 415. (pp. 229-235)
- Ristori, L. et al. (2013). *Development and Performance of 325 MHz Single Spoke Resonators for Project-X*. Proceedings of the SRF, Paris, France. (pp. 1187-1192)
- Saugnac, H. et al. (2014). *The MYRRHA Spoke Cryomodule*. Proceedings of the

- LINAC, Geneva, Switzerland. (pp. 613-615)
- Shepard, K. et al. (2005). *Prototype Superconducting Triple-Spoke Cavity for $\beta=0.63$* . Proceedings of the PAC, Knoxville, USA. (pp. 4338-4340)
- Stassen, R. et al. (2004). *Cold Tests of a 160 MHz Half-Wave Resonator*. Proceedings of the LINAC, Lübeck, Germany. (pp. 821-823)
- Tajima, T. et al. (2003). *Results of two LANL $\beta=0.175$, 350 MHz, 2-Gap Spoke Cavities*. Proceedings of the PAC, Portland, USA. (pp. 1341-1343)
- Turneaure, J. P. (1972). *Proceedings of the 1972 Applied Superconductivity Conference*. IEEE, p. 621, IEEE Pub. No. 72CH0682-5-TABSC.
- Wangler, T. P. (2008). *Rf Linear Accelerators* (2.Auflage Aufl.). Wiley-VCH.
- Weast, R. C. (1984). *CRC Handbook of Chemistry and Physics, 65th edition*.
- Wu, G., Edwards, H. & Peterson, T. (2008). *Summary of Niobium Mechanical Properties*. Fermi National Laboratory. (Technical Report)
- Zaplatin, E. et al. (2008). *FZJ Smallest sc Triple-Spoke Cavity*. Proceedings of the EPAC, Genoa, Italy. (pp. 937-939)
- Zaplatin, E. et al. (2009). *FZJ HIPPI sc Triple-Spoke Cavity*. Proceedings of the PAC, Vancouver, Canada. (pp. 978-980)