

Ertüchtigung von supraleitenden Crossbar H-Mode Hochfrequenzkavitäten mit hohem Kopplungsfaktor

**Dissertation
zur Erlangung des Grades
„Doktor der Naturwissenschaften“
am Fachbereich Physik, Mathematik und Informatik
der Johannes Gutenberg-Universität
in Mainz**

Julian A. List
geb. in Frankfurt am Main

Mainz, den 20.12.2023



Prüfungsdatum: 06.05.24

Zusammenfassung

In einer Kooperation zwischen der **G**esellschaft für **S**chwer**I**onenforschung (GSI), der **J**ohannes **G**utenberg **U**niversität Mainz (JGU), dem **H**elmholtz-**I**nstitut-**M**ainz (HIM) und der **G**oethe-**U**niversität **F**r Frankfurt (GUF) wird zurzeit der supraleitenden Dauerstrich-Linearbeschleuniger **H**Emholtz **L**Inear **A**Ccelerator (HELIAC) entwickelt. Sein primärer Einsatzbereich ist die Fortführung und Intensivierung der **S**uper **H**eavy **E**lement (SHE)-Forschung an der GSI, insbesondere nachdem der bestehende **U**NIversal **L**inear **A**Ccelerator (UNILAC) nach einem Upgrade und Umbau zum Injektor des **F**acility for **A**ntiproton and **I**on **R**esearch (FAIR)-Projekts nicht mehr den Anforderungen der SHE-Experimente genügen wird.

Im Rahmen des Advanced-Demonstrator-Projekts wird der erste Abschnitt des supraleitenden Beschleunigers mit Schwerionenstrahl in Betrieb genommen. Dabei kommen vier supraleitende neuartige **C**rossbar **H**-Mode (CH)-Kavitäten zum Einsatz. Die speziellen Anforderungen des Strahlbetriebs bedingen, dass die Beschleunigerkavitäten im sogenannten stark angekoppelten Zustand betrieben werden. Diese Betriebsart führt zu einem beträchtlichen Anstieg des **H**och**F**requenz (HF)-Leistungsbedarfs und schließt gleichzeitig die zur Charakterisierung der HF-Kavitäten durchzuführende Bestimmung der Resonatorgüte aus. Das Ziel dieser Arbeit besteht darin, diesen beiden daraus resultierenden Herausforderungen zu begegnen.

Der Fokus, der im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführten Untersuchungen lag zunächst auf der Entwicklung und dem Test eines HF-Kopplers, der für den erhöhten Leistungsbedarf ausgelegt ist. Neben der Optimierung der HF-Eigenschaften sollte insbesondere der Wärmeeintrag in den Kryostaten im zuverlässigen Dauerbetrieb minimiert werden.

Die Entwicklung eines auf Impedanzanpassung der Zuleitung basierenden Gütemessverfahrens stellt den zweiten inhaltlichen Schwerpunkt dieser Arbeit dar. Diese neue Methode ermöglicht die Durchführung von Gütemessungen bei starker Ankopplung, was mit konventionellen HF-Messverfahren nicht realisierbar ist.

Abstract

In a collaboration between **G**esellschaft für **S**chwer**I**onenforschung (GSI), **J**ohannes **G**utenberg **U**niversität Mainz (JGU), **H**elmholtz-**I**nstitut-**M**ainz (HIM) and **G**oethe-**U**niversität **F**rankfurt (GUF), the superconducting continuous-wave linear accelerator **H**Emholtz **L**inear **A**Ccelerator (HELIAC) is currently under development. Its primary application is to continue and intensify **S**uper **H**eavy **E**lement (SHE) research at GSI, especially since the existing **U**NIversal **L**inear **A**Celerator (UNILAC) will no longer meet the requirements for SHE experiments after undergoing an upgrade and a conversion to serve as the injector for the **F**acility for **A**ntiproton and **I**on **R**esearch (FAIR) project.

Within the Advanced Demonstrator project, the first section of the superconducting accelerator will be commissioned, which involves four superconducting **C**rossbar **H**-**M**ode (CH) cavities. The special requirements of beam operation demand the cavities to be operated in the so-called strongly coupled state. This mode of operation leads to a considerable increase of **R**adio-**F**requency (RF)-power demand, while simultaneously preventing the determination of the resonator quality-factor, the latter being essential for the characterization of the RF cavities. The objective of this thesis is to address both of these resulting challenges.

The focus of the investigations carried out in the present work, lay firstly on the development and testing of an RF coupler designed to meet the increased power demand. In addition to optimizing the RF properties, the heat input to the cryostat was to be minimized during reliable continuous operation.

The development of a quality-factor measurement method based on impedance matching of the supply line represents the second substantive focus of this work. This method allows the measurement of the quality-factor at strong coupling, which is not possible with conventional RF-measurement methods.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Der Helmholtz-Linear-Accelerator	6
2.1	HELIAC-Kryomodul	7
2.2	Supraleitende CH-Kavitäten	9
3	Grundlagen	12
3.1	Mathematische Modelle zur Beschreibung von HF-Resonatoren .	12
3.1.1	Das Resonator-Kopplersystem	13
3.1.2	Streuparameterbeschreibung eines HF-Resonators	16
3.1.3	HF-Einkopplung im Strahlbetrieb	19
3.1.4	Gütemessung bei supraleitenden Resonatoren	22
3.2	Streuparameter	27
3.2.1	Allgemeine Definition	27
3.2.2	Streuparameter eines reziproken und verlustfreien Zweitorts	28
3.3	Leistungskoppler für HF-Resonatoren	30
4	Auslegung eines Leistungskopplers für den HELIAC	34
4.1	Anforderungsprofil	34
4.2	Der Leistungskoppler des Demonstrator-Projekts	36
4.3	Design des HELIAC Leistungskopplers	38
4.3.1	Konzeptionelles Design	38
4.3.2	Baugruppen	40
4.4	Hochfrequenztechnische Auslegung	43
4.4.1	HF-Auslegung mittels Streuparametern	43
4.4.2	HF-Auslegung mittels elektromagnetischer Feldsimulation	47
4.4.3	Feld- und Stromverteilung	48
4.5	Thermische Auslegung	55
4.5.1	Statischer Wärmeeintrag	55
4.5.2	Dynamischer Wärmeeintrag	62
4.6	Bestimmung der Antennenlängen	68
5	Leistungskopplertests	74
5.1	Kleinsignal-Kopplertests	75
5.2	Hochleistungs- und Langzeittests des Leistungskopplers	76
5.2.1	Wärmeentwicklung bei Raumtemperatur	78
5.2.2	Multipacting-Effekte	81

5.2.3	Unterdrückung von Multipacting	84
5.3	Kalttests	87
5.3.1	Kalttest eines Kopplerfensters	87
5.3.2	Koppler-Kalttest im Kryomodul	90
5.4	Zusammenfassung der Tests und Ausblick	92
6	Entwicklung eines Gütemessverfahrens mittels Impedanzanpassung	93
6.1	Impedanztransformation im Resonator-Koppler-System	95
6.2	Gütemessung bei niedrigem Beschleunigungsgradienten	102
6.2.1	Prinzip der Messmethode	102
6.2.2	Messungen mit dem Movable Reflector	106
6.2.3	Automatisierte Gütemessungen mit Stichleitung	109
6.2.4	Messung der externen Güte des Pickups	113
6.3	Gütemessung bei hohen Beschleunigungsgradienten	115
6.4	Betrachtung der Messunsicherheit	118
6.4.1	Messung bei niedrigen Feldern	118
6.4.2	Messung bei hohen Feldern	123
7	Zusammenfassung und Ausblick	125
A	Anhang	130
A.1	Ergänzung zu Streuparametern eines verlustfreien Zweitorts	130
A.2	CST-Modelle zur Auslegung des HELIAC-Leistungskopplers	132
A.2.1	Modell des Kopplerteststands bei Raumtemperatur	132
A.2.2	Modell zur Ermittlung des dynamischen Wärmeeintrags	132
A.2.3	Ohmsche Verluste durch verkippte Antenne	134
A.3	HF-Adapter für HF-Messungen am Leistungskopplers	134
A.4	Zwischenfälle während der Kopplertestaktivitäten	135
A.5	Koppler-Konditionierungssoftware	141
A.6	Herleitung der Gleichungen zur Resonator-Impedanztransformation mittels Streumatrizen	142
A.7	Stichleitung als Reflektor	143
A.8	Reflektoren mit hohen Reflexionsfaktoren	146

1 Einleitung

Das Periodensystem der Elemente wurde im Jahre 1869 unabhängig und nahezu zeitgleich von den Chemikern Dmitri Mendelejew und Lothar Meyer eingeführt. Im Periodensystem sind die Elemente nach ihrer Kernladungszahl Z angeordnet, die der Anzahl der Protonen im Atomkern entspricht und deren chemische Eigenschaften maßgeblich beeinflusst. Die Frage, bis zu welcher maximalen Kernladung ein Element existieren kann und somit, wo sich das „Ende“ des Periodensystems befindet, ist seit seiner Einführung Gegenstand zahlreicher Forschungen.

Eine erste Antwort wurde durch Gamow mit dem sogenannten Tröpfchenmodell im Jahr 1930 gegeben [1], mit dem der Aufbau eines Atomkerns beschrieben werden kann. Dieses Modell, welches einen Atomkern analog zu einem Flüssigkeitstropfen beschreibt, basiert auf der Annahme, dass es zwischen den einzelnen Nukleonen (Elementen des Kerns) eine stark anziehende Kraft mit kurzer Reichweite wirkt, die als starke Kernkraft bezeichnet wird. In stabilen Kernen überwiegt diese starke Kernkraft gegenüber der abstoßenden Coulombwechselwirkung der Protonen und führt somit zu einer positiven Bindungsenergie des gesamten Atomkerns. Da die Coulombkraft allerdings eine deutlich größere Reichweite aufweist, beeinflusst sie nicht nur benachbarte Nukleonen (wie die starke Kernkraft), sondern auch entferntere, wodurch Kerne mit zunehmender Kernladungszahl instabiler werden. Die Bindungsenergie eines Atomkerns kann mit der Bethe-Weizsäcker-Formel [2] approximiert werden. Mit ihr lässt sich das Ende des Periodensystems für ein Element zwischen 100 und 110, aufgrund eines dominierenden coulombschen Anteils der Bindungsenergie, vorhersagen [3, 4].

Obwohl die Berechnungen mit der Bethe-Weizsäcker-Formel von experimentellen Befunden für Kerne mit einer Nukleonenzahl $A > 30$ um weniger als 1% abweichen, werden die Bindungsenergien für Nuklide mit sogenannten „magischen“ Neutronen- oder Protonenzahlen nur unzureichend genau vorhergesagt. Analog zu den vollständig gefüllten Elektronenschalen der Atome, welche zu besonders stabilem chemischem Verhalten (geringe Reaktivität) führen, sind Nuklide ebenfalls besonders stabil, wenn ihre Neutronen- oder Protonenzahlen den „magischen“ Zahlen entsprechen [5, 6]. Nuklide, mit doppelt „magischen“ Zahlen, zeichnen sich durch eine besonders hohe Stabilität aus. Nach der Entdeckung der „magischen“ Zahlen wurde eine „Insel der Stabilität“ jenseits des Elements 110 vorhergesagt. Diese „Insel“ sollte bei Protonenzahlen $Z = 114$ und 120 – 126 sowie einer Neutronenzahl $N = 184$ liegen [7].

Uran mit der Protonenzahl $Z = 92$ ist das schwerste natürlich vorkommende Element. Im Jahr 1934 schlug Enrico Fermi die Synthese bisher unbekannter

1 Einleitung

Elemente mit $Z > 92$ durch Neutroneneinfang vor [8]. Bei diesem Prozess dringt ein Neutron in einen Kern ein, woraufhin durch β^- -Zerfall (Neutron wandelt sich unter Aussendung eines Elektrons und eines Elektron-Antineutrinos in ein Proton um) ein Kern mit einer um eins erhöhten Kernladungszahl ($Z + 1$) entsteht. Mithilfe dieses gezielten Neutronenbeschusses von Proben konnten Elemente bis zur Kernladungszahl $Z = 98$ synthetisiert werden [9–11]. Die Elemente mit den Kernladungszahlen 99 und 100 wurden erstmals im Fallout von Atombombentests nachgewiesen [12].

Da kein Isotop des Elements 100 durch den Mechanismus des β^- -Zerfalls zerfällt, ist die Synthese von Kernen mit einer Kernladungszahl von $Z > 100$ durch Neutroneneinfang nicht mehr möglich. Atomkerne mit höheren Kernladungszahlen können im Labor mithilfe eines Teilchenbeschleunigers erzeugt werden. Dabei werden Projektilionen auf Energien beschleunigt, die über der Coulombbarriere von Targetkernen liegen. Bei bestimmten Kombinationen von Projektil- und Targetkernen tritt eine Kernfusion auf, die zur Bildung eines neuen, angeregten Kerns führt, dem sogenannten Compoundkern. Dieser Kern gibt zur Erreichung des Gleichgewichtszustands Neutronen ab, wodurch ein abgekühlter Kern entsteht, der letztendlich untersucht werden kann. Die Anregungsenergie hängt dabei von den Bindungsenergien der beteiligten Kerne sowie der kinetischen Energie des Projektilkerns ab. Man unterscheidet zwischen zwei Arten der Compoundkernproduktion: heiße und kalte Fusion. Bei der heißen Fusion werden schwere Targetkerne aus der Aktinidenreihe mit leichten Projektilkernen beschossen. Der resultierende Compoundkern muss mindestens vier Neutronen abgeben, um abzukühlen. Aufgrund der hohen Anregungsenergien besteht jedoch eine hohe Wahrscheinlichkeit, dass eine Fissionsreaktion auftritt und der Compoundkern in zwei Bruchstücke zerfällt, bevor er abkühlen kann. Im Gegensatz dazu nutzt die kalte Fusion schwere, aber nicht radioaktive Targetkerne, wie Blei oder Wismut, die mit mittelschweren Projektilen, beispielsweise Calcium oder Zink, beschossen werden. Aufgrund der insgesamt höheren Bindungsenergien muss hier zum Erreichen des Gleichgewichtszustands nur ein Neutron emittiert werden. Dadurch ist die Wahrscheinlichkeit für eine spontane Fissionsreaktion deutlich geringer als bei der heißen Fusion.

Bis in die späten 1970er Jahre wurde der Forschungszweig der Synthese von neuen Elementen vom **L**awrence **B**erkeley **N**ational **L**aboratory (LBNL) in den USA und vom **J**oint **I**nstitute for **N**uclear **R**esearch (JINR) in Russland dominiert. Wobei beide überwiegend auf Targets aus Actinoiden zurückgriffen, die in Reaktoren erbrütet wurden und die Methode der heißen Fusion anwandten. In den 1980er und 1990er Jahren gelang es der **G**esellschaft für **S**chwer**I**onenforschung (GSI), mithilfe der kalten Fusion die Elemente 107 bis 112 erstmals zu synthetisieren [13]. Bis dato konnten durch Kernfusion in Beschleunigeranlagen Elemente bis zur Kernladungszahl $Z = 118$ erzeugt werden [14], wobei Elemente mit einer Ladungszahl von $Z > 103$ als superschwere Elemente bezeichnet werden [15]. In den vergangenen Jahren (seit 2012) wurden an der GSI Versuche zur Synthese der Elemente $Z = 119$ und 120 durchgeführt [16]. Außerdem werden

an den synthetisierten superschweren Kernen kernchemische Untersuchungen durchgeführt [17, 18]

Als eine der zentralen Forschungsinfrastrukturen wurde im Jahre 1975 der Schwerionenlinearbeschleuniger **UNI**versal **L**inear **AC**celerator (UNILAC) [19] an der GSI fertiggestellt und in Betrieb genommen. Er ist somit seit fast 50 Jahren nahezu durchgängig in Betrieb. Nach mehreren Erweiterungen und Upgrades besitzt der UNILAC zwei eigenständige Injektoren. Der **Hoch Strom Injektor** (HSI) bietet zwei unterschiedliche Terminals für Ionenquellen. Ein Terminal ist mit einer **Penning Ionisation Gauge** (PIG)-Ionenquelle ausgestattet, die Ionenstrahlen geringer Intensität mit Masse-zu-Ladungs-Verhältnissen von bis zu $A/q = 24$ erzeugt, bei einem Tastverhältnis von maximal 30% (6 ms Pulsbreite, 50 Hz). Das zweite Terminal wird für den Hochstrombetrieb genutzt und wird mit einer Ionenquelle vom **MU**lti-**C**usp **I**on **S**ource (MUCIS)- oder **ME**tal-**V**apor **VA**cuum **A**rc (MEVVA)-Typ ausgestattet, um kurze, intensive Makropulse (≤ 1.2 ms, ≤ 16 Hz) zu generieren. Die Ionen werden mittels **R**adio **F**requency **Q**uadropol (RFQ) und zweier **I**nterdigital **H**-mode (IH)-Kavitäten (siehe Abschnitt 2.2) auf 1.4 MeV/u beschleunigt. In einem Gas-Stripper wird der vom HSI bereitgestellte Ionenstrahl auf niedrigere Masse-zu-Ladungs-Verhältnisse gebracht [20, 21]. Der **Hoch Ladungs Injektor** (HLI) liefert hingegen Ionenstrahlen gleicher Energie, aber mit hohen Ladungszuständen bei geringer Intensität, die nicht im Gas-Stripper prozessiert werden [22–24]. Anschließend ermöglichen vier Alvarez-Strukturen [25] und mehrere Einzelspaltresonatoren die Beschleunigung auf beliebige Endenergien zwischen 3.4 MeV/u und 11.6 MeV/u. Der UNILAC-Strahl kann entweder direkt von Experimenten genutzt oder in den Synchrotronbeschleuniger SIS18 [26] injiziert werden. Es besteht die Möglichkeit mehrere Experimente gleichzeitig mit unterschiedlichen Ionenstrahlen (hinsichtlich Ionensorte, Endenergie, Intensität usw.) zu versorgen [27]. Hierfür kann der Zustand des Beschleunigers im 50 Hz-Takt variiert werden. So können mit einem passenden Pulsschema mindestens drei verschiedene Ionenspezies im „Time Sharing Mode“ quasi-parallel beschleunigt werden [28].

Dieses hohe Maß an Universalität und Flexibilität des UNILACs, hat wesentlich zu den großen Erfolgen der GSI u.a. auf dem Gebiet der **Super Heavy Element** (SHE)-Forschung beigetragen. Mit dem Bau des **F**acility for **A**ntiproton and **I**on **R**esearch (FAIR)-Projekts und der geplanten Umwidmung des UNILAC als dessen Injektor steht allerdings das Ende seiner aktuellen Nutzungsform bevor. Um die Anforderungen als FAIR-Injektor zu erfüllen, wird der UNILAC in den kommenden Jahren umgerüstet, sodass der Injektorbetrieb mit hohen Pulsströmen, kurzen Pulslängen und niedriger Wiederholfrequenz ermöglicht wird [29–34]. Die spezifischen Anforderungen der SHE-Forschung an hohe Wiederholraten mit langen Strahlpulsen und hohem mittleren Teilchenstrom sind mit diesen Maßnahmen nicht mehr kompatibel. Ferner sind die Wirkungsquerschnitte für die Produktion superschwerer Elemente mit zunehmender Kernladungszahl in der Regel deutlich kleiner [13], sodass der Bedarf nach hohen Projektilluminositäten entsprechend ansteigt.

1 Einleitung

Aus diesen Gründen ist für die erfolgreiche Fortsetzung des GSI-SHE-Forschungsprogramms ein neuer Teilchenbeschleuniger erforderlich. Ein supraleitender Dauerstrich-Linearbeschleuniger reduziert die für die Erzeugung superschwerer Elemente benötigte Strahlzeit erheblich [35, 36]. Deshalb wird in einer Kooperation zwischen dem **H**elmholtz-**I**nstitut-**M**ainz (HIM), der **J**ohannes **G**utenberg **U**niversität Mainz (JGU), der GSI und der **G**oethe-**U**niversität **F**rankfurt (GUF) der supraleitende **H**EMholtz **L**inear **A**Ccelerator (HELIAC) entwickelt [37–39] (siehe Kapitel 2). Dieser wird nicht nur den UNILAC in seiner ursprünglichen Funktion als Schwerionenbeschleuniger mit hohem Tastverhältnis ersetzen, sondern neue Möglichkeiten für die SHE-Forschung und andere Experimente bieten.

Die Entwicklung des HELIACs hat bereits mehrere Phasen durchlaufen. Im Rahmen des aktuell laufenden Advanced-Demonstrator-Projekts wird der erste Abschnitt des supraleitenden Beschleunigers verwirklicht und einem Strahltest unterzogen. Dazu wird ein komplett bestücktes Kryomodul (siehe Abschnitt 2.1) für den Strahlbetrieb ertüchtigt. Die Anforderungen des Strahlbetriebs machen eine starke Überkopplung (siehe Unterabschnitt 3.1.3) der Zuleitung an die verwendeten Crossbar **H**-Mode (CH)-Beschleunigerkavitäten nötig. Dadurch wächst die benötigte **H**och**F**requenz (HF)-Vorwärtsleistung von $P_f < 100$ W (bei niedriger Ankopplung) auf bis zu 3 kW an. Der Einsatz sogenannter Leistungskoppler, die die Zuführung von HF-Hochleistung in die jeweilige Kavität ermöglichen, ist daher unabdingbar.

Die Auslegung der Leistungskoppler für den HELIAC stellt ein Kernthema dieser Dissertation dar (Kapitel 4). Neben der Notwendigkeit einer sicheren und effizienten HF-Übertragung bei hohen Leistungspegeln ist es zur Reduktion der Betriebskosten essenziell, die vom Leistungskoppler in den Kryostaten übertragene Wärmeleistung sowohl im Betrieb als auch im Ruhezustand auf ein Minimum zu reduzieren. Wie in Abschnitt 3.3 dargelegt wird, erfordert das Design eines Leistungskopplers eine sorgfältige Berücksichtigung aller Randbedingungen, deren Umsetzung teils gegensätzliche Auswirkungen mit sich bringen.

Kapitel 5 beschreibt die durchgeführten Tests von Leistungskoppler-Prototypen. Hierfür wurde ein Teststand entwickelt. An diesem konnte sowohl die Designqualifizierung des Kopplers vorgenommen, als auch Langzeittests durchgeführt werden. Zur Untersuchung der thermischen Eigenschaften wurde ein Leistungskoppler zu Testzwecken in das Kryomodul integriert und an eine Dummy-Kavität angeschlossen.

Eine zusätzliche Folge des Betriebs bei starker Ankopplung besteht darin, dass eine Messung des Resonator-Gütefaktors Q_0 , welcher als Bewertungsindikator der Effizienz des Resonators dient, durch die üblichen HF-Messverfahren nicht mehr realisierbar ist (siehe dazu Unterabschnitt 3.1.4). Infolgedessen werden solche Messungen in der Regel vorab an speziell dafür konzipierten Testaufbauten mit Testkopplern durchgeführt. Der Umbau ist allerdings arbeitsaufwendig und birgt erhebliche Risiken für die zu testenden Kavitäten. Die Güte von supraleitenden Resonatoren nimmt im Laufe der Betriebszeit ab. Um die Ursachen

dieses Phänomens zu untersuchen und gegebenenfalls rechtzeitig Gegenmaßnahmen ergreifen und bewerten zu können, ist eine regelmäßige Messung der Güte von Vorteil. Daher wird in der vorliegenden Dissertation neben der Auslegung der Leistungskoppler auch eine neu entwickelte Methode zur verlässlichen Bestimmung des Gütefaktors, selbst unter stark gekoppelten Bedingungen in der Kavität (Kapitel 6) präsentiert.

2 Der Helmholtz-Linear-Accelerator

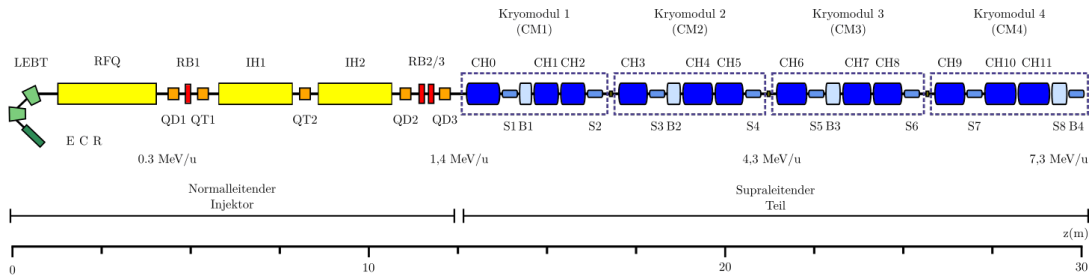


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung des HELIAC mit normalleitendem Injektor und supraleitendem Abschnitt.

Der sich derzeit in Entwicklung befindliche HELIAC ist darauf ausgelegt, schwere Ionen mit einem Massen-zu-Ladungs-Verhältnis von bis zu 6 auf variable Endenergien zwischen 3.5 MeV/u und 7.3 MeV/u zu beschleunigen (siehe auch Tabelle 2.1). Wie beim UNILAC wird die Endenergiebreite von ± 3 keV/u dabei nicht überschritten [38]. Der normalleitende Injektor des Beschleunigers (siehe Abbildung 2.1) soll mit einer **Elektron Cyclotron Resonance** (ECR)-Ionenquelle, einer **Low Energy Beam Transport** (LEBT)-Sektion, einem RFQ, zwei IH-Kavitäten [40, 41], Transportstrecken mit **Quadrupole Doublets** (QD) bzw. **Quadrupole Triplets** (QT) zur transversalen sowie **Re-Buncher** (RB)-Kavitäten zur longitudinalen Strahlfokussierung ausgestattet werden. Er soll den Strahl, wie auch die UNILAC-Injektoren, auf eine Strahlenergie von 1.4 MeV/u beschleunigen. Es schließt sich ein supraleitender Teil an, der aus vier Kryomodulen (Englisch **Cryo Modul** (CM)) besteht, in denen die supraleitenden Beschleunigerkomponenten auf 4.2 K abgekühlt und thermisch isoliert untergebracht sind (siehe Abschnitt 2.1). Dies sind neben neu entwickelten CH-Beschleunigerkavitäten (siehe Abschnitt 2.2) zwei Solenoidlinsen (mit S in Abbildung 2.1 abgekürzt), die zur transversalen Fokussierung dienen. Im supraleitenden Teil werden die Ionen auf Endenergien zwischen 3.5 MeV/u und 7.3 MeV/u beschleunigt. Der HELIAC (einschließlich Kryoplanlage) weist im Vergleich zum

A/q	≤ 6
HF-Frequenz	108.408 MHz / 216.816 MHz
Ausgangsenergie	3.5 MeV/u - 7.3 MeV/u
Ausgangsenergiebreite	± 3 keV/u
Anzahl normaleitende IH-Kavitäten	2
Anzahl supraleitende CH-Kavitäten	12
Anzahl Kryomodule	4
Gesamtlänge	30 m

Tabelle 2.1: Design-Parameter des geplanten HELIAC.

UNILAC bei identischer Partikelanzahl am Traget und Strahlenergien von ca. 7.5 MeV/u^1 eine um etwa 4.5-fach geringere Anschlussleistung auf [42]. Darüber hinaus wird durch den Dauerstrichbetrieb eine vierfach geringere Strahlzeit benötigt, wodurch die Energiekosten um mehr als 90 % gesenkt werden können. Die Realisierung des HELIAC hat bisher mehrere Entwicklungsphasen durchlaufen. Im Rahmen des 2017 abgeschlossenen Demonstrator-Projekts wurde ein Testkryostat mit der ersten HELIAC CH-Kavität und zwei Solenoidlinsen ausgestattet und ein Schwerionenstrahl vom HLI erfolgreich beschleunigt [43, 44]. Im aktuellen Advanced Demonstrator-Projekt wird das erste HELIAC-Kryomodul (CM1) vollständig mit vier CH-Kavitäten und zwei supraleitenden Solenoiden aufgebaut und Ende 2023 ebenfalls mit HLI-Strahl getestet.

Bis zum Jahr 2028 ist die Inbetriebnahme des HELIAC-Injektors und der ersten drei Kryomodule geplant. In diesem Ausbaustadium können bereits die meisten geplanten Nutzerexperimente durchgeführt werden [45].

2.1 HELIAC-Kryomodul

Der supraleitende Teil des HELIAC besteht aus vier Kryomodulen, die jeweils drei CH-Beschleunigerkavitäten, einen supraleitenden CH-Rebuncher und zwei supraleitende Solenoide aufnehmen. Die Beschleunigerkomponenten sind, wie in Abbildung 2.2 dargestellt, durch Vakuumbälge zum sogenannten Cold-String (1) verbunden.

Die supraleitenden Komponenten werden separat durch Einleitung von flüssigem Helium auf eine Temperatur von 4.2 K abgekühlt, wodurch die supraleitenden Eigenschaften der Komponenten genutzt werden können. Ein weiterer Heliumkreislauf, der Heliumgas mit einer Temperatur von 50 K zur Verfügung stellt, ist thermisch mit dem sogenannten Heliumschild (2) verankert. Der Heli-

¹Dabei wird zunächst ein Ionenstrahl mit Masse-zu-Ladungs-Verhältnis von $A/q = 26$ im HSI vorbeschleunigt. Nach Durchlaufen des Gasstrippers wird das Masse-zu-Ladungs-Verhältnis der Ionen auf $A/q = 6$ reduziert und sie werden anschließend in jeweils drei Alvarez-Resonatoren und Einzelresonatoren bei einem Tastverhältnis von 30 % auf die Endenergie beschleunigt.

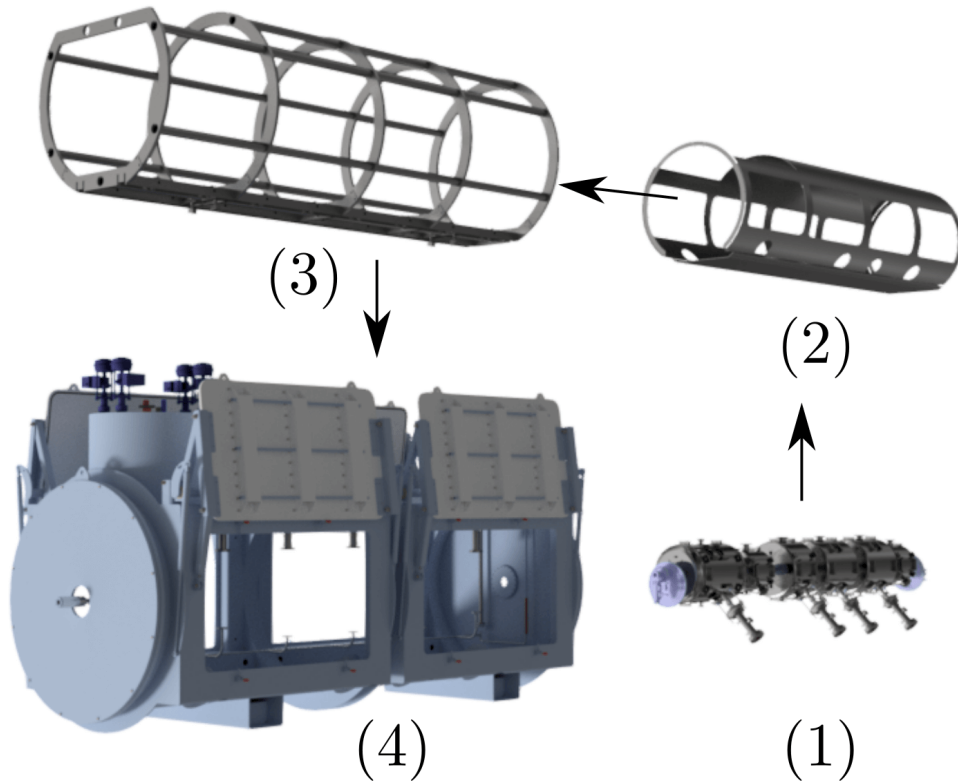


Abbildung 2.2: Montageschritte des HELIAC-Kryomoduls CM1: Zuerst erfolgt der Zusammenbau aller Beschleunigerkomponenten im Reiraum zum sogenannten Cold-String (1), gefolgt von dessen Einbau in den Heliumschild. Schild und Cold-String werden anschließend mithilfe dünner Drahtseile im Rahmen (3) aufgehängt. Abschließend werden alle Komponenten im Tank (4) integriert.

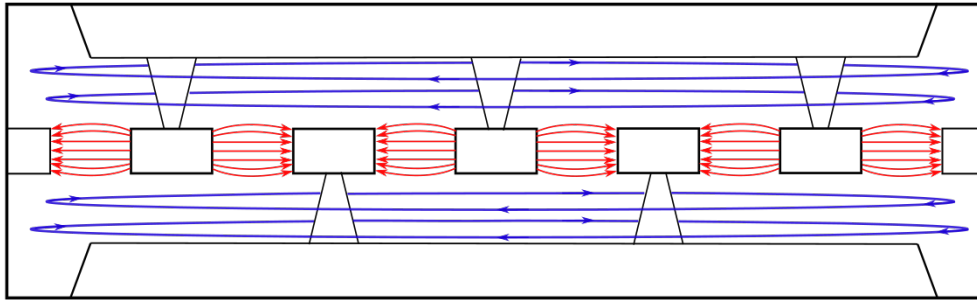
umschild dient der Reduzierung des Wärmeeintrags durch Wärmestrahlung. Um den Wärmeeintrag durch Wärmestrahlung weiter zu reduzieren wird eine mehrschichtige Isolationsfolie, die sogenannte **Multi Layer Insulation** (MLI)-Folie, um den Cold-String und den Schild gewickelt.

Der Cold-String ist mit dünnen Drahtverbindungen am Rahmen (3) aufgehängt, durch die nur ein geringer konduktiver Wärmeeintrag in die Beschleunigerkomponenten hinzukommt. Der Rahmen selbst ist bei Raumtemperatur verankert, sodass er bei Abkühlung des Cold-Strings seine Positionstreue bewahrt. Der Cold-String verschiebt sich dank dieser Vorkehrungen beim Abkühlprozess um maximal ± 0.1 mm in transversaler Richtung.

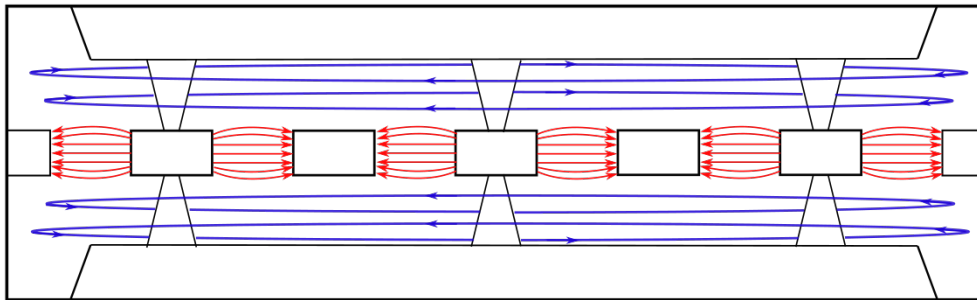
Die Einheit aus Cold-String, Heliumschild und Rahmen ist in einem Edelstahltank (4) mit einem Durchmesser von 1.5 m untergebracht. Das Isolationsvakuum (ca. $1 \cdot 10^{-6}$ mbar) innerhalb des Tanks minimiert die Wärmeübertragung durch Konvektion. Alle benötigten Zuleitungen (insbesondere die Leistungskoppler)

werden thermisch mit dem 50 K-Heliumkreislauf verankert. Dadurch wird der Wärmestrom zwischen den Oberflächen bei Raumtemperatur und 4.2 K teilweise auf den 50 K-Heliumkreislauf abgeleitet. Zur Wartung und Montage verfügt der Tank über vier große Türen.

2.2 Supraleitende CH-Kavitäten



IH - Kavität



CH - Kavität

Abbildung 2.3: Elektrische (rot) und magnetische Feldkonfiguration (blau) in H-Moden-Resonatoren: IH-Mode-Kavität (oben), CH-Mode-Kavität (unten).

H-Moden-Resonatoren nutzen Schwingungsmoden, bei denen die Feldvektoren des Magnetfeldes (in einem zylindrischen Hohlraumresonator²) in longitudinale und die des elektrischen Feldes in transversale Richtung zeigen. Um den zur Beschleunigung von Ionen benötigten elektrischen Feldgradienten auf der Strahlachse zu erzeugen, werden Driftröhren in den Zylinderhohlraum eingebracht (siehe Abbildung 2.3). Diese Driftröhren werden entweder, wie im Fall der IH-Struktur, von sich gegenüberliegenden einzelnen Stützen oder, wie im Fall der CH-Struktur, von um 90° zueinander versetzten, beidseitig tragenden

²siehe [46] für vollständige Beschreibung der Feldkonfiguration von Zylinderresonatoren

Stützen gehalten. Das magnetische Feld induziert zwischen den Driftröhren eine Potenzialdifferenz, wodurch ein stark auf die Strahlachse konzentriertes elektrisches Feld entsteht.

Bei E-Moden Drifttube-Linacs (z.B. Alvarez-Resonatoren) muss der Ladestrom longitudinal von einer Tankstirnfläche entlang des gesamten Tanks zur anderen Stirnfläche fließen, während der Ladestrom in H-Moden-Resonatoren transversal über die Hälfte (IH) bzw. über ein Viertel des Tankumfangs (CH) fließt. Die damit einhergehenden geringeren ohmschen Verlusten machen sich in der vergleichsweise hohen Shunt-Impedanz³ von H-Moden-Beschleuniger bemerkbar.

Während IH-Kavitäten erstmals im Jahr 1956 vorgeschlagen wurden [47] und zur Beschleunigung von Ionen im Geschwindigkeitsbereich von $0.01 < c_0/v < 0.25$ (mit der Vakuumlichtgeschwindigkeit c_0) etabliert sind, stellen CH-Strukturen eine recht neue Entwicklung dar [48, 49]. Normalleitende CH-Strukturen sind u.a für den FAIR Proton-Linac [50], für den beschleunigergetriebenen Kernreaktor **M**ulti **P**urpose **h**Ybrid **R**esearch **R**eactor for **H**igh-tech **A**pplications (MYRRHA) [51, 52] und die **H**igh **B**rilliance **N**eutron **S**ource (HBS) in Verwendung bzw. in Planung [53, 54].

Vorteile der CH-Struktur sind die hohe mechanische Stabilität der Stützengeometrie und ein vergleichsweise einfaches Kühlkonzept. Die Kühlflüssigkeit kann dabei direkt durch die Stützen und die Driftröhren fließen, wodurch sich dieser Resonatortyp für supraleitende Anwendungen eignet. Eine erste supraleitende 360 MHz-CH-Struktur wurde im Jahre 2007 gebaut und getestet, wobei eine maximale Beschleunigungsspannung von 5.6 MV erreicht wurde [55].

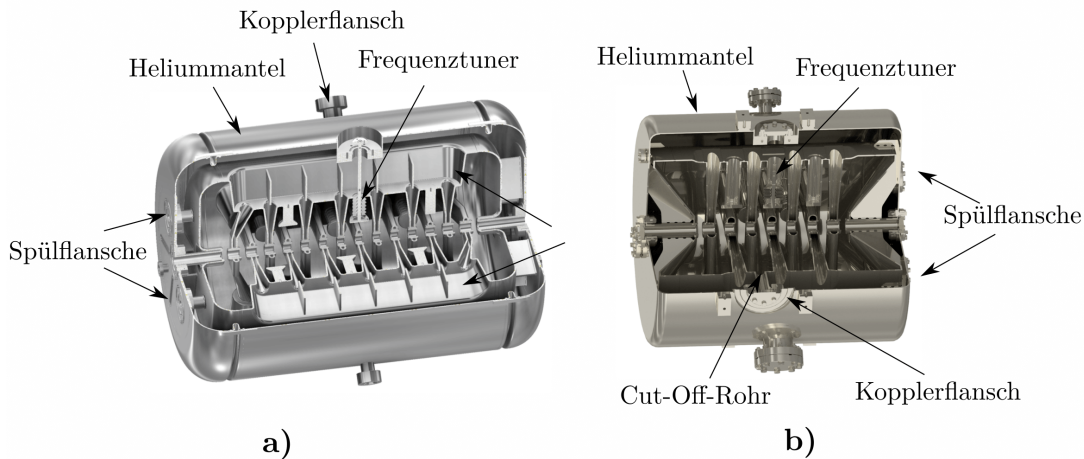


Abbildung 2.4: CH-Kavitäten (inklusive Heliummantel) des HELIACs: (a) Dreiviertelschnitt des Resonators CH0 [56] (b) Dreiviertelschnitt des Resonators CH1 [57].

³Die Shuntimpedanz ist das Verhältnis aus aufgebauter Beschleunigungsspannung U_a und zugeführter Leistung P : $R_a = \frac{U_a}{P}$ und stellt ein Maß der Effizienz einer Kavität dar.

Im Rahmen des Demonstrator-Projekts wurde im Jahr 2016 die erste supraleitende HELIAC-CH-Kavität (CH0) [58], die in Abbildung 2.4a zu sehen ist, getestet [59]. Dabei wurde ein maximaler Gradient von 9.6 MV/m bei einer unbelasteten Güte von $Q_0 = 8.14 \cdot 10^8$ erreicht. 2017 wurde mit dieser Kavität ein Ionenstrahl erstmals erfolgreich beschleunigt [43, 44]. Im gegenwärtig laufenden Advanced-Demonstrator-Projekt wird das erste Kryomodul (CM1), bestehend aus vier CH-Kavitäten, für einen Strahltest vorbereitet. Neben CH0 kommen dabei die Resonatoren CH1 und CH2 [60], dargestellt in Abbildung 2.4b, und ein supraleitender CH-Rebuncher [61] zum Einsatz.

Im Zuge der im Rahmen der R&D-Projekte durchgeführten konstruktiven Optimierung wurde das Design der zweiten Generation an HELIAC-CH-Kavitäten nochmals modifiziert. So weist beispielsweise die Kavität CH0 sogenannte Girder auf, die zur Optimierung der Feldverteilung dienen, während bei allen weiteren HELIAC-CH-Kavitäten auf diese zugunsten einer vereinfachten Herstellung verzichtet wurde. Für die in Kapitel 4 beschriebene Auslegung der Leistungskoppler war die individuell unterschiedliche Länge des Cut-Off-Rohrs (supraleitende Zuführung für den Koppler durch den Heliummantel) zwischen allen Resonatoren des CM1 zu bedenken. Die nachfolgenden Resonatoren CH3–11 weisen eine standardisierte Bauform auf, wobei explizit darauf geachtet wurde, einheitliche Bauteile für alle Resonatoren zu verwenden [62].

Da die Leistungsfähigkeit einer supraleitenden Kavität stark von der Reinheit der HF-Flächen abhängt [63, 64] (siehe dazu auch Abschnitt 3.1), werden die Kavitäten nach der Fertigstellung einer sogenannten **H**igh **P**reasure **R**insing (HPR)-Behandlung unterzogen. Dabei wird ultrareines Wasser unter hohem Druck in die Kavität geleitet, um Partikel auf den Oberflächen abzulösen. Zu diesem Zweck sind die CH-Kavitäten aller Resonatoren des HELIAC an den Stirnflächen mit je zwei Spülflanschen ausgestattet.

Zum Ausgleich von Resonanzfrequenzverstimmungen sind alle Resonatoren mit einem Tunersystem bestückt [65, 66]. Durch Längenvariation einer motorgetriebenen Balganordnung, die in das Innere der Kavität ragt, können langsam veränderliche Frequenzabweichungen kompensiert werden. Zusätzlich kann die Ausdehnung des Balgs mithilfe eines Piezoelements auf kurzen Zeitskalen geringfügig verändert werden, um beispielsweise kurzzeitige Druckschwankungen des Heliumbads, die nur kleine Frequenzänderungen hervorrufen, auszugleichen.

3 Grundlagen

3.1 Mathematische Modelle zur Beschreibung von HF-Resonatoren

Alle nicht idealen schwingenden Systeme verlieren in jeder Schwingungsperiode einen Anteil V der gespeicherten Energie W durch Dämpfung. Die Güte Q

$$Q = 2\pi \frac{W}{V} \quad (3.1)$$

ist dabei ein Maß für die dissipierte Energie pro Schwingungsperiode. Die Güte von Hochfrequenzresonatoren wird meist mithilfe der Verlustleistung des Resonators P_c ausgedrückt:

$$Q_0 = \omega_0 \frac{W}{P_c}. \quad (3.2)$$

ω_0 ist dabei die Resonanz-Kreisfrequenz des Resonators. Eine hohe Güte impliziert geringe Dämpfungsverluste. Bei supraleitenden HF-Resonatoren liegt diese typischerweise im Bereich von 10^8 bis 10^{10} – im Vergleich dazu beträgt sie bei normalleitenden Resonatoren etwa 10^4 und in elektrischen Schwingkreisen ungefähr 10^2). Die Güte eines supraleitenden Resonators ist ein Maß dafür, wie effizient er betrieben werden kann und bestimmt die Höhe der Wärmeverluste, die von der versorgenden Kryoanlage ausgeglichen werden müssen.

Ein weiterer zentraler Parameter der Kavität ist der Beschleunigungsgradient E_a . Er definiert sich als das Verhältnis aus Beschleunigungsspannung U_a und effektiver Resonatorlänge L_{eff} :

$$E_a = \frac{U_a}{L_{\text{eff}}}. \quad (3.3)$$

Der maximale Feldgradient einer Beschleunigerkavität ist stets durch das Erreichen des kritischen Magnetfelds H_c im Resonatorvolumen begrenzt, bei welchem der Supraleiter seine supraleitenden Eigenschaften verliert. Zudem nimmt mit steigendem elektrischem Beschleunigungsfeld die Wahrscheinlichkeit für Feldemission und Multipacting (siehe Unterabschnitt 5.2.2) im Resonator zu. Diese nichtlinearen Effekte führen zu erhöhten Verlusten im Resonator und somit zu einem sinkenden Gütefaktor.

Abbildung 3.1 zeigt die unbelastete Güte Q_0 eines Resonators in Abhängigkeit vom angelegten Feldgradienten E_a . Für einen idealen supraleitenden Resonator

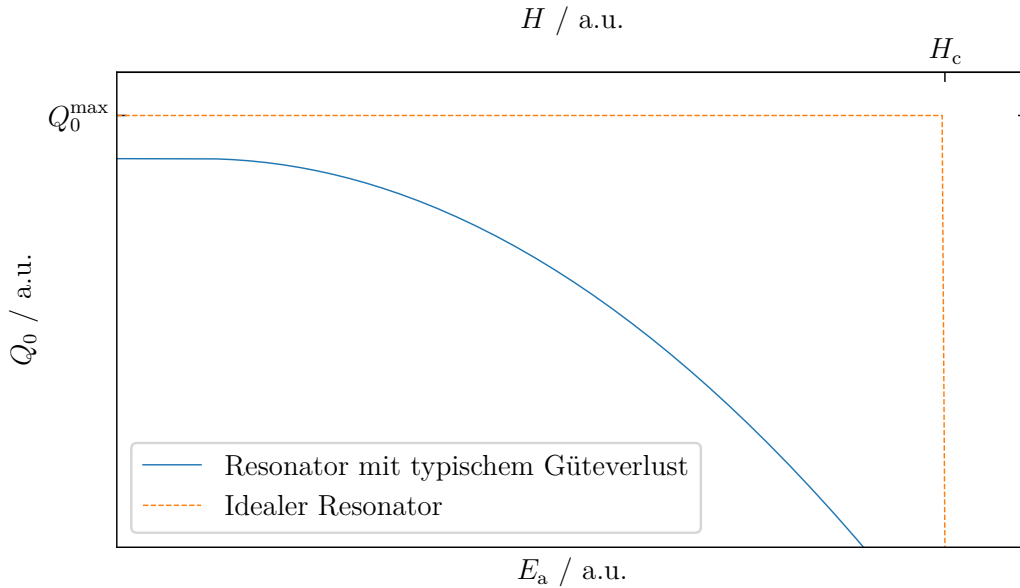


Abbildung 3.1: Typischer Verlauf der unbelasteten Güte Q_0 einer supraleitenden Kavität in Abhängigkeit vom angelegten Gradienten E_a (blau); Güte eines idealen supraleitenden Resonators mit rein ohmschen Verlusten (orange); Beide Resonatoren verlieren mit Erreichen des kritischen Magnetfeldes H_c ihre supraleitenden Eigenschaften, wodurch die Güte abrupt um mehrere Größenordnungen abnimmt.

mit ausschließlich linearen Verlusten (dargestellt durch die orangefarbene Linie) bleibt die Güte bis zum Erreichen des kritischen Magnetfeldes H_c konstant. Für $H > H_c$ fällt sie bedingt durch den Zusammenbruch der Supraleitung abrupt auf deutlich niedrigere Werte ab. Aufgrund der oben genannten Effekte (dargestellt durch die blaue Linie) nimmt in einem realen supraleitenden Resonator die Güte mit zunehmendem Feldgradienten dagegen langsam ab. Die in Abbildung 3.1 dargestellte Kurve wird als Q-gegen-E-Kurve bezeichnet. Indem die Kurve den maximal erreichbaren Feldgradienten und die dabei entstehenden thermischen Verluste (proportional zur Güte) darstellt, definiert sich aus ihr die Effizienz eines supraleitenden Resonators.

3.1.1 Das Resonator-Kopplersystem

Die Schwingung eines Hochfrequenzresonators wird in der Praxis von außen angeregt, wobei dem Resonator Energie über den Koppler – typischerweise eine Antenne oder eine Leiterschleife, die in das Innere des Resonators ragt – zugeführt wird. Gleichzeitig wird Energie über diesen Pfad abgeführt, womit die Definition der Güte aus Gleichung (3.2) um die durch den Koppler emittierte

3 Grundlagen

Leistung P_e erweitert werden muss. Wenn zusätzlich eine schwach gekoppelte Pick-Up-Antenne für Diagnosezwecke Verwendung findet, muss auch die Leistung P_t berücksichtigt werden. Diese ist jedoch meist so klein, dass sie bei den folgenden Betrachtungen vernachlässigt werden kann. Daraus folgt die Definition der sogenannten belasteten Güte:

$$Q_L = \omega \frac{W}{P_c + P_e + P_t} \approx \omega \frac{W}{P_c + P_e}. \quad (3.4)$$

Daraus ergibt sich der folgende Zusammenhang:

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_e} + \frac{1}{Q_t} \approx \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_e}. \quad (3.5)$$

$Q_e = \omega_0 W / P_e$ wird als externe Güte bezeichnet und setzt, analog zu Q_0 in Gleichung (3.2), die durch den Koppler emittierte Leistung P_e ins Verhältnis zur im Resonator gespeicherten Energie. Die Höhe der Leistung P_e ist durch die Interaktion der Felder von Resonator und Koppler bestimmt. Der Kopplungsfaktor β stellt das Verhältnis der beiden genannten Verlustmechanismen dar:

$$\beta = \frac{P_e}{P_c} = \frac{Q_0}{Q_e} \quad (3.6)$$

und bestimmt so unter anderem die Höhe der gespeicherten Energie und wie schnell diese beim Ein- und Ausschalten der HF-Leistung auf- und abgebaut wird. Die gespeicherte Energie im Gleichgewichtszustand ist durch

$$W_0 = \frac{4\beta P_f Q_0}{(1 + \beta)^2 \omega_0} \quad (3.7)$$

gegeben.

Wird die HF-Leistung abrupt abgeschaltet, fällt die gespeicherte Energie exponentiell mit der Zeitkonstante

$$\tau_L = \frac{Q_L}{\omega_0} = \frac{Q_0}{\omega_0(1 + \beta)} \quad (3.8)$$

ab. Somit folgt die zeitliche Entwicklung der Energie in der Kavität dem Ausdruck:

$$W(t) = W_0 e^{-\frac{1}{\tau_L} t} = W_0 e^{-\frac{\omega_0(1+\beta)}{Q_0} t}. \quad (3.9)$$

Außerdem bemaßt der Kopplungsfaktor, den Grad von Reflexionen an HF-Leistung in der Zuleitung der Kavität. Die an der Einkopplerantenne reflektierte Leistung

$$P_r = \left(\sqrt{P_e} - \sqrt{P_f} \right)^2 = \left(\sqrt{\frac{\omega_0 W}{Q_e}} - \sqrt{P_f} \right)^2 \quad (3.10)$$

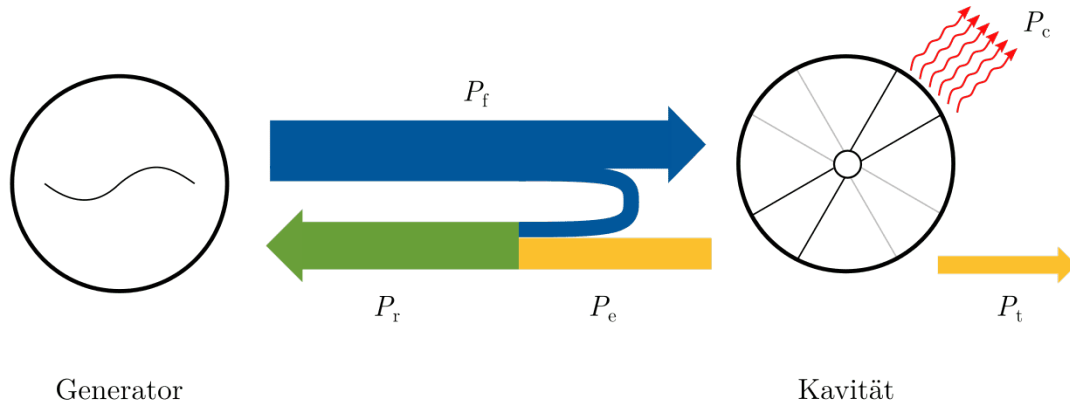


Abbildung 3.2: Veranschaulichung der Leistungsgrößen am HF-Resonator: Vorwärtsleistung P_f , am Einkoppler emittierte Leistung P_e , reflektierte Leistung P_r , transmittierte Leistung P_t , sowie die im Resonator dissipierte Leistung P_c .

setzt sich aus zwei verschiedenen Anteilen zusammen [63]. Einerseits ist dies die durch den Einkoppler emittierte Leistung P_e und andererseits der direkt an der Antenne reflektierte Anteil (siehe Abbildung 3.2). Im Gleichgewichtszustand ergibt sich die reflektierte Leistung zu:

$$P_r = \left(\frac{\beta - 1}{\beta + 1} \right)^2 P_f. \quad (3.11)$$

Bei sogenannter kritischer Kopplung (Kopplungsfaktor von $\beta = 1$) sind die Signalanteile in Gleichung (3.10) gleich groß. Da diese einen Phasenunterschied von 180 Grad aufweisen, heben sie sich gegenseitig auf, sodass das reflektierte Signal vollständig eliminiert wird. Im Falle von Überkopplung ($\beta > 1$), in der von der Kavitat emittierte Anteil P_e überwiegt, sowie bei Unterkopplung ($\beta < 1$), in der der direkt an der Antenne reflektierte Anteil dominiert, tritt ein reflektiertes Signal P_r auf (siehe auch Abschnitt 3.1.2).

3.1.2 Streuparameterbeschreibung eines HF-Resonators

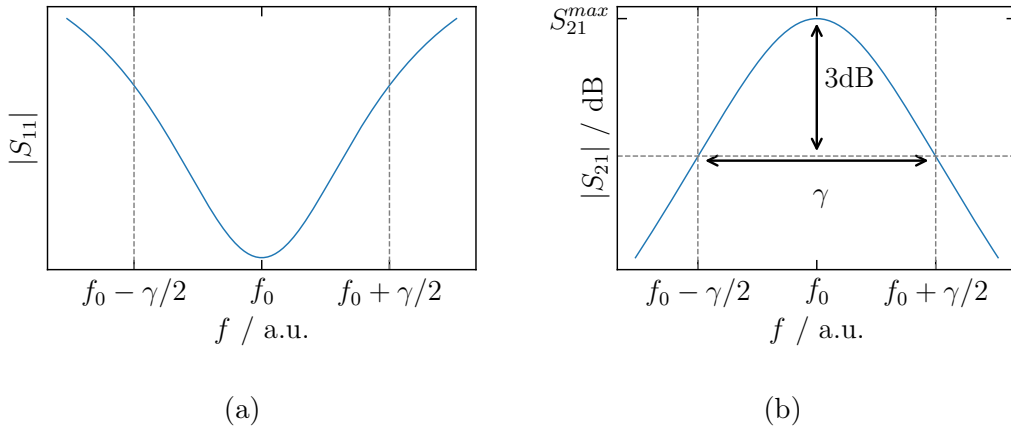


Abbildung 3.3: Breit-Wigner-Resonanzkurven einer Kavität berechnet mit Streuparametern: **(a)** Reflektiertes Signal (S_{11} -Parameter), **(b)** Transmittiertes Signal (S_{21} -Parameter); Die Halbwertsbreite γ ist als die Differenz aus den beiden Frequenzen definiert, bei denen die Amplitude des transmittierten Signals links und rechts vom Maximum auf die Hälfte (um 3 dB) abgefallen ist.

Die Breit-Wigner-Verteilung findet häufig in der Kernphysik sowie der Theorie des Quantenchaos Anwendung. In [67] werden supraleitende Mikrowellenresonatoren als experimentelle Modelle für Quantenbillards genutzt. Hierbei werden die Streuparameter einer Hochfrequenzkavität basierend auf der Breit-Wigner-Verteilung wie folgt definiert (allgemeine Definition von Streuparametern siehe Abschnitt 3.2.1):

$$S_{jk}^c = \delta_{jk} + i \frac{\sqrt{\gamma_j \gamma_k}}{f - f_0 - i \frac{\gamma}{2}}. \quad (3.12)$$

Diese Streuparameter sind eine Funktion der Frequenz f , wobei die resultierenden Signale die Form einer Glockenkurve um die Resonanzfrequenz f_0 annehmen (siehe Abbildung 3.3). δ_{ij} repräsentiert das Kronecker-Delta. $\gamma = \gamma_0 + \gamma_1 + \gamma_2$ wird als Halbwertsbreite bezeichnet. Sie ist definiert als der Frequenzunterschied zwischen zwei Punkten auf beiden Seiten der Resonanzfrequenz, an denen der Wert der Glockenkurve im transmittierten Signal (S^{c12} und S^{c21}) auf die Hälfte (oder um -3 dB) des Maximalwerts abgefallen ist (siehe Abbildung 3.3b). Dabei wird γ_0 als die Partialbreite der Kavität, γ_1 als die des Einkopplers und γ_2 als die des Auskopplers bezeichnet. Die Halbwertsbreite γ berechnet sich wie folgt aus der belasteten Güte:

$$\gamma = \frac{f_0}{Q_L}. \quad (3.13)$$

Die Partialbreiten γ_i korrespondieren dabei auf gleiche Weise zu den jeweiligen Güten Q_0, Q_e, Q_t .

Laut Gleichung (3.12) lässt sich die am Einkoppler reflektierte HF-Welle folgendermaßen beschreiben:

$$S_{11}^c = 1 + i \frac{\gamma_1}{f - f_0 - \frac{1}{2}i(\gamma_0 + \gamma_1)}. \quad (3.14)$$

Die Pickup-Antenne ist hier schwach gekoppelt und kann in der Betrachtung vernachlässigt werden ($\gamma_2 \approx 0$). Die in Unterabschnitt 3.1.1 bereits erwähnte Überlagerung zweier Signale in der reflektierten Leistung wird auch in dieser Gleichung deutlich. Zum einen durch den Breit-Wigner-Term, der den Resonator repräsentiert, und zum anderen durch die 1 im Summenterm, die den Reflexionsfaktor einer offenen Leitung $\Gamma = +1$ darstellt. Betrachtet man das reflektierte Signal (analog zu Unterabschnitt 3.1.1) bei Resonanzfrequenz f_0 vereinfacht sich die Gleichung (3.14) zu:

$$S_{11}^c|_{f=f_0} = 1 - \frac{2\gamma_1}{(\gamma_0 + \gamma_1)}. \quad (3.15)$$

Es ist ersichtlich, dass beide Signalanteile um 180° phasenverschoben sind. Bei kritischer Kopplung ($\gamma_1 = \gamma_0$) sind beide Teilsignale exakt gleich groß, sodass sie sich gegenseitig aufheben und die reflektierte Leistung verschwindet. Für $\beta > 1$ wird $S_{11}|_{f=f_0}$ negativ, für $\beta < 1$ positiv (siehe Abbildung 3.4a). Je stärker die Kavität überkoppelt wird, desto mehr nähert sich die Funktion dem Wert -1. Bei Unterkopplung strebt die Funktion mit sinkendem β gegen +1. Eine stark überkoppelte, nicht verstimmte Kavität (ohne Strahllast) entspricht in ihrem HF-Verhalten damit näherungsweise einer kurzgeschlossenen Leitung. Entsprechend verhält sich eine unterkoppelte Kavität wie eine offene Leitung.

Verschiebt sich zum Beispiel aufgrund von Druckschwankungen im Heliumbad die Resonanzfrequenz, entsteht zwischen Generatorfrequenz f und Resonanzfrequenz f_0 die Differenz $\delta f = f_0 - f$, wodurch der Betrag und die komplexe Phase von Gleichung (3.14) variiert (siehe Abbildung 3.4b). Für $\delta f \rightarrow \infty$ verliert der Breit-Wigner-Term in Gleichung (3.14) für steigende Frequenzabweichung zunehmend an Gewicht, sodass die Phase des gesamten Ausdrucks gegen 0° strebt, während sie für eine mit Resonanzfrequenz betriebene überkoppelte Kavität etwa 180° beträgt. Je größer der Kopplungsfaktor gewählt wird, desto größer muss auch die Frequenzabweichung sein, damit eine Phase von 0° erreicht wird.

In [68] werden die Amplituden von Breit-Wigner-Funktionen für supraleitende HF-Resonatoren als komplexe Größe angegeben. Außerdem wird in [69] zur Anpassung von Resonanzkurven von Mikrowellenresonatoren eine zusätzliche Phase θ eingeführt, sodass Gleichung (3.14) wie folgt modifiziert werden kann:

$$S_{11}^c = 1 + i \frac{\gamma_1 e^{i\theta}}{f - f_0 - \frac{1}{2}i(\gamma_0 + \gamma_1)}. \quad (3.16)$$

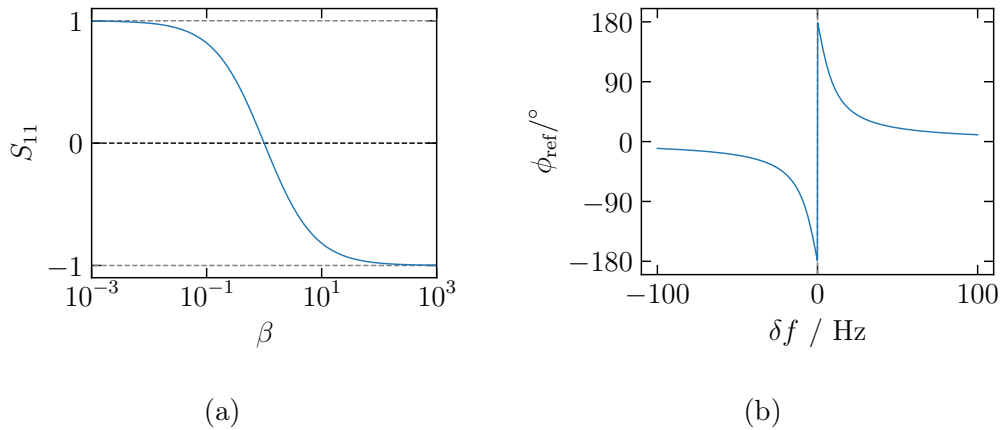


Abbildung 3.4: **(a)** Reflexionsparameter S_{11} einer Kavität (bei Betrieb mit Resonanzfrequenz) in Abhängigkeit vom Kopplungsfaktor β ; **(b)** Reflexionsphase $\phi_{\text{ref}} = \arg(S_{11})$ einer Kavität mit einem Kopplungsfaktor von $\beta = 100$ in Abhängigkeit von der Differenz $\delta f = f_0 - f$. Die unbelastete Güte des Resonators beträgt $Q_0 = 10^9$.

Durch das Hinzufügen der Phase θ wird der zuvor genannte Phasenunterschied zwischen den beiden Teilsignalen (Reflexionssignal der Antenne und von der Kavität emittiertes Signal) von 180° moduliert. Diese Phase nimmt typischerweise sehr kleine Werte an ($\theta < 5^\circ$) und kann beispielsweise durch die endliche Länge der Kopplungsantenne bedingt sein.

Die Betrachtung des Resonators mittels Breit-Wigner-Funktion bietet den Vorteil einer Beschreibung des Koppler-Resonator-Systems mit komplexen Größen. Im Gegensatz zur üblichen Betrachtungsweise (Unterabschnitt 3.1.1), bei der ausschließlich Leistungsgrößen verwendet werden, können hiermit Phaseninformationen der HF-Welle bei beliebiger Kopplung und Anregung abseits der Resonanzfrequenz berechnet werden. In der vorliegenden Arbeit wird dies zur detaillierten Bestimmung des elektromagnetischen Felds innerhalb des Leistungskopplers zur Auslegung (siehe Unterabschnitte 4.4.3 und 4.5.2) verwandt. Zum anderen kann das Verhalten der Kavität bei Impedanzänderungen innerhalb der Zuleitung beschrieben und daraus ein alternatives Verfahren zur Gütemessung entwickelt werden (siehe Kapitel 6).

Für hohe Beschleunigungsgradienten treten in einer supraleitenden HF-Kavität, wie bereits beschrieben, nichtlineare Effekte wie Feldemission oder Multipacting auf, die dazu führen, dass die Güte Q_0 abnimmt bzw. die Partialbreite γ_0 zunimmt. Diese Aspekte sind besonders bei Gütemessungen relevant (siehe Kapitel 6). Im Kontext der Leistungskopplerauslegung (Kapitel 4) können diese Effekte jedoch vernachlässigt werden. Die Auswirkungen auf das Feld im Leistungskoppler sind minimal, da die Kavität dann immer im stark überkoppelten Zustand betrieben wird. Hierbei übertrifft die externe Partialbreite die des Re-

sonators um zwei Größenordnungen.

3.1.3 HF-Einkopplung im Strahlbetrieb

Im Betrieb einer supraleitenden Kavität mit Strahl bestimmt die externe Güte Q_e bzw. der Kopplungsfaktor $\beta = \frac{Q_0}{Q_e}$ wie viel Energie dem Strahl, insbesondere bei Abweichung der Generatorfrequenz zur Resonanzfrequenz, mit der vorhandenen HF-Leistungsreserve zugeführt werden kann. Im ausschließlichen HF-Betrieb wird bei $\beta = 1$, der kritischen Kopplung, keine Leistung von der Kavität reflektiert. Wie in Abschnitt 3.1.1 gezeigt, ist die externe Güte Q_e in diesem Fall genauso groß, wie die Güte der Kavität Q_0 . Wird zusätzlich die Beschleunigung des Teilchenstrahls berücksichtigt, nimmt die Leistungsaufnahme des Resonators um die Strahlleistung P_b zu, wodurch der Kopplungsfaktor mit

$$\beta = \frac{P_e}{P_c + P_b} \quad (3.17)$$

ausgedrückt werden kann. Der notwendige Kopplungsfaktor für einen reflexionsfreien Betrieb entspricht dann:

$$\beta_{\text{opt}} = 1 + \frac{P_b}{P_c}. \quad (3.18)$$

Da die Verlustleistung einer supraleitenden Kavität gegenüber der Strahlleistung i.d.R. sehr gering ausfällt, ist $\beta_{\text{opt}} \gg 1$. Für die HELIAC-Kavitäten nimmt β_{opt} , je nach Kavität und Teilchenstrom, einen Wert zwischen 20 und 100 an.

Obwohl ein reflexionsfreier Betrieb der Kavität wünschenswert ist, ist dies aufgrund von Frequenzschwankungen des Resonators in der Praxis kaum möglich. Die in den Resonator eingekoppelte Leistung fällt bei einer Frequenzabweichung von

$$\delta f = \pm \gamma = \pm \frac{1}{2} \frac{f_0}{Q_0} (1 + \beta) \quad (3.19)$$

auf die Hälfte ab, während der verbleibende Anteil der HF-Leistung am Eingang des Resonators reflektiert wird. Die unbelastete Güte einer typischen HELIAC-Kavität beträgt $Q_0 = 10^9$. Nach Gleichung (3.19) halbiert sich die im Resonator zur Verfügung stehende Leistung mit einer Kopplung von $\beta = 100$ bereits bei einer Frequenzabweichung von ca. $|\delta f| \approx 22$ Hz. Druckschwankungen im Heliumtank (oder andere mechanische Anregungen) führen jedoch zur stetigen Fluktuation der Resonanzfrequenz, die diesen Wert deutlich überschreiten können. Erfolgen Fluktuationen auf sehr kurzen Zeitskalen, lassen sie sich oft nicht oder nur unzureichend mit einem Frequenztonersystem ausgleichen. Bei zu großen Frequenzabweichungen kann dann das Beschleunigungsfeld mit dem Leistungskontingent des HF-Verstärkers nicht mehr aufrechterhalten werden. Mit einem höheren Kopplungsfaktor erhöht sich die Halbwertsbreite, womit auch die kompensierbare Frequenzabweichung wächst. Dadurch wird jedoch im Resonanzfall eine höhere Vorwärtsleistung in Kauf genommen.

3 Grundlagen

Der Leistungsbedarf für einen supraleitenden Resonator unter Strahllast lässt sich mit:

$$P_f = \frac{i_b^2}{8\beta G_c} + \frac{V_c^2 G_c (1 + \beta)^2}{8\beta} + \frac{i_b V_c (1 + \beta)}{4\beta} + \frac{(1 + \beta)^2 Q_L^2 G_c V_c^2 \delta\omega^2}{2\beta\omega_0^2} \quad (3.20)$$

berechnen [63]. Dabei ist i_b die Strahlstromstärke, V_c die Beschleunigungsspan-

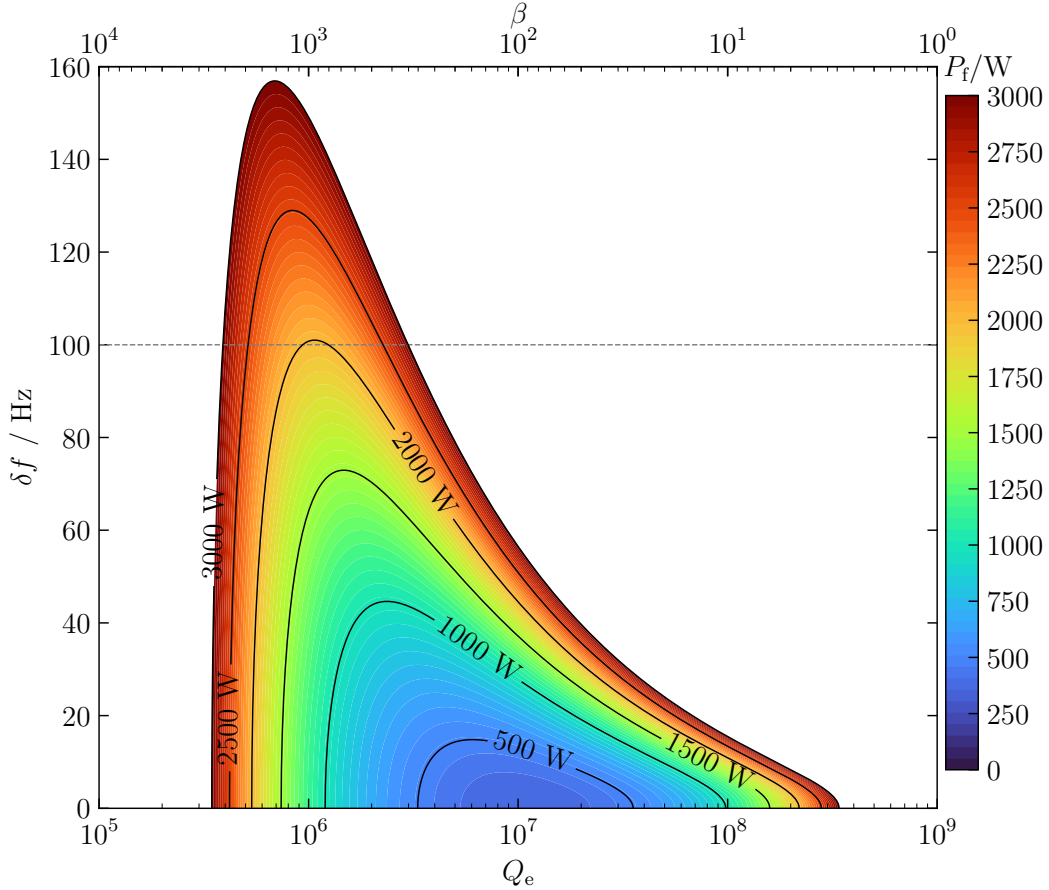


Abbildung 3.5: Kompensierbare Resonanzfrequenzverschiebungen in Abhängigkeit zur externen Güte bei verschiedenen Vorwärtsleistungsebenen P_f (farbcodiert) am Beispiel der Kavität CH0 bei einem Strahlstrom von $100 \mu\text{A}$ und einem Masse-zu-Ladung-Verhältnis von $\frac{A}{q} = 6$.

nung und G_c die Konduktanz der Kavität. Aufgelöst nach δf kann daraus die maximal kompensierbare Verstimmung der Resonanzfrequenz für gegebene Vorwärtsleistung und Kopplung bestimmt werden:

$$\delta f = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{8G_c\beta\omega_0^2 P_f - \omega_0^2 i_b^2 - 2\omega_0^2 i_b V_c G_c (1 + \beta) - \omega_0^2 G_c^2 V_c^2 (1 + \beta)^2}{4G_c^2 Q_L^2 V_c^2 (1 + \beta)}}. \quad (3.21)$$

Abbildung 3.5 zeigt beispielhaft für die HELIAC-Kavität CH0 die Abhängigkeit der maximal kompensierbaren Verstimmung δf von der externen Güte Q_e zur Aufrechterhaltung des Beschleunigungsfeldes bei verschiedenen Vorwärtsleistungen P_f . Für externe Güten von $Q_e > 10^8$ ist das Leistungskontingent des Verstärkers (3000 W) bereits bei Frequenzabweichungen von weniger als 15 Hz ausgeschöpft. Bei einem Kopplungsfaktor von $\beta \approx 1700$ wird ein Maximum der kompensierbaren Frequenzabweichung erreicht, wobei ohne Verstimmung allerdings bereits eine Vorwärtsleistung von mehr als 1500 W erforderlich ist. Für Kopplungen von $\beta > 3000$ ist der am Resonator reflektierte Anteil der Leistung so hoch, dass die erforderliche Beschleunigungsfeldstärke mit der verfügbaren Leistungsreserve von 3000 W nicht mehr vollständig aufgebaut werden kann.

Grundsätzlich erlauben hohe Kopplungsfaktoren also selbst bei hohen Frequenzabweichungen einen stabilen Betrieb, der aber durch einen zusätzlichen Bedarf an HF-Leistung „erkauft“ wird. Höhere Vorwärtsleistungspegel bedingen zusätzliche ohmsche Verluste im Koppler, die durch eine entsprechend höhere Kälteleistung kompensiert werden müssen. Ein effizienter HF-Betrieb ist daher durch eine sorgfältige Festlegung der Kopplungsparameter sicherzustellen.

3.1.4 Gütemessung bei supraleitenden Resonatoren

Die einfachste Methode zur Gütemessung eines HF-Resonators besteht darin, den Verlauf der Resonanzkurve aufzuzeichnen und deren Breite zu bestimmen. Dazu wird typischerweise ein **NetWork Analyser** (NWA) verwendet, der die Kavität bei diskreten Frequenzen innerhalb eines bestimmten Frequenzbereichs anregt und jeweils den transmittierten mit dem einlaufenden Phasor vergleicht. Die gespeicherte Energie eines Resonators fällt allerdings innerhalb einer Zeitspanne τ_L (siehe Gleichung (3.8)) auf den e -ten Teil ab. Bei supraleitenden Kavitäten sind dies Zeiträume von hunderten Millisekunden bis hin zu wenigen Sekunden. Die Resonanzkurve kann mit einem NWA nur korrekt aufgezeichnet werden, wenn zwischen der Vermessung zweier Frequenzsamples eine ausreichend lange Zeitspanne von mehreren Sekunden bis zum Abklingen der im Resonator gespeicherten Energie pausiert wird. Die Resonanzfrequenz eines supraleitenden Resonators ist aufgrund mechanischer Einflüsse aus dem umgebenden Heliumbad kontinuierlichen Schwankungen ausgesetzt. Die Zeitskala dieser Schwankungen liegt i.d.R. unter der Zeitspanne, die für eine vollständige Resonanzkurvenmessung mittels eines NWA benötigt wird. Infolgedessen ist eine Gütemessung auf diesem Wege nicht durchführbar.

Stattdessen wird hier die Beziehung aus Gleichung (3.8) genutzt, welche die Abklingzeit der im Resonator gespeicherten Energie mit der unbelasteten Güte Q_0 und dem Kopplungsfaktor β verknüpft. Folglich lässt sich die Güte durch die Gleichung

$$Q_0 = \tau_L \omega_0 (1 + \beta) \quad (3.22)$$

ermitteln.

Um die Güte Q_0 zu bestimmen, müssen demnach sowohl der Kopplungsfaktor β als auch die Abklingzeit der im Resonator gespeicherten Energie τ_L gemessen werden. Hierzu wird der Resonator mit einem Rechteck-Vorwärtspuls angeregt. Die Reaktion des Resonators wird durch die Messung der transmittierten und reflektierten Leistung erfasst. Die transmittierte Leistung P_t ist dabei proportional zur im Resonator gespeicherten Energie W und kann durch die Gleichung

$$P_t = \omega_0 \frac{W}{Q_t} \quad (3.23)$$

beschrieben werden. Nach Ende des Rechteckpulses fällt die transmittierte Leistung gemäß

$$P_t = \omega_0 \frac{W_0}{Q_t} e^{-\frac{t}{\tau_L}} \quad (3.24)$$

exponentiell ab. Daher kann die Abklingzeit τ_L direkt durch Anpassung dieser Funktion an die abfallende transmittierte Leistung bestimmt werden.

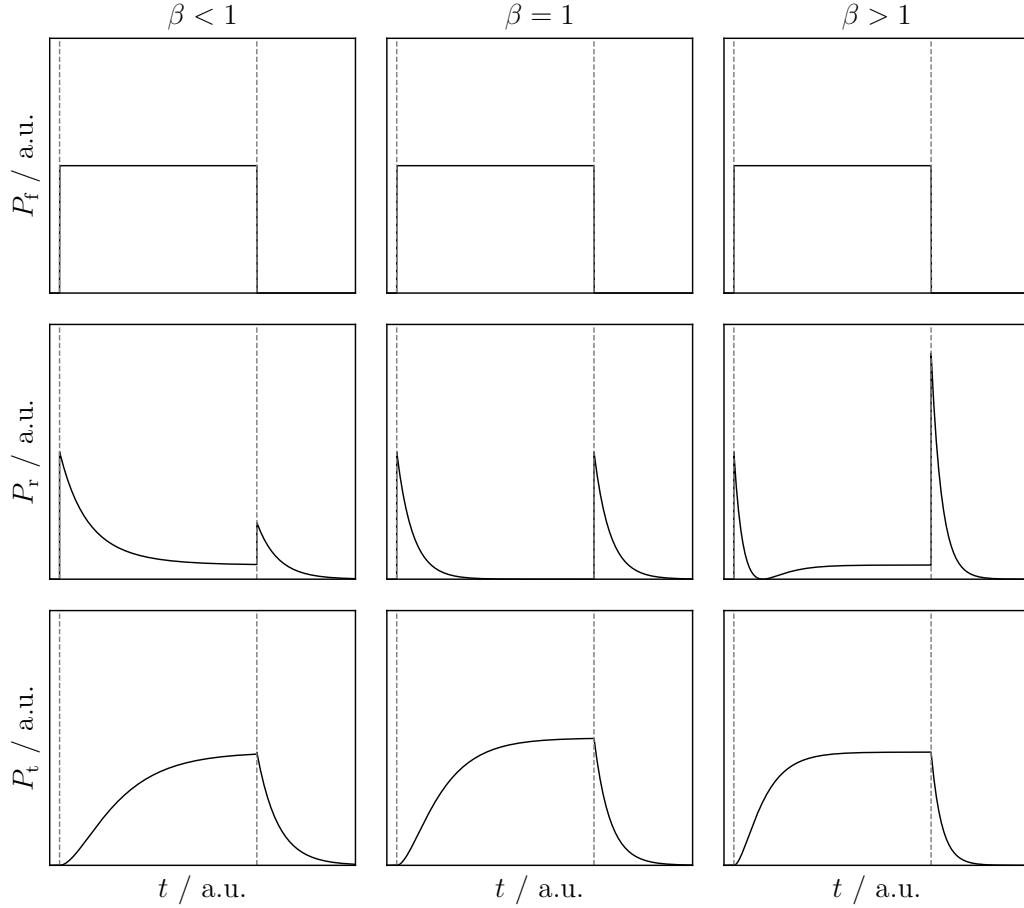


Abbildung 3.6: Charakteristische Kurven der reflektierten und transmittierten Leistung (P_r , P_t) bei Pulsanregung einer Kavität für verschiedene Kopplungsfaktoren.

Der zeitliche Verlauf der reflektierten Leistung bei Pulsanregung ist durch

$$P_r(t) = \begin{cases} \left[1 - \frac{2\beta}{1+\beta} (1 - e^{-\frac{\omega_0(1+\beta)}{Q_0}t}) \right]^2 P_f & \text{nach Einschalten der HF - Leistung} \\ \left(\frac{\beta-1}{\beta+1} \right)^2 P_f & \text{Gleichgewichtszustand} \\ \frac{4\beta^2}{(1+\beta)^2} e^{-\frac{\omega_0(1+\beta)}{Q_0}t} P_f & \text{nach Abschalten der HF - Leistung} \end{cases} \quad (3.25)$$

gegeben [63] und wird maßgeblich vom Kopplungsfaktor β bestimmt. Daher ergibt sich im zeitlichen Verlauf der reflektierten Leistung P_r abhängig vom Kopplungsfaktor β eine charakteristische Kurve.

Abbildung 3.6 zeigt den anregenden Rechteckpuls der Vorwärtsleistung P_f , die reflektierte Leistung P_r sowie die transmittierte Leistung P_t für die drei unterschiedlichen Fälle: Unterkopplung ($\beta < 1$), kritische Kopplung ($\beta = 1$) und Überkopplung ($\beta > 1$). Nach Einsetzen des Rechteckpulses zum Zeitpunkt $t = 0$

entsteht zunächst ein Spitzenwert in der reflektierten Leistung. Da zu diesem Zeitpunkt noch keine Leistung vom Resonator emittiert wird, besteht dieser ausschließlich aus dem direkt an der Antenne reflektierten Teilsignal. Daher entspricht sein Wert genau der Vorwärtsleistung P_f . Anschließend steigt die vom Resonator gespeicherte Energie und damit die emittierte Leistung P_e an, die mit dem direkt reflektierten Signal interferiert. Mit zunehmender emittierter Leistung P_e strebt die reflektierte Leistung gegen einen Gleichgewichtswert. Für unter- und überkoppelte Kavitäten erreicht P_r dabei einen endlichen Wert, während das Signal bei kritischer Kopplung vollständig ausgelöscht wird. Bei einer überkoppelten Kavität durchläuft das Signal zunächst einen Nullpunkt, bevor es den Gleichgewichtszustand erreicht. Dieser Nullpunkt wird durchlaufen, wenn P_e denselben Wert wie das direkt reflektierte Signal erreicht hat¹. Danach dominiert das emittierte Signal und P_r erreicht seinen Gleichgewichtszustand. Nach Beendigung des HF-Pulses besteht die reflektierte Leistung ausschließlich aus dem vom Resonator emittierten Signal, sodass der zweite sich ergebende Peakwert des reflektierten Signals der Leistung P_e im Gleichgewichtszustand entspricht. Anschließend nimmt P_r exponentiell ab.

Mithilfe dieser charakteristischen Pulssignale wird nun der Kopplungsfaktor β bestimmt. Durch Umformen der Gleichung (3.25) im Gleichgewichtsfall nach dem Kopplungsfaktor ergibt sich:

$$\beta = \frac{1 \pm \sqrt{\frac{P_r}{P_f}}}{1 \mp \sqrt{\frac{P_r}{P_f}}}. \quad (3.26)$$

Dabei werden P_r und P_f im Gleichgewichtszustand eingesetzt. Das obere Vorzeichen gilt für den Fall der Überkopplung ($\beta > 1$), das untere Zeichen für den Fall der Unterkopplung ($\beta < 1$). Die Höhe der Peaks der charakteristischen Pulsform geben darüber Aufschluss, ob Über- oder Unterkopplung vorliegt. Im Fall einer Überkopplung besitzt der zweite Peak einen höheren Wert als der vordere ($P_e > P_f$), und umgekehrt im Fall einer unterkoppelten Kavität. Mit den ermittelten Werten von τ_L und β lässt sich dann mittels Gleichung (3.22) die Güte des Resonators bestimmen.

Wie aus Abbildung 3.1 ersichtlich, ist die Güte aufgrund der nichtlinearen Verluste vom Feldgradienten abhängig. Deshalb variiert die Abklingzeit mit der Höhe der gespeicherten Energie. Die oben erläuterte Methode ist daher nur bei niedrigen Feldgradienten mit rein linearen Verlusten anwendbar. Bei höheren Feldgradienten muss die Güte über Messung der Leistungsbilanz im Gleichgewichtsfall ermittelt werden.

Dazu wird zunächst Gleichung (3.23) nach der gespeicherten Energie W umgestellt und in Gleichung (3.2) eingesetzt:

$$Q_0 = \frac{P_t}{P_c} Q_t. \quad (3.27)$$

¹Die Spannungsgröße $U_r \propto S_{11}^e$ wechselt dabei ihr Vorzeichen

Die transmittierte Güte wird bei niedriger Leistung durch

$$Q_t = \omega_0 \frac{W}{P_t} = \omega_0 \frac{W}{P_c^{\text{low}}} \frac{P_c^{\text{low}}}{P_t^{\text{low}}} = Q_0^{\text{low}} \frac{P_c^{\text{low}}}{P_t^{\text{low}}} \quad (3.28)$$

bestimmt. Die Verlustleistung kann durch

$$P_c = P_f - P_r - P_t \quad (3.29)$$

ermittelt werden. Damit ergibt sich für die Güte bei hohen Feldern

$$Q_0^{\text{high}} = Q_0^{\text{low}} \frac{P_c^{\text{low}}}{P_c^{\text{high}}} \frac{P_t^{\text{high}}}{P_t^{\text{low}}}. \quad (3.30)$$

Mit dem R/Q-Wert, der durch Simulationen bestimmt wird und der Güte des Auskopplers Q_t kann der Beschleunigungsgradient

$$E_a = \sqrt{(R/Q)Q_t P_t / \mathcal{L}_{\text{ges}}} \quad (3.31)$$

berechnet werden. Dabei bezeichnet \mathcal{L}_{ges} die effektive Resonatorlänge. Zur Charakterisierung eines supraleitenden Resonators wird sukzessive die Vorwärtsleistung erhöht und dabei Gradient sowie die Güte gemessen, wodurch die Q-gegen-E-Kurve (siehe Abschnitt 3.1) bestimmt wird.

Wie in Unterabschnitt 3.1.3 beschrieben, werden supraleitende Resonatoren im Strahlbetrieb in der Regel stark überkoppelt ($\beta > 100$) betrieben, was allerdings zu hohen Unsicherheiten bei der Gütemessung führt. Der Hauptgrund dafür liegt darin, dass die reflektierte Leistung P_r mit steigendem Kopplungsfaktor β zunimmt. Im Extremfall, für sehr hohe Kopplungsfaktoren ($\beta \rightarrow \infty$), erreicht sie den Wert der zugeführten Leistung P_f . Die relative Messunsicherheit des Kopplungsfaktors β , der zur Ermittlung der Güte bei niedrigen Feldgradienten benötigt wird, lässt sich durch

$$\frac{\Delta\beta}{\beta} = \sqrt{\frac{P_r^2 \Delta P_f^2 + P_f^2 \Delta P_r^2}{P_f P_r (P_f - P_r)}} \quad (3.32)$$

bestimmen. Die relative Messunsicherheit für die Leistungsbilanz, die zur Gütebestimmung bei hohen Feldgradienten bestimmt wird, berechnet sich durch

$$\frac{\Delta P_c}{P_c} = \frac{\sqrt{\Delta P_f^2 + \Delta P_r^2}}{P_f - P_r}. \quad (3.33)$$

Für reflektierte Leistungen $P_r \approx P_f$ wird der Nenner beider Ausdrücke sehr klein und dadurch der Wert des Gesamtausdrucks sehr groß².

²Die transmittierte Leistung P_t ist in der Regel gegenüber der reflektierten Leistung P_r zu vernachlässigen.

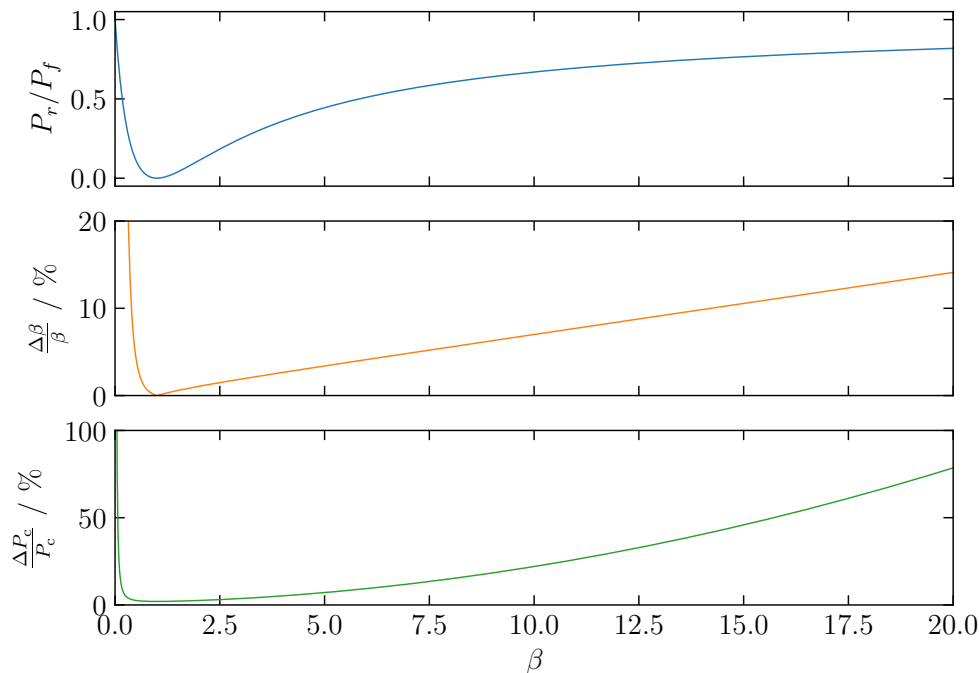


Abbildung 3.7: Verhältnis aus reflektierter Leistung und Vorwärtsleistung P_r/P_f und die relativen Messunsicherheiten des Kopplungsfaktors β sowie der Verlustleistung P_c in Abhängigkeit vom Kopplungsfaktor β . Für die Messunsicherheit der Leistungssensoren wurde ein Wert von 5% angenommen.

Dieses Verhalten wird in Abbildung 3.7 verdeutlicht. Hier wird das Verhältnis aus reflektierter und Vorwärts-Leistung P_r/P_f und die relativen Messunsicherheiten des Kopplungsfaktors β , sowie der Verlustleistung P_c , in Abhängigkeit vom Kopplungsfaktor β dargestellt. Es wurde angenommen, dass die Messunsicherheit der verwendeten Leistungssensoren 5% beträgt. Besonders rapide steigt die Messunsicherheit für die Verlustleistung P_c an; bei einem Kopplungsfaktor von $\beta = 10$ liegt sie bereits bei über 20%.

Daher wird die Güte des Resonators in der Regel bei einem Kopplungsfaktor von $\beta < 10$ bestimmt [70]. Allerdings muss eine supraleitende Kavität, wie bereits erläutert, im Strahlbetrieb in der Regel stark gekoppelt werden ($\beta \gg 10$). Um die Q-gegen-E-Kurve messen zu können, muss die Kavität daher mit einem speziellen Testkoppler ausgestattet werden. Alternativ muss der Kopplungsfaktor variabel sein. Beide Optionen erfordern jedoch einen erheblichen Aufwand, da der Resonator entweder im Reinraum für den jeweiligen Betriebsmodus umgerüstet oder der Leistungskoppler entsprechend angepasst werden muss (z.B. durch eine Balgvorrichtung).

3.2 Streuparameter

3.2.1 Allgemeine Definition

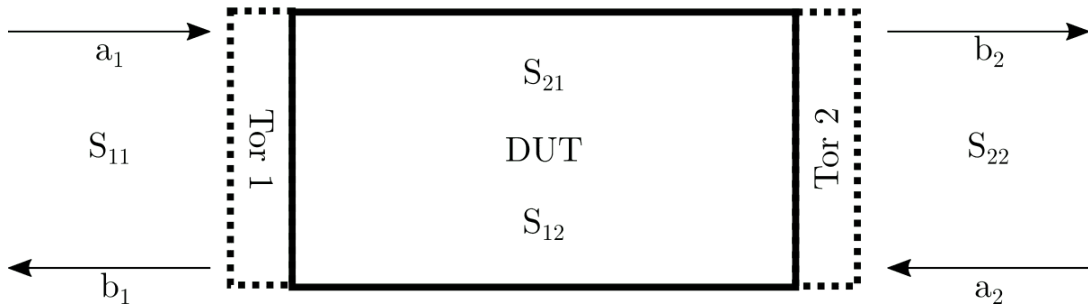


Abbildung 3.8: Schematische Darstellung der Streuparameter eines Zweitores / „DUT“.

Mit Streuparametern (S-Parametern) kann das Verhalten von HF-Netzwerken mittels Wellengrößen beschrieben werden. Die Anzahl der S-Parameter ergibt sich aus dem Quadrat der Anzahl der Tore, durch die eine HF-Welle in das **Device Under Test** (DUT) ein- und auslaufen kann. Die Streuparameter werden in einer $N \times N$ Matrix S zusammengefasst, wobei N die Anzahl der Tore ist. Wird ein Vektor \vec{a} definiert, der die Amplituden aller eingehenden Wellen beinhaltet, beschreibt ein zweiter Vektor \vec{b} über den Zusammenhang

$$\vec{b} = S\vec{a} \quad (3.34)$$

die ausgehenden Wellen an den Toren des Bauteils. In dieser Arbeit werden hauptsächlich Zweitore betrachtet. Für ein Zweitor (siehe Abbildung 3.8) lässt sich Gleichung (3.34) zu

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} \quad (3.35)$$

umschreiben. Der Zusammenhang zwischen den Wellenamplituden an den Toren des DUT ist dann:

$$b_1 = S_{11}a_1 + S_{12}a_2 \quad (3.36)$$

$$b_2 = S_{21}a_1 + S_{22}a_2. \quad (3.37)$$

Wird das DUT nur von einer einzigen Quelle angeregt (sodass $a_1 = 0$ bzw.

$a_2 = 0$), werden die S-Parameter als

$$S_{11} = \left. \frac{b_1}{a_1} \right|_{a_2=0} \quad (3.38)$$

$$S_{21} = \left. \frac{b_2}{a_1} \right|_{a_2=0} \quad (3.39)$$

$$S_{22} = \left. \frac{b_2}{a_2} \right|_{a_1=0} \quad (3.40)$$

$$S_{12} = \left. \frac{b_1}{a_2} \right|_{a_1=0} \quad (3.41)$$

ausgedrückt. Damit ist $S_{i,i}$ das Verhältnis der am Tor i reflektierten und eingehenden Amplitude und wird als Reflexionsfaktor bezeichnet. $S_{i,j}$ ist dementsprechend das Verhältnis der an Tor i transmittierten zur an Tor j eingehenden Leistung und wird als Transmissionsfaktor bezeichnet.

Netzwerke, die keine aktiven Komponenten, Ferrite oder Plasmen beinhalten, werden als reziprok bezeichnet [71]. Diese besitzen eine symmetrische Streumatrix S , sodass

$$S_{11} = S_{22} \quad (3.42)$$

$$S_{12} = S_{21} \quad (3.43)$$

gilt.

Die Streumatrix für verlustfreie Netzwerke ist außerdem unitär [71], sodass das Produkt der Matrix S mit ihrer komplex Konjugierten S^* die Einheitsmatrix ergibt:

$$S \cdot S^* = \mathbb{1} \quad (3.44)$$

3.2.2 Streuparameter eines reziproken und verlustfreien Zweitors

Die Mehrzahl der für diese Arbeit relevanten HF-Komponenten lassen sich näherungsweise als reziproke und verlustfreie Netzwerke beschreiben, weswegen im Folgenden die Streuparameter für einen solchen Fall näher betrachtet werden. Wie im vorherigen Abschnitt beschrieben, sind die Streumatrizen in diesem Fall symmetrisch, sodass definiert wird:

$$S_{11} = S_{22} := r \quad (3.45)$$

$$S_{12} = S_{21} := t. \quad (3.46)$$

Die Einträge der Matrix sind im Allgemeinen komplexwertig, sodass sich Reflexions- und Transmissionsfaktor aus einer reellen Amplitude und einem komplexen Phasenterm zusammensetzen:

$$r = \Gamma e^{i\phi_r} \quad (3.47)$$

$$t = |t| e^{i\phi_t}. \quad (3.48)$$

Mit der Bedingung der unitären Matrix

$$S \cdot S^* = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.49)$$

folgt das Gleichungssystem:

$$rr^* + tt^* = 1 \quad (3.50)$$

$$rt^* + r^*t = 0. \quad (3.51)$$

Aus Gleichung (3.50) folgt³:

$$|t| = \sqrt{1 - \Gamma^2}. \quad (3.52)$$

Gleichung (3.51) kann zu

$$\frac{t^*}{t} = -\frac{r^*}{r} \quad (3.53)$$

oder

$$\frac{r}{r^*} = -\frac{t}{t^*} \quad (3.54)$$

umgestellt werden. Mit den Gleichungen (3.47) und (3.48) und ihren komplex Konjugierten lassen sich diese Ausdrücke zu

$$e^{\pm 2i\phi_t} = -e^{\pm 2i\phi} \quad (3.55)$$

umformen. Da $-1 = e^{i\pi}$, ergibt sich für die Phase der transmittierten Welle ϕ_t

$$\phi_t = \phi_r \pm \frac{\pi}{2}. \quad (3.56)$$

Damit kann die Streumatrix

$$S = \begin{pmatrix} \Gamma e^{i\phi} & \pm i\sqrt{1 - \Gamma^2} e^{i\phi} \\ \pm i\sqrt{1 - \Gamma^2} e^{i\phi} & \Gamma e^{i\phi} \end{pmatrix} \quad (3.57)$$

aufgestellt werden. Für eine kompaktere Schreibweise wird $\phi_r = \phi$ geschrieben. Wie im Anhang A.1 gezeigt wird, kann für den Fall eines idealen Zweitorts mit infinitesimaler örtlicher Ausdehnung ein Ausdruck der Phase ϕ in Abhängigkeit vom Reflexionsfaktor hergeleitet werden.

³Dabei wird die negative Lösung der Wurzelgleichung $|t| = \pm\sqrt{1 - \Gamma^2}$ vernachlässigt, da ein Betrag definitionsgemäß keine negativen Werte annehmen kann.

3.3 Leistungskoppler für HF-Resonatoren

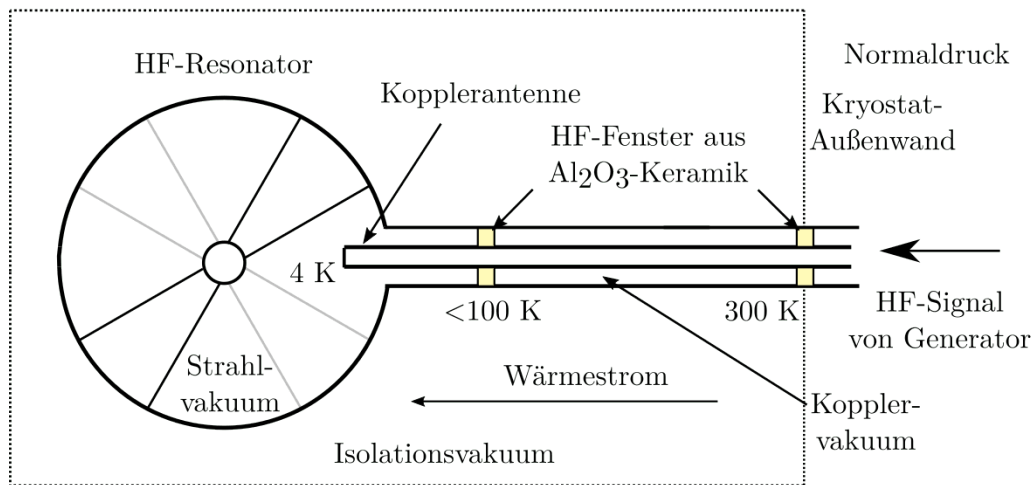


Abbildung 3.9: Schematischer Aufbau eines typischen Leistungskopplers für supraleitende HF-Resonatoren; der Koppler stellt die HF-Zuführung von der Quelle (und HF-Zuleitung) zum Resonator dar. Das Strahlvakuum in der Kavität wird durch zwei Keramikfenster geschützt. Die Temperatur der Leitung beträgt auf der Außenseite 300 K und 4 K an der Kavität, wodurch ein stetiger Wärmestrom entsteht.

Die Hochfrequenzkavitäten eines Teilchenbeschleunigers benötigen Energie, um das zur Beschleunigung von geladenen Teilchen erforderliche elektrische Feld zu erzeugen. Diese wird dem Resonator in Form einer Wanderwelle, erzeugt von einem HF-Generator, zugeführt. Dabei stellt der Einkoppler das Ende der HF-Zuleitung dar und überträgt das HF-Signal an den Resonator. Die Übertragung der Energie erfolgt letztendlich durch Überlappen der Felder von Zuleitung und Kavität. Je stärker beide Felder miteinander interagieren, desto niedriger ist die externe Güte Q_e bzw. desto höher ist der Kopplungsfaktor β (siehe Abschnitt 3.1.1). Die Zuführung der Wanderwelle erfolgt entweder über eine Koaxialleitung oder einen Rechteckhohlleiter. Dementsprechend basiert die mechanische Konstruktion des Kopplers auf einem dieser Leitungstypen. Rechteckhohlleiter werden üblicherweise im Frequenzbereich von 1 GHz bis 220 GHz eingesetzt [71], da die zunehmenden geometrischen Abmessungen für tiefere Frequenzen unpraktikabel sind. Unterhalb einer Grenzfrequenz, die von den geometrischen Abmaßen des Rechteckhohlleiters abhängt, kann sich im Hohlleiter keine Mode mehr ausbilden und damit keine Energie mehr übertragen werden. Der Querschnitt des Leiters wächst proportional zum Quadrat der Grenzwellenlänge. Der Einsatz von Hohlleitern kommt deshalb vor allem für hohe Frequen-

zen infrage. Rechteckhohlleiter sind außerdem besser für die Übertragung hoher Leistungen geeignet, da sie eine höhere Überschlagsfestigkeit besitzen [72]. Zwar eignen sich Hohlleiterkoppler i.A. besser für den Einsatz bei hohen Frequenzen und Leistungen als koaxiale Leistungskoppler, haben aber neben deutlich größeren Dimensionen den Nachteil, dass der Kopplungsfaktor nur schwer variiert werden kann. Bei supraleitenden Kavitäten kommt zudem ein erhöhter Wärmeeintrag durch den Koppler hinzu. Aus diesen Gründen werden häufig koaxiale Einkoppler genutzt, obwohl die Zuleitung vom HF-Verstärker zur Kavität durch Rechteckhohlleiter umgesetzt wird [64]. Dazu wird direkt vor der Kavität von einer Hohlleiter- auf Koaxialgeometrie adaptiert (siehe z.B. [73]). In [74] wird ein detaillierter Überblick der Vor- und Nachteile beider Kopplerarten gegeben. Zur Kopplung mit Rechteckhohlleitern wird lediglich eine Öffnung an der Resonatorwand, mit der der Leiter verbunden wird, benötigt. Die Kopplungsstärke ist von Größe und Form der Öffnung abhängig. Bei koaxialen Leistungskopplern wird die Signaleinkopplung entweder induktiv durch eine Leiterschleife [75–77], oder, wie in Abbildung 3.9 angedeutet, kapazitiv durch einen Leitungsstift im Inneren des Resonators [73, 78–80] realisiert. Der Kopplungsfaktor β hängt von den geometrischen Maßen der Antenne oder der Leiterschleife, ihrer Einschubtiefe sowie der Positionierung im Resonatorfeld ab und kann damit leicht variiert werden. Bei supraleitenden Beschleunigern wird in den meisten Fällen kapazitiv eingekoppelt [81], in Einzelfällen auch induktiv [82, 83].

Das Resonatorvakuum darf durch die Einkoppler-Öffnung nicht gestört werden. Zum Schließen dieser Öffnung kommen daher Isolatoren im Einkoppler zum Einsatz. Die HF-Verluste des Isolators sollten dabei so gering wie möglich sein. Deshalb wird auf Materialien mit einem niedrigen Verlustwinkel zurückgegriffen. In den meisten Fällen wird eine Aluminiumoxidkeramik (Al_2O_3) verwendet. Während die elektromagnetische Welle mit geringen dielektrischen Verlusten transmittiert wird, schließt die Keramik den Resonator vakuumdicht ab und wird deshalb als HF-Fenster bezeichnet. HF-Fenster können auf unterschiedliche Arten konstruiert werden. Zwei gebräuchliche Typen sind in Abbildung 3.10 zu sehen. Wie in Abbildung 3.10 (a) gezeigt, kann eine Keramikscheibe zwischen Innen- und Außenleiter eingebracht werden, die das Vakuum der Kavität gegen die Zuleitung abschirmt. Beispielhaft hierfür können die Leistungskoppler der supraleitenden Kavitäten bei **Soreq Applied Research Accelerator Facility** (SARAF) [78], **Rikagaku Kenkyūjo** (RIKEN) [80] oder der **International Fusion Materials Irradiation Facility** (IFMIF) [79] genannt werden. Der Durchmesser von Innen- und Außenleiter kann, wie auf Abbildung 3.10 (b) dargestellt, an verschiedenen Stellen variieren. Dadurch lässt sich ein Keramikzylinder zwischen die Stirnflächen beider Leiter einbringen, der das Resonatorvolumen abschirmt. Diese Art von HF-Fenstern wird beispielsweise beim Leistungskoppler der **X-Ray Free Electron Laser** (XFEL) Resonatoren [73] eingesetzt. Ein zylindrisches Fenster kann auch bei einem Übergang von Rechteckhohlleiter auf Koaxialleitung eingebracht werden, was ebenfalls für die XFEL-Resonatoren, aber auch an den supraleitenden Kavitäten des **Large Hadron Collider** (LHC) [84] reali-

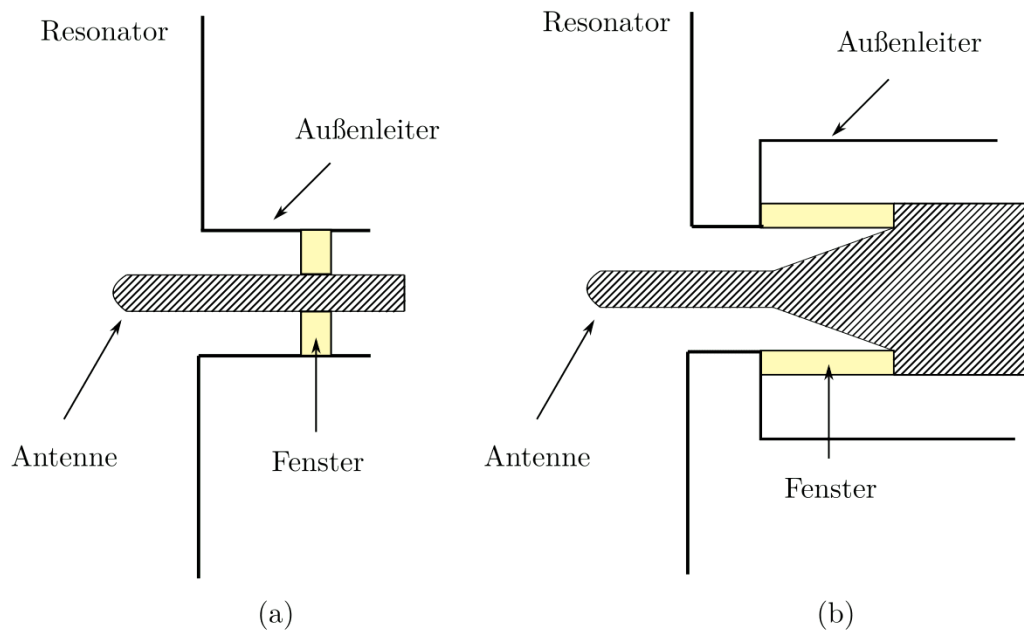


Abbildung 3.10: Gebräuchliche Formen von HF-Kopplerfenstern: (a) Scheibenförmiges Fenster zwischen Innen- und Außenleiter; (b) Zylinderförmiges Fenster an den Stirnflächen von Innen- und Außenleiter.

siert wurde. Eine weitere Variante wurde beispielsweise am UNILAC umgesetzt [75]. Hier wird mittels einer Leiterschleife eingekoppelt, die von einer Keramikhaube abgeschirmt wird. Bei Rechteckhohlleitern werden Scheiben mit runder oder rechteckiger Grundfläche verwendet. Leistungskoppler sind mit mindestens einem Fenster ausgestattet. Bei supraleitenden Kavitäten bietet der Einsatz von zwei Kopplerfenstern mehrere Vorteile: Durch die niedrigen Temperaturen, die beim Betrieb supraleitender Resonatoren anfallen, können am Fenster Gase kondensieren, was zu zahlreichen unerwünschten Effekten führt. Ist ein zweites Fenster an der Außenseite des Kryostaten verbaut, kann dies durch ein separates Vakuum zwischen beiden Fenstern verhindert werden [64]. Zusätzlich wird ein erweiterter Schutz des Strahlvakuums erreicht. Ein weiterer Grund besteht darin, dass der maximal erreichbare Beschleunigungsgradient und die Resonatorgüte in hohem Maße von der Sauberkeit und Qualität der Resonatorinnenflächen abhängt. Eine Kontamination der Kavität mit Fremdpartikeln führt zur Minderung ihrer Leistungsfähigkeit. Deshalb wird der Beschleunigerstrang inklusive der Leistungskoppler vor dem Einbau in den Kryostaten in einem Reinraum vorbereitet. Mithilfe des zweiten Fensters kann der Koppler in zwei Stufen eingebaut werden. Der Teil mit direktem Kontakt zur Kavität wird mit großer Sorgfalt im Reinraum eingebaut. Dadurch ist der Resonator durch ein Fenster versiegelt und der zweite, größere und schwerere Teil des Kopplers wird erst außerhalb des

Reinraums montiert. Damit lässt sich die Konstruktion des Kryostats und die Montage des Kopplers erheblich vereinfachen.

Als Folge des zweiten Hauptsatzes der Thermodynamik fließt thermische Energie durch Konduktion immer in Richtung geringerer Temperatur. Aufgrund dessen entsteht im Koppler ein stetiger Strom von Wärmeenergie von der Kryostataußenhülle Richtung Resonator, was als statischer Wärmeeintrag des Kopplers bezeichnet wird. Dieser ist von der für die Wärmeleitung verfügbaren Querschnittsfläche, sowie der Wärmeleitfähigkeit der verwendeten Materialien, abhängig. Es ist gängige Praxis, den Koppler im Bereich nahe der Kavität thermisch an ein Stickstoff- oder Heliumschild anzukoppeln, um den Wärmestrom von außerhalb der Kavität auf dieses abzuleiten. Für Beschleuniger, die bei 2 K betrieben werden, ist der Koppler meist zusätzlich bei 4 K angebunden. Ein weiterer Mechanismus des Wärmeeintrags sind Verluste im Koppler, die während des HF-Betriebs entstehen - diese werden als dynamischer Wärmeeintrag bezeichnet. Die Betriebskosten eines supraleitenden Beschleunigers werden zu einem großen Teil von der Kälteanlage verursacht, insbesondere weil deren Wirkungsgrad bei weniger als einem Prozent liegt. Statische und dynamische Verluste des Kopplers müssen durch zusätzliche Kälteleistung kompensiert werden. Demnach sollten beide Verlustmechanismen im Koppler hinreichend gut unterdrückt werden. Dies ist eine besondere Herausforderung, da gute elektrische Leiter im Allgemeinen ebenso gut Wärme leiten. Ein Koppler mit minimalem statischem Wärmeeintrag wird dementsprechend hohe ohmsche Verluste erzeugen und umgekehrt. Das Kopplerdesign erfordert in dieser Hinsicht also einen gut abgestimmten Kompromiss.

4 Auslegung eines Leistungskopplers für den HELIAC

Der HELIAC benötigt für die HF-Versorgung seiner insgesamt sechzehn supraleitenden Resonatoren jeweils einen Leistungskoppler. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Kopplerdesign erarbeitet und ausgiebigen Tests unterzogen. Die nachfolgenden Abschnitte beschreiben den Prozess der Erarbeitung und das Ergebnis der Designerstellung. In Abschnitt 4.1 werden die grundlegenden Anforderungen an den Leistungskoppler zusammengefasst. Im Rahmen des Demonstratorprojekts wurde ein erster Prototyp eines Leistungskopplers entwickelt, der die Grundlage für den in dieser Arbeit entwickelten Leistungskoppler bildet. Dieser wird in Abschnitt 4.2 vorgestellt und es werden verschiedene Gründe herausgearbeitet, die eine Weiterentwicklung notwendig machten. In Abschnitt 4.3 wird das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Kopplerdesign vorgestellt. Die maßgeblichen Aspekte, die zum finalen Design geführt haben, werden in den Abschnitten 4.4 und 4.5 erläutert.

4.1 Anforderungsprofil

Vor der Entwicklung eines Designs mussten die Anforderungen an einen Koppler für das HELIAC-Projekt erarbeitet werden. Wie bereits in Abschnitt 3.3 beschrieben, sind diese Anforderungen insbesondere für Koppler supraleitender Resonatoren herausfordernd. So muss neben einer effizienten HF-Übertragung auch der Betrieb in einer kryogenen Umgebung und die damit verbundenen Komplikationen berücksichtigt werden. Zusätzlich ist aufgrund der Empfindlichkeit von supraleitenden Resonatoren gegen Verunreinigung, darauf zu achten, dass die umgebenden Komponenten keine Partikel absondern.

Die Resonanzfrequenz aller supraleitenden Kavitäten des HELIAC beträgt 216.816 MHz. Wie in Abschnitt 3.3 gezeigt, ist bei dieser Frequenz ein Koppler auf Basis einer Koaxialleitung die geeignetste Option. Bei einer Vorwärtsleistung von maximal 3 kW werden die Resonatoren mit einem Kopplungsfaktor β von bis zu 1000 betrieben [85]. Für eine gute Signalübertragung sollte die durch den Koppler verursachte Reflexion den Wert von -40 dB bei einer Frequenz von 216.816 MHz nicht überschreiten. Auch in einem Bereich von ± 5 MHz zur Resonanzfrequenz soll die Reflexion weniger als -30 dB betragen. Unterschiedliche

Betriebsszenarien des Beschleunigers erfordern die flexible Einstellung des Kopplungsfaktors. Eine starke Ankopplung ermöglicht den Resonatorbetrieb auch bei stärkeren Frequenzschwankungen. Zur Messung der Güte und des Beschleunigungsgradienten ist hingegen ein Kopplungsfaktor von etwa 10 erforderlich. Beide Einstellungen sollen im Betrieb der Kavitäten umsetzbar sein. Wie in Abschnitt 3.1.2 gezeigt, reflektiert ein Resonator mit hohem Kopplungsfaktor den größten Teil der zugeführten HF-Welle. Dadurch entsteht im Koppler eine stehende Welle. Wird Energie an den Strahl übertragen, vermindert sich der Reflexionsfaktor der Kavität. Abbildung 3.4b zeigt außerdem, wie bei Anregungen abseits der Resonanzfrequenz, die Phase zwischen vor- und zurücklaufendem Signal variiert. Somit kann die Lage der Wellenminima und -maxima entlang des Kopplers wandern. Je nach momentaner Strahllast, Verstimmung und Kopplung, ändern sich also die thermischen Belastungen der einzelnen Bauteile. Der Koppler muss demnach für alle möglichen Reflexionsfaktoren der Kavität $|\Gamma| = 0 - 1$ und Reflexionsphasen $\phi_{ref} = -180^\circ - +180^\circ$ ausgelegt sein.

In Abschnitt 3.3 wurde bereits erläutert, dass für supraleitende Kavitäten und somit auch für den zugehörigen Kopplern ein hoher Reinheitsanspruch besteht. Unebene Flächen und Vertiefungen, aus denen Partikel nur schwer zu entfernen sind, sollten demnach bei den Kopplerbauteilen vermieden werden. Für Teile, die mit dem Strahlvakuum verbunden sind, ist auf Schraub- und Steckverbindungen zu verzichten, da dies bei Montage zu Abrieb führt. Glatte, saubere und von scharfen Kanten und Ecken freie HF-Flächen verringern zudem die Wahrscheinlichkeit für Überschläge und Multipacting innerhalb des Kopplers. Außerdem lässt sich ein Koppler grundsätzlich umso leichter reinigen, je weiter er zerlegbar ist. In Abschnitt 3.3 wurde beschrieben, dass ein Kopplerdesign mit zwei Fenstern eine einfache, saubere Montage ermöglicht, da er sich in zwei Schritten montieren lässt.

Wie bereits erwähnt, muss der Wärmeeintrag in die Kavität gering gehalten werden, um einen effizienten Betrieb des Beschleunigers zu gewährleisten. Das vordere Fenster wird deshalb an den Heliumschild, über das der HELIAC-Kryostat verfügt, angebunden. Dadurch lässt sich ein großer Teil des Wärmeflusses von der Kryostataußenhülle in Richtung Kavität auf das Heliumschild ableiten. Dennoch sollte der Wärmefluss von 300 K auf 50 K den Wert von 5 W nicht überschreiten. Auch die dynamische Belastung des Heliumschildes sollte den Wert von 10 W möglichst nicht überschreiten. Das Verflüssigen von Helium erfordert einen hohen Energieaufwand. Daher ist es besonders wichtig, den Wärmeeintrag in die Kavität möglichst gering zu halten. Der Wärmefluss vom Schild in die Kavität sollte weniger als 1.5 W betragen. Der dynamische Wärmeeintrag in die Kavität sollte unter 2 W liegen.

Tabelle 4.1 fasst die Anforderungen an den HELIAC-Leistungskoppler zusammen. Sie dient in den folgenden Abschnitten bei der Auslegung des Kopplers als Richtlinie.

Leitungstyp	koaxial
Art der Einkopplung	kapazitiv
Anzahl der HF-Fenster	2
Betriebsfrequenz	216.816 MHz
Kopplerreflexion bei 216.816 MHz:	< -40 dB
Reflexionsfaktor / Kavität $ \Gamma $	0 – 1
Reflexionsphase / Kavität ϕ_{ref}	-180 – 180 °
Kopplungsfaktor β	10 – 1000
Max. Vorwärtsleistung	3 kW
Tastverhältnis	100 %
Statischer Wärmeeintrag (Heliumschild)	< 5 W
Statischer Wärmeeintrag (Kavität)	< 1.5 W
Max. dynamischer Wärmeeintrag (Heliumschild)	< 10 W
Max. dynamischer Wärmeeintrag (Kavität)	< 2 W
Oberflächenqualität der HF-Leiter (RA-Wert)	< 1.6 μm
Mechanischer Aufbau	modular zerlegbar

Tabelle 4.1: Anforderungen an den HELIAC-Koppler.

4.2 Der Leistungskoppler des Demonstrator-Projekts

Im Rahmen des Demonstrator-Projekts wurde am Institut für Angewandte Physik Frankfurt (IAP) neben der ersten CH-Kavität des HELIACs ein zugehöriger Leistungskoppler entwickelt und gebaut [86]. Dieser ist in Abbildung 4.1 im Querschnitt dargestellt. Beim Strahltest des Demonstrators [43] ergaben sich wertvolle Erkenntnisse zum Kopplerdesign, die Anlass zu weiteren Optimierungen gaben. Diese Erkenntnisse bilden eine wichtige Grundlage für die in dieser Arbeit erarbeitete Weiterentwicklung. Im Folgenden wird der Demonstrator-koppler daher näher beschrieben.

Der koaxiale Leistungskoppler, basiert auf einer 3 1/8"-HF-Leitung. Er verfügt über zwei in Scheibenform ausgeführte Keramikfenster (siehe Abbildung 3.10). Eine wenige μm dicke Titannitridbeschichtung der Fenster vermindert durch einen niedrigen Sekundärelektronenkoeffizient das Auftreten von Multipacting (siehe dazu Unterabschnitt 5.2.2). Der Durchmesser der Leitung wird mithilfe einer Stufe von der 3 1/8"-Leitung auf das Cut-Off-Rohr der CM1-Kavitäten angepasst. Der Koppler besitzt einen dreiwelligen Balg, um thermische Bewegung beim Abkühlen zu kompensieren.

Im Strahltest und bei einem Hochleistungstest (bei Raumtemperatur) [87] wurden wertvolle Erkenntnisse, vor allem in Bezug auf die Wärmeentwicklung des Kopplers gewonnen. Es wurde festgestellt, dass sich die HF-Fenster während der Tests stärker erwärmten, als erwartet. Bei Raumtemperatur und einer Vorwärtsleistung von 2.5 kW war ein Temperaturanstieg um ca. 70 K an einem der

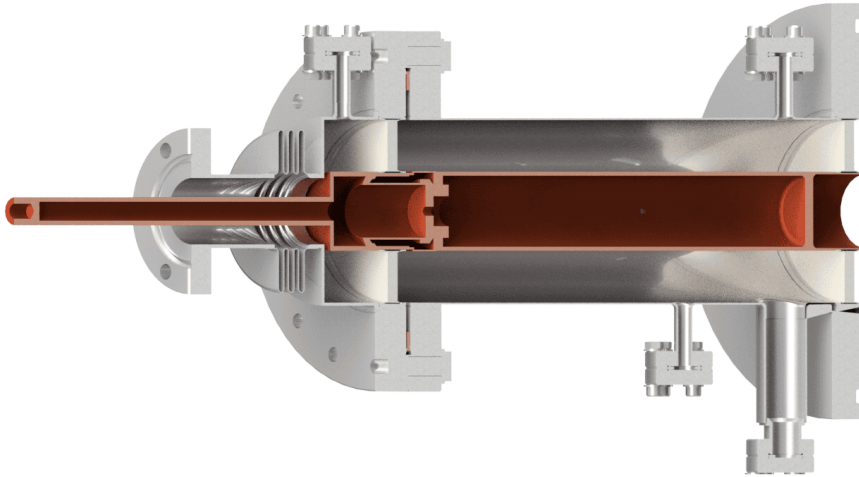


Abbildung 4.1: Querschnittansicht des Demonstratorkopplers.

Fensterflansche zu beobachten. Die starke Erwärmung lässt sich auf die Titanitridbeschichtung zurückführen [88]. Simulationsrechnungen zeigten zudem, dass bei einer Vorwärtsleistung von 2500 W ein Gesamtverlust von ca. 70 W zu erwarten ist. Nach der Strahlmesskampagne konnten am „kalten“ Fenster Leckraten im Bereich von $1 \cdot 10^{-7}$ mbar L/s gemessen werden. Vor dem Test wurden Werte im Bereich von lediglich $1 \cdot 10^{-10}$ mbar L/s gemessen. Die thermische Belastung der Fenster führte höchstwahrscheinlich zur Beschädigung der Lötstellen, mit der die Keramikfenster im Koppler mit dem Außenleiter verbunden sind. Neben den hohen HF-Verlusten zeigten die Simulationen, dass auch die Reflexion des Kopplers bei einer Frequenz von 216.816 MHz einen Wert von -25.6 dB erreicht, womit die Anforderungen (siehe Tabelle 4.1) nicht erfüllt werden [87].

Zusätzlich zu den starken HF-Verlusten wurde ein hoher statischer Wärmeeintrag festgestellt. Das „kalte“ Fenster war während des Strahltests thermisch an das Stickstoffschild des Kryostaten angebunden und dadurch stetig auf ca. 77 K abgekühlt. Der Innenleiter, der dieses Fenster mit der Kryostataußenseite verbindet, ist vollständig aus Kupfer (mit einer Wandstärke von 1.7 mm) gefertigt. Da Kupfer ein hervorragender Wärmeleiter ist, entstand allein über den Innenleiter ein statischer Wärmeeintrag von über 60 W auf das Stickstoffschild. Sichtbar wurde dies durch Eisbildung am Koppleranschluss, der an der Kryostataußenhülle sitzt. Der maximale statische Wärmeeintrag in Tabelle 4.1 wird damit deutlich übertroffen.

Auch beim grundsätzlichen mechanischen Design besteht Optimierungspotential. Der Koppler besteht aus zwei Teilen, die mit einem CF100-Flansch verbunden werden, und nicht weiter zerlegt werden können. Dies erschwert insbesondere die Reinigung des „kalten“, mit der Kavität in Verbindung stehenden Teils. Außerdem muss im Falle eines Defekts eine Hälfte des Kopplers ausgetauscht

werden. Aufgrund des Durchmessersprungs stehen sich zwei elektrisch leitende Flächen in einem Abstand von nur 3.6 mm gegenüber, wodurch sich die Wahrscheinlichkeit von Multipacting und Überschlägen deutlich erhöht.

Die hier aufgezeigten Probleme des ersten Kopplerentwurfs machten eine grundsätzliche Überarbeitung nötig. Die thermische Auslegung, das mechanische Design und die HF-Eigenschaften mussten optimiert werden, um den Anforderungen (Tabelle 4.1) zu genügen. Das grundlegende Konzept des Demonstratorkopplers – mit zwei Fenstern und einem Durchmesserübergang – ist jedoch zweckmäßig und wurde daher beibehalten. Die Verwendung zweier Fenster für Koppler supraleitender Kavitäten ist zur Erleichterung des Einbaus und wegen der zusätzlichen Sicherheit vorteilhaft. Da die ohmschen Verluste von Koaxialleitungen mit wachsendem Durchmesser sinken, ist auch der Durchmesserübergang eine gute Option. Damit basiert der Großteil des Kopplers auf einer 3 1/8"-HF-Leitung mit niedrigem Verlust. Der Übergang auf den Durchmesser des Cut-Off-Rohrs erfolgt örtlich erst unmittelbar vor der Kavität.

4.3 Design des HELIAC Leistungskopplers

Die folgenden Abschnitte behandeln das im Rahmen dieser Arbeit optimierte Design des HELIAC-Kopplers. Innerhalb des Abschnitts 4.3 wird das Ergebnis der Überarbeitung vorgestellt. Die Abschnitte 4.4 bis 4.5 erläutern die Schritte, die zum endgültigen Design geführt haben.

4.3.1 Konzeptionelles Design

In Abbildung 4.2 ist der in den Kryostaten integrierte Koppler dargestellt. Der Koppler basiert wie das Demonstrator-Design auf einer koaxialen 3 1/8"-Leitung mit zwei Keramikfenstern. Der Leitungsquerschnitt verjüngt sich unmittelbar vor der Kavität, um dem Cut-Off-Rohr angepasst zu werden. Anstelle des Durchmessersprungs, wie er beim Demonstratorkoppler realisiert wurde, wird auf einen konischen Übergang zurückgegriffen, um die in Abschnitt 4.2 beschriebenen Probleme auszuräumen. Wie für supraleitende Beschleuniger üblich, wird die HF-Leistung kapazitiv in die Kavität eingekoppelt. Der Koppler ist modular in einzelne Bauteile zerlegbar. Dadurch ist eine einfache Reinigung und Montage des Kopplers möglich. Zusätzlich können einzelne Komponenten im Fall einer Fehlfunktion ausgetauscht werden. Der Koppler wird in zwei Schritten in den Kryostaten integriert. Der Teil des Kopplers, der mit dem Vakuumvolumen der Kavität in Kontakt ist, wird im Reinraum montiert. Bestehend aus einem Balg, dem konischen Übergang, einem HF-Fenster und der Antenne verschließt er das Strahlvakuum. Um dem Balg im eingebauten Zustand keine transversale Bewegung zu erlauben und die Antenne mittig im Cut-Off-Rohr der Kavität auszurichten, wird der Kopplerkopf mithilfe von Führungsstangen am Kryostaten arretiert. Das Fenster ist mit Kupferlitzen an das Heliumschild des Kryostaten

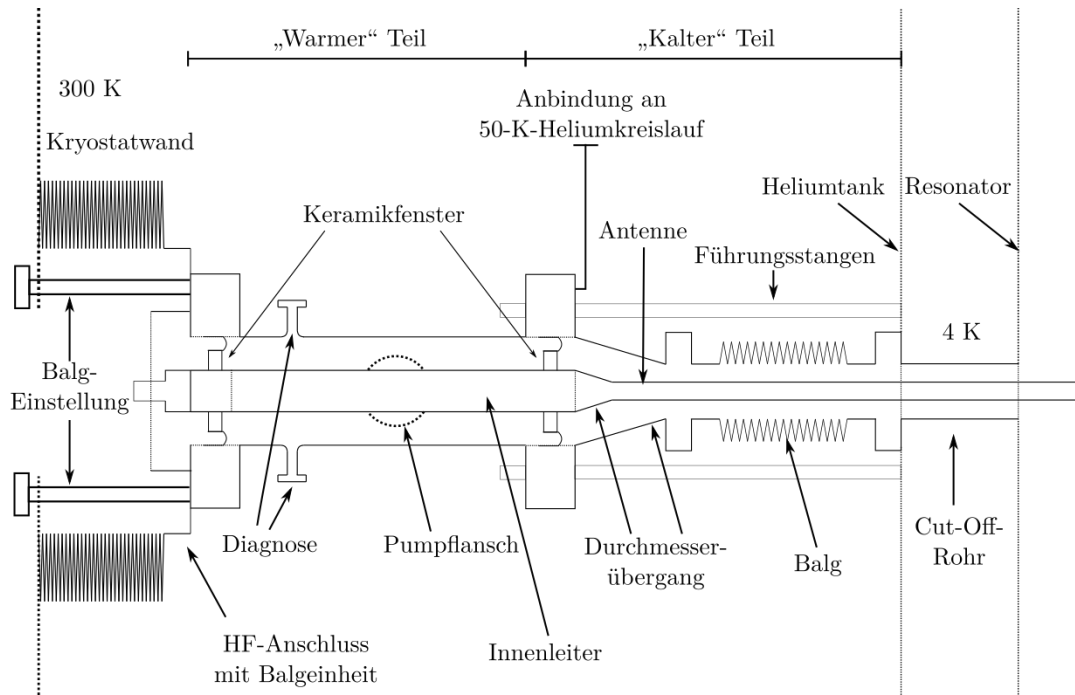


Abbildung 4.2: Schematische Querschnittsansicht des HELIAC-Kopplers integriert in den Kryostat.

angebunden, um den Wärmestrom vom Kryostataußenmantel Richtung Kavität abzufangen. Aufgrund dieser Anbindung und seiner direkten Nähe zur auf 4 K abgekühlten Kavität wird er auch als „kalter“ Teil bezeichnet und das dazugehörige Fenster entsprechend als „kaltes“ Fenster. Nachdem der Coldstring fertig montiert und die Integration in den Kryostaten erfolgt ist, kann der verbleibende Teil des Kopplers, der sogenannte „warme“ Teil, außerhalb des Reinraums montiert werden. Er setzt sich aus dem „warmen“ Fenster und einer $3\frac{1}{8}$ "-Koaxialleitung zusammen. Nach dem Einbau wird zwischen beiden Fenstern ein separates Vakuum erzeugt, wofür ein Pumpflansch vorgesehen ist. Für den Anschluss von Diagnoseinstrumenten verfügt der Koppler über zwei Abgänge. An einem Anschluss wird der Vakuumdruck gemessen, während der verbleibende Abgang entweder mit einer Multipactingsonde oder einem Lichtsensor (zur Überschlagsdetektion) ausgestattet werden kann.

Der Aufbau des Kopplers ist derart ausgelegt, dass bei der Frequenz von 216.816 MHz einer Reflexion von ca. -60 dB bis -40 dB zu erwarten ist. In einem Frequenzbereich von ± 5 MHz werden -30 dB nicht überschritten. In den Abschnitten 4.4.1 und 4.4.2 wird die HF-Optimierung des Kopplers näher erläutert. Alle Komponenten sind für einen Betrieb von über 5 kW Dauerstrichleistung in Transmission und Vollreflexion ausgelegt. Scharfe Kanten und Ecken wurden an allen HF führenden Flächen vermieden, wodurch lokale Überhöhungen des elektrischen Feldes vorgebeugt wird. Da ein Betrieb mit verschiedenen Kopplungsfaktoren verlangt wird, verfügt der Koppler über einen Wellbalg an

der Verbindung zum Resonator. Die Verstellung des Kopplerbalgs wird durch einen weiteren Balg an der Kryostatwand möglich, der von außen zugänglich ist. Drei Gewindestangen an der Balgeinheit kontrollieren die Kompression des Balgs. Ist eine stärkere Ankopplung gewünscht, wird der Balg an der Außenwand entspannt, wodurch der Balg am Resonator komprimiert wird. Dadurch bewegt sich die Antenne tiefer in das Resonatorvolumen hinein. Ein Verstellen des Außenbalges in die entgegengesetzte Richtung bewirkt dementsprechend eine Verminderung der Kopplung. Gleichzeitig passt die Balgeinheit den Koppleranschluss des Kryostaten an die 1 5/8" Zuleitung an.

Zur Vermeidung eines hohen statischen Wärmeeintrags wurden die Kopplerkomponenten mit geringer Wandstärke konstruiert. Erfahrungsgemäß, liegt die minimale Wandstärke für HF-Leiter eines Kopplers, bei der noch ausreichende mechanische Stabilität gegeben ist, bei 0.75 mm [89], entsprechend wurden die Wandstärken in diesem Bereich gewählt. Die meisten Komponenten wurden aus Edelstahl 1.4404 hergestellt, das im Gegensatz zu Kupfer eine deutlich niedrigere Wärmeleitfähigkeit aufweist. Durch diese Maßnahmen wird der statische Wärmeeintrag minimiert, wie in Abschnitt 4.5.1 gezeigt wird. Auf der anderen Seite führt der Verzicht auf die Verwendung von Kupfer zu deutlich höheren ohmschen Verlusten. Durch eine Kupferbeschichtung auf Balg und Innenleiter werden diese jedoch begrenzt. Die Auswirkung auf den Wärmeeintrag dieser Beschichtung wird in den Abschnitten 4.5.1 und 4.5.2 diskutiert.

4.3.2 Baugruppen

Wie oben erwähnt, lässt sich der Koppler vollständig in einzelne Komponenten zerlegen. Im Folgenden werden die einzelnen Bauteile benannt und ihre technischen Details beschrieben.

- **(1) HF-Fensterflansch:** Gemeinsam mit der Firma Kyocera [90] wurde ein HF-Fensterflansch entwickelt, bei dem eine Scheibe aus Aluminiumoxidkeramik (Al_2O_3) in einen doppelseitigen CF100-Flansch eingelötet ist. Die Lötverbindung zwischen einer Aluminiumoxidkeramik und Edelstahl ist technisch anspruchsvoll, da die Verbindung der beiden Materialien empfindlich gegen mechanische Spannungen ist. In Abbildung 4.4 ist zu erkennen, dass eine U-förmige Feder den Flansch mit der Keramik verbindet. Diese Feder ist aus Invar42 [91], einer Nickel-Eisen-Legierung, die denselben Temperaturexpansionskoeffizienten wie die Al_2O_3 -Keramik besitzt, gefertigt. Damit wird die Wahrscheinlichkeit für Schäden durch thermischen Stress während Herstellung und Einsatz minimiert. Zur Anbindung der Innenleiter verfügt der Fensterflansch über eine Kupferbuchse. Auf eine Titanitridbeschichtung der Keramik wurde vollständig verzichtet, um hohe dielektrische Verluste zu vermeiden. Die Keramik gewährleistet eine thermische Verbindung vom Außen- zum Innenleiter, da Aluminiumoxid eine für einen Isolator beträchtliche Wärmeleitfähigkeit von etwa

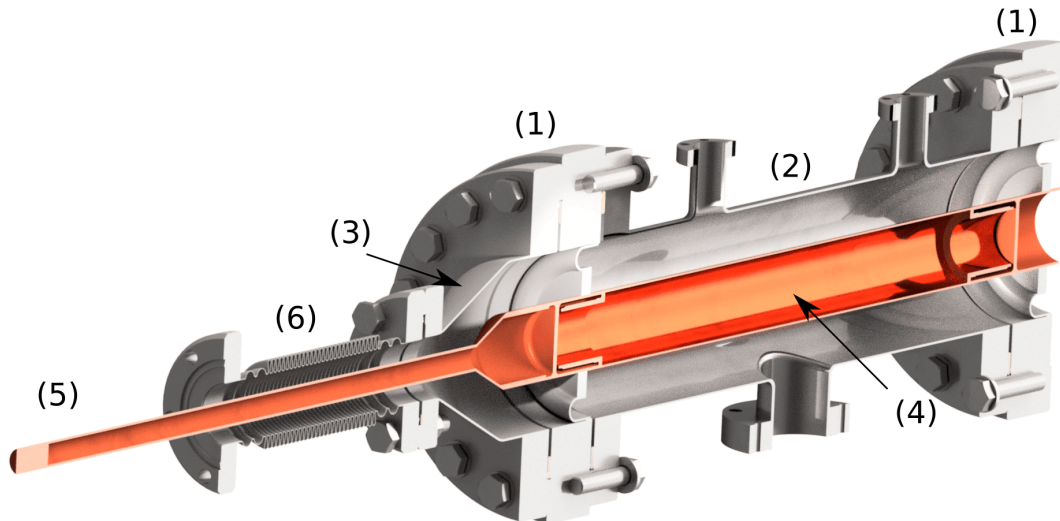


Abbildung 4.3: Optimiertes Kopplerdesign im Querschnitt, mit (1) Kopplerfenstern, (2) Grundkörper, (3) konischer Übergang, (4) Innenleiter, (5) Antenne und (6) Wellbalg.

35 W/(m K) (bei Raumtemperatur) besitzt. Dieser Wert wächst sogar mit sinkender Temperatur und hat im Bereich zwischen 50 K und 100 K sein Maximum von über 100 W/(m K) [92]. Da das „kalte“ Fenster im Kryostat an den Heliumschild angebunden ist, kann somit der Wärmestrom sowohl auf dem Außenleiter als auch auf dem Innenleiter abgefangen werden.

- **(2) Grundkörper:** Der sogenannte Grundkörper stellt den Außenleiter der $3\frac{1}{8}$ "-Leitung zwischen den beiden Fenstern dar. In diesem Leitungsstück wird ein separates Vakuum erzeugt. Sollte ein Fenster undicht werden, ist die Kavität trotzdem vor Kontamination durch die Umgebungsluft geschützt. Für die Vakuumpumpe ist ein CF40-Anschluss vorgesehen. Zwei CF-16-Abgänge erlauben den Anschluss von Diagnoseinstrumenten. Alle abgehenden Rohre sind ausgehalst, um scharfe Kanten auf den Oberflächen zu vermeiden. Die extra glatten Innenflächen des Grundkörpers (RA-Wert=0.8 μm) verhindern lokale Feldüberhöhungen und beugen dadurch Überschlägen und Multipacting vor. Die Wandstärke wurde auf 0.75 mm festgelegt, um den statischen Wärmeeintrag gering zu halten.
- **(3) Konischer Übergang:** Der abrupte Durchmessersprung, der im Demonstratordesign verwendet wird, wird durch einen konischen Übergang ersetzt. Somit wird vermieden, dass sich Flächen mit unterschiedlichem Potenzial auf engstem Raum gegenüberstehen, wodurch sich die Überschlagsfestigkeit erhöht. Der Leitungsdurchmesser verjüngt sich über einer Länge von 45 mm von 76.9 mm auf 28 mm. Bei diesem Bauteil wird ei-

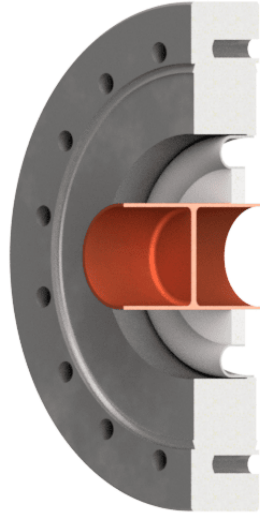


Abbildung 4.4: Querschnittansicht des Fensterflansches.

ne Wandstärke von 0.8 mm nicht übertroffen und damit der Wärmestrom ebenso begrenzt.

- **(4) Innenleiter:** Die Integration des Innenleiters erfolgt über Steckmontage an den Fenstern. Er ist vollständig aus Edelstahl mit einer Wandstärke von 0.7 mm gefertigt, wodurch sich der Wärmestrom entlang des Bauteils gegenüber dem Demonstratordesign beträchtlich verringert (siehe Abschnitt 4.5.1). Um die im Gegenzug auftretenden ohmschen Verluste gering zu halten, wird eine Kupferschicht von 30 μm aufgebracht. Wie beim Grundkörper wird ein RA-Wert von 0.8 μm für die Oberfläche spezifiziert, um lokalen Felderhöhungen vorzubeugen.
- **(5) Antenne:** Die Antenne überträgt das HF-Signal an die Kavität. Zwischen ihr und dem Resonator findet jedoch kein Energieübertrag mittels Wärmeleitung statt. Zur Minimierung der HF-Verluste kann die Antenne daher vollständig aus Kupfer gefertigt werden. Eine Steckmontage, wie für den Innenleiter vorgesehen, kommt bei der Antenne nicht infrage, da dabei Partikel frei gesetzt werden können, die in die Kavität gelangen würden. Stattdessen wird die Antenne mittels Elektronenschweißverfahren am Fenster befestigt. Damit wird zudem verhindert, dass sich die Antenne durch thermische Schrumpfung während des Abkühlvorgangs des Kryostaten bewegt. Eine transversale Auslenkung der Antenne kann zu einer Störung der HF-Übertragung oder im Extremfall zu einem Kurzschluss zwischen Innen- und Außenleiter führen.
- **(6) Wellbalg:** Durch Kompression oder Entspannung des Wellbalgs kann die Einschubtiefe der Antenne im Resonator variiert werden, wodurch sich

der Kopplungsfaktor einstellen lässt. Der Gesamthub des Balgs beläuft sich auf 30 mm. Insgesamt 28 Wellen mit einer Wandstärke von lediglich 0.15 mm verlängern außerdem den Weg des Wärmestroms, wodurch der statische Wärmeeintrag gesenkt wird. Um die ohmschen Verluste zu reduzieren, sind die Innenflächen des Balges ebenfalls mit einer Kupferschicht von 100 μm versehen.

4.4 Hochfrequenztechnische Auslegung

Im Folgenden wird die HF-Auslegung des Leistungskopplers beschrieben. Der Schwerpunkt liegt auf der Optimierung der Transmissionseigenschaften bei einer Frequenz von 216,816 MHz, wobei ein Reflexionsfaktor von unter -40 dB gefordert wird (siehe Abschnitt 4.1). Grundsätzlich wird die Rückflussdämpfung von den geometrischen Verhältnissen innerhalb des Kopplers bestimmt, wobei bestimmte Kopplerkomponenten konstruktionsbedingt eine Teilreflexion der HF-Leistung verursachen. In Unterabschnitt 4.4.1 wird gezeigt, dass die Gesamtreflexion innerhalb des Kopplers für bestimmte Anordnungen der Einzelkomponenten minimiert werden kann. Da sich die Rückflussdämpfung des Kopplers unabhängig vom Reflexionsfaktor der einzelnen Bauteile minimieren lässt, wurde die Konstruktion der Komponenten zum Teil unabhängig von der HF-Optimierung durchgeführt, sodass mechanischen Randbedingungen, eine möglichst einfache technische Umsetzbarkeit und die Minimierung des Wärmeeintrags realisiert werden konnten. Dementsprechend wird bei der Auslegung in den folgenden beiden Unterabschnitten die Anordnung von Bauteilen entlang der Leitung innerhalb des Kopplers auf minimale Reflexion optimiert. In Unterabschnitt 4.4.1 wird das Grundprinzip der Auslegung analytisch anhand von Rechnungen mit Streuparametern erläutert, während in Abschnitt 4.4.2 die endgültige Kopplergeometrie mittels Feldsimulation bestimmt wird. Im Unterabschnitt 4.4.3 wird die Feld- und Stromverteilung innerhalb des Kopplers ermittelt, die in Bezug auf Überschlagsfestigkeit und Wärmeentwicklung im Koppler von entscheidender Bedeutung ist.

4.4.1 HF-Auslegung mittels Streuparametern

Das in Abschnitt 4.3 beschriebene Kopplerdesign kann vereinfacht als Koaxialleitung mit mehreren inhomogenen Teilbereichen, abweichend von der idealen Leitungsstruktur, betrachtet werden. Die wichtigste Kenngröße einer Koaxialleitung ist die Impedanz Z_0 , die im Wesentlichen durch das Verhältnis von Außen- zu Innenleiter bestimmt ist und mit:

$$Z_0 = \frac{Z_{\text{vac}}}{2\pi\sqrt{\epsilon_r}} \ln\left(\frac{D}{d}\right) \quad (4.1)$$

berechnet wird. Dabei ist $Z_{\text{vac}} \approx 120\pi \Omega$ der Wellenwiderstand des Vakuums und ϵ_r die relative Permittivität des Dielektrikums zwischen dem Außenleiter

4 Auslegung eines Leistungskopplers für den HELIAC

mit Durchmesser D und dem Innenleiter mit Durchmesser d . Die Kopplerleitung besitzt, angepasst an das HF-Leitungssystem außerhalb des Kryostats, eine Impedanz von 50Ω . Die Impedanz der Fenster, des konische Durchmesserübergangs und des Wellbalgs weicht aufgrund ihrer Bauweise und des damit verbundenen unterschiedlichen Verhältnisses D/d bzw. der abweichenden Dielektrizitätszahl ϵ_r der Al_2O_3 -Keramikfenster davon ab. Werden Leitungen unterschiedlicher Impedanz miteinander verbunden, tritt an der Verbindungsstelle Reflexion auf. Der Reflexionsfaktor Γ , der die Spannungsamplitude von reflektierter U_r und einlaufender Welle U_f ins Verhältnis setzt, ist definiert als:

$$|\Gamma| = \frac{U_r}{U_f} = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1}. \quad (4.2)$$

Entlang des Kopplers werden also an verschiedenen Stellen Anteile der einlaufenden Welle reflektiert. Die Anforderungen an den Koppler (Tabelle 4.1) verlangen allerdings eine maximale Rückflussdämpfung von -40 dB , weshalb geeignete Gegenmaßnahmen getroffen werden müssen.

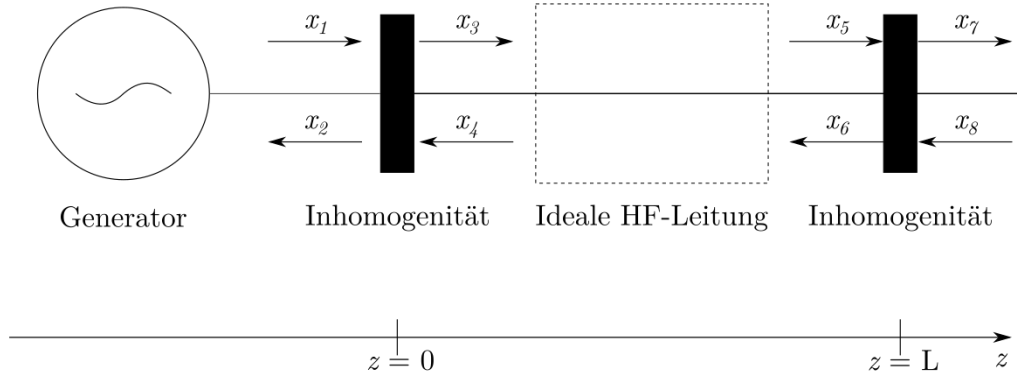


Abbildung 4.5: Einfaches Streuparametermodell mit zwei Inhomogenitäten entlang einer HF-Leitung der Länge L ; die Größen x_j bezeichnen die Amplituden an den einzelnen Toren.

Zur Veranschaulichung des Problems wird zunächst eine verlustlose Leitung mit zwei Inhomogenitäten betrachtet, die von einem HF-Generator mit Leistung versorgt wird (siehe Abb. 4.5). Das Verhalten des Systems lässt sich mithilfe von Streuparametern berechnen, wobei beide Störstellen als Zweitor betrachtet und damit durch Gleichung (3.57) repräsentiert werden können:

$$S_j = \begin{pmatrix} \Gamma_j e^{i\phi_j} & \pm i \sqrt{1 - \Gamma_j^2} e^{i\phi_j} \\ \pm i \sqrt{1 - \Gamma_j^2} e^{i\phi_j} & \Gamma_j e^{i\phi_j} \end{pmatrix}.$$

Γ_j sind die Reflexionsfaktoren und ϕ_j die Phasenverschiebungen an den Inhomogenitäten, wobei $j \in \{1, 2\}$ gilt. Eine verlustfreie Leitung der Länge L zwischen

den beiden Störstellen wird mit der Matrix

$$S_L = \begin{pmatrix} 0 & e^{ikL} \\ e^{ikL} & 0 \end{pmatrix} \quad (4.3)$$

modelliert. k ist die Wellenzahl der propagierenden Welle. Mithilfe von Gleichung (3.34) lässt sich das Gleichungssystem aufstellen:

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} x_2 \\ x_3 \end{pmatrix} &= S_1 \cdot \begin{pmatrix} x_1 = 1 \\ x_4 \end{pmatrix} \\ \begin{pmatrix} x_4 \\ x_5 \end{pmatrix} &= S_L \cdot \begin{pmatrix} x_3 \\ x_6 \end{pmatrix} \\ \begin{pmatrix} x_6 \\ x_7 \end{pmatrix} &= S_2 \cdot \begin{pmatrix} x_5 \\ x_8 = 0 \end{pmatrix}. \end{aligned}$$

Die in das System einlaufende HF-Welle besitzt die Amplitude $x_1 = 1$. Aus der Gegenrichtung tritt keine Welle in das System ein, weswegen die Amplitude $x_8 = 0$ gesetzt wird. Die Gesamtreflexion und -transmission lässt sich ermitteln, indem das Gleichungssystem nach x_2 bzw. x_7 aufgelöst wird:

$$x_2 = \Gamma_g(L) = \Gamma_1 + \Gamma_2 \frac{t_1^2 e^{2ikL+i\phi_{12}}}{1 - \Gamma_1\Gamma_2 e^{2ikL+i\phi_{12}}} \quad (4.4)$$

$$x_7 = t_g(L) = \frac{t_1 t_2 e^{ikL+i\phi_{12}}}{\Gamma_1\Gamma_2 e^{2ikL+i\phi_{12}} - 1}, \quad (4.5)$$

dabei ist $t_j = \pm i\sqrt{1 - \Gamma_j^2}$ der Transmissionsfaktor der jeweiligen Inhomogenität und $\phi_{12} = \phi_1 + \phi_2$ die Summe ihrer Phasenverschiebungen. Die Funktionen $\Gamma_g(L)$ und $t_g(L)$ sind von der Leitungslänge L zwischen beiden Störstellen abhängig und weisen für bestimmte L Minima und Maxima auf, was bedeutet, dass die Gesamtreflexion der Baugruppe durch gezielte Wahl des Abstandes L minimiert werden kann. Nimmt man an, dass beide Reflexionsfaktoren Γ_j gleich groß sind, wie beispielsweise im Fall von zwei identischen HF-Fenstern, verschwindet die Gesamtreflexion Γ_g bei geeigneter Wahl der Leitungslänge L vollständig. Die Leitung ist dann reflexionsfrei, wenn

$$L = \frac{\lambda}{2}n - \frac{\phi_{12}}{2k} \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (4.6)$$

gilt. Für diese Abstände L überlagern sich die reflektierten Wellen beider Hindernisse so, dass sie sich gegenseitig auslöschen.

Die Überlagerung der transmittierten Wellen führt hingegen zu einer konstruktiven Interferenz, was einer vollständigen Transmission entspricht. Abbildung 4.6 stellt die reflektierte und transmittierte Leistung der Baugruppe mit zwei identischen Störstellen in Abhängigkeit von der Leitungslänge L dar. Der Reflexionsfaktor beträgt, entsprechend des HELIAC-Kopplerfensters, $\Gamma = 0.23$. Die

4 Auslegung eines Leistungskopplers für den HELIAC

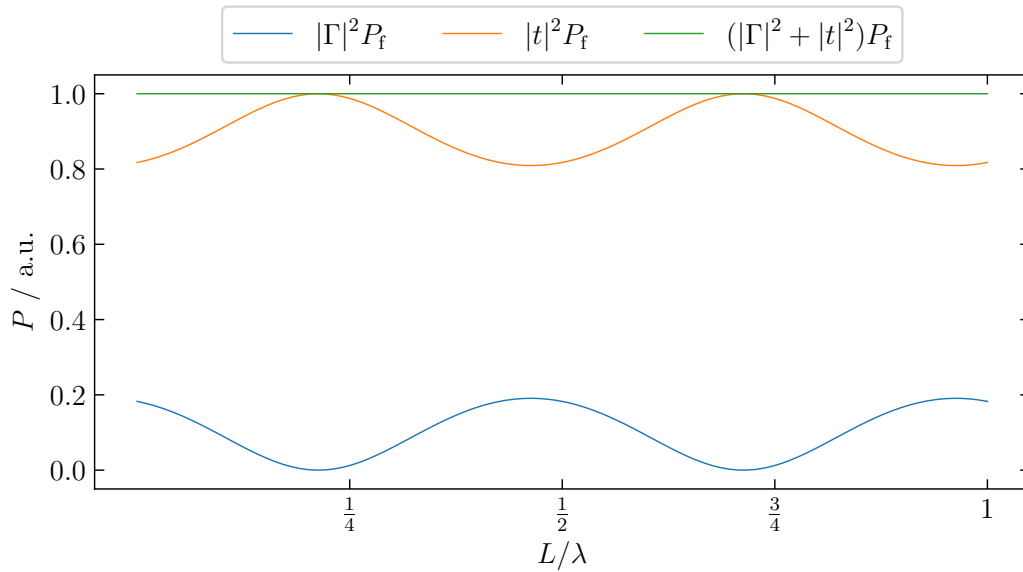


Abbildung 4.6: Transmittierte und reflektierte Leistung einer idealen Leitung der Länge L mit zwei reflektierenden Elementen (siehe Abbildung 4.5); die Reflexionsfaktoren Γ_1 und Γ_2 der beiden Störstellen wurden jeweils mit 0.23 angenommen.

kombinierte Phasenverschiebung errechnet sich aus den einzelnen Phasen (unter Verwendung von Gleichung (A.11)) und beträgt $\phi_{12} = 1.15 \pi$. Damit ergibt sich bei einer Frequenz von 216.816 MHz im Abstand von $L = 0.2125 \cdot \lambda = 293.8 \text{ mm}$ ein Reflexionsminimum. Weitere Minima treten periodisch im Abstand von ganzzahligen Vielfachen einer halben Wellenlänge auf.

Dieses Prinzip lässt sich auf Leitungssysteme mit beliebig vielen Inhomogenitäten (reflektierende Kopplerkomponenten) anwenden. Ziel der Kopplerauslegung ist es, die Leitungsabstände zwischen den einzelnen Reflexionszentren so auszuführen, dass eine Gesamtreflexion kleiner als -40 dB erreicht wird. Hierbei stößt die Berechnung mithilfe der Streuparameter aufgrund der vereinfachten eindimensionalen Betrachtung ohne Berücksichtigung von Asymmetrie an ihre Grenzen. Außerdem werden die einzelnen reflektierenden Bauteile als konzentrierte Elemente ohne Ausdehnung angenommen, wodurch die Phasenverschiebungen innerhalb der Bauteile abweichen können. Dies gilt insbesondere für die HF-Fenster, bei denen sich der Betrag des Wellenvektors aufgrund des Dielektrikums ändert. Zusätzlich treten in Leitungen und Bauteilen ohmsche und dielektrische Verluste auf, die in den vorangegangenen Rechnungen nicht einbezogen wurden. Aus diesen Gründen wird die endgültige HF-Optimierung des Kopplers numerisch durch Lösung der dreidimensionalen Feldgleichungen mithilfe der **F**inite **E**lemente **M**ethode (FEM) vorgenommen.

4.4.2 HF-Auslegung mittels elektromagnetischer Feldsimulation

Zur Lösung der Feldgleichungen wurde das Programm CST Microwave Studio Suite (CST) [93] verwendet, mit dem ein Modell des Kopplers erstellt wurde. Zur Minimierung des Reflexionsfaktors bzw. der Maximierung des Transmissionsfaktors erfolgten umfangreiche Simulationsrechnungen. Analog zur Berechnung in Unterabschnitt 4.4.1, bei der das elektromagnetische Feld durch eine einzige HF-Quelle angeregt wird, tritt in der Simulation auf der „warmen“ Seite des Kopplers das HF-Signal ein und am „kalten“ Ende des Kopplers, entsprechend eines 50- Ω -Abschlusses, reflexionsfrei wieder aus. Als Ergebnis der Simulation werden der Reflexionsparameter S_{11} und der Transmissionsfaktor S_{21} in Abhängigkeit der Frequenz berechnet. Alle freien geometrischen Parameter wurden in der Simulation iterativ so angepasst, dass der Wert des Reflexionsparameters S_{11} im Frequenzbereich von (216.816 ± 5) MHz unterhalb von -30 dB liegt. In Abschnitt 4.4.1 wurde gezeigt, dass die Gesamtreflexion für bestimmte Abstände zwischen den Komponenten ein Minimum erreicht. Als freie Parameter konnten neben den Leitungslängen die Winkel des konischen Übergangs verwendet werden. Da die Reflexion je nach momentaner Ausdehnung des Balgs variiert, musste sichergestellt werden, dass die oben genannten Bedingungen gleichermaßen für alle möglichen Balglängen erfüllt sind. Abbildung 4.7 und Tabelle 4.2 geben einen Überblick über die freien Parameter der Simulation.

Fensterabstand	L_1	315 mm
Abstand „kaltes“ Fenster - konischer Übergang	L_2	50 mm
Abstand konischer Übergang - Balg	L_3	25 mm
Konuswinkel (Außenleiter)	α_1	28.5°
Konuswinkel (Antenne)	α_2	28°
Balglänge	x	$130 \text{ mm} < x < 160 \text{ mm}$

Tabelle 4.2: Geometrische Parameter nach CST-Optimierung (minimale Reflexion)

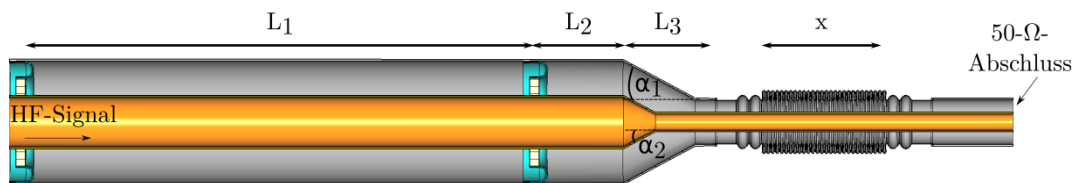


Abbildung 4.7: CST-Simulationsmodell mit den freien Parametern L_1 , L_2 , L_3 , x , α_1 und α_2 (siehe Tabelle 4.2).

Abbildung 4.8 zeigt den Reflexionsparameter S_{11} des Kopplers für den neutralen, maximalen sowie minimalen Kompressionsgrad des Balgs in Abhängigkeit

4 Auslegung eines Leistungskopplers für den HELIAC

zur Frequenz. Die senkrechten (gestrichelten) Linien indizieren die Zielresonanzfrequenz der Kavitäten und einen Bereich von ± 5 MHz, während die horizontalen Linien $S_{11} = -30$ dB bzw. -40 dB markieren. Bei neutraler Balgausdehnung weist der Koppler für die Resonatorfrequenz eine minimale Reflexion von $S_{11} = -60$ dB auf. Bei minimaler und maximaler Balgausdehnung bleibt S_{11} mit -48 dB bzw. -40 dB im Akzeptanzbereich (≤ -40 dB). Im Frequenzbereich von ± 5 MHz wird eine Reflexion von < -33.5 dB erreicht. Die Anforderungen in Tabelle 4.1 werden damit für alle möglichen Balgeinstellungen eingehalten oder sogar deutlich übertroffen.

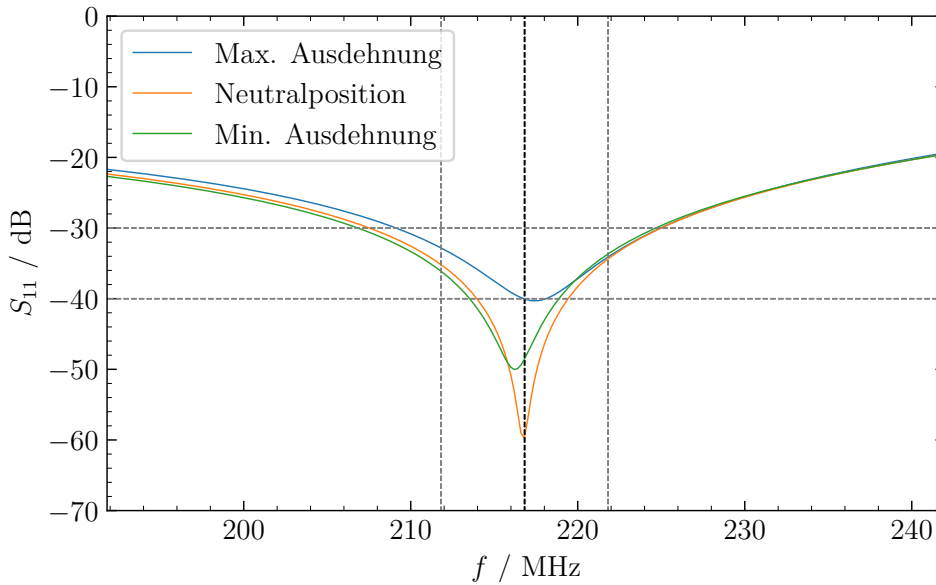


Abbildung 4.8: S_{11} -Parameter des Leistungskopplers als Funktion der Betriebsfrequenz, für Minimal-, Maximal- sowie Neutralposition des Balgs.

Tabelle 4.2 gibt für jeden Parameter den optimierten Wert an. Wie aus Gleichung (4.6) bereits ersichtlich, muss der Fensterabstand geringfügig unter einer viertel Wellenlänge gewählt werden. Aufgrund der in Abschnitt 4.4.1 erwähnten Näherungen für die Berechnung mit konzentrierten Elementen und dem Einfluss der Reflexionen anderer Bauteile weicht der Abstand jedoch um 21 mm ab.

4.4.3 Feld- und Stromverteilung

Die Feld- und Stromverteilung innerhalb des Leistungskopplers beeinflusst maßgeblich die thermische Belastung der einzelnen Bauteile (siehe auch Unterabschnitt 4.5.2) und das Auftreten unerwünschter Effekte wie Multipacting oder Überschläge. Deshalb werden beide Größen im Folgenden mithilfe von Streuparametern sowie CST-Simulationen bestimmt. Im Unterabschnitt 3.1.2 sowie

im Abschnitt 4.1 wurde bereits darauf hingewiesen, dass beim Betrieb stark überkoppelter Kavitäten ein Großteil der HF-Leistung vom Resonator reflektiert wird, was zur Ausbildung einer stehenden Welle innerhalb des Kopplers führt. Der Verlauf der stehenden Welle ist außer vom momentanen Betriebszustand der Kavität (Kopplungsstärke, Resonatorverstimmung, Strahllast) von der Kopplergeometrie abhängig. Das elektrische Feld im Koppler entlang einer

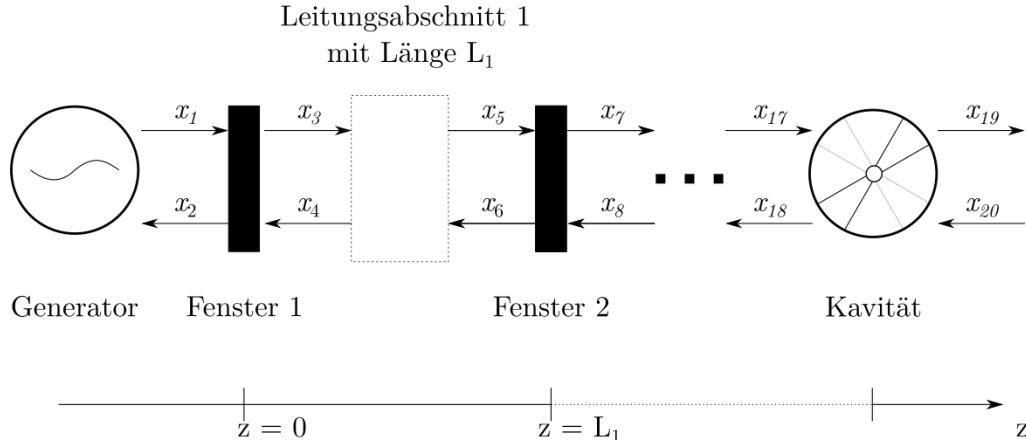


Abbildung 4.9: Streuparametermodell zur Berechnung der Spannungsverteilung im Koppler mit verschiedenen reflektierenden Kopplerkomponenten und HF-Resonator; die Spannungsamplituden der HF-Wellenabschnitte werden mit x_j bezeichnet.

Achse z , beginnend an der Kryostataußenhülle bis zum Resonator, hängt direkt von der Spannungsverteilung $U(z)$ ab, und ist durch

$$|E(r, z)| = \frac{U(z)}{r \ln\left(\frac{R_a}{R_i}\right)} \quad (4.7)$$

gegeben. Dabei ist R_a der Radius des Außenleiters und R_i der des Innenleiters. Zur Bestimmung der Spannungsverteilung $U(z)$ wird ein Gleichungssystem auf Grundlage der Streuparameter aufgestellt und gelöst. Die einzelnen Bauteile (Fenster, konischer Übergang und Balg) werden wie im Unterabschnitt 4.4.1 als konzertierte Elemente ohne Ausdehnung betrachtet, wodurch die Streuparameter mit entsprechenden Reflexionsfaktoren durch Gleichung (3.57) gegeben sind. Bei der Transmission von HF-Wellen durch Dielektrika (mit Permeabilitätszahl $\mu_r \approx 1$) verringert sich die Ausbreitungsgeschwindigkeit um den sogenannten Verkürzungsfaktor $1/\sqrt{\epsilon_r}$ [94]. Für die Fenster muss demnach eine zusätzliche Phasenverschiebung berücksichtigt werden, die sich mit k dem Wellenvektor, $\epsilon_r = 9.9$ [95] der Dielektrizitätszahl der Aluminiumoxidkeramik und ihrer Materialstärke $x_0 = 6$ mm durch $\phi_\epsilon = k\sqrt{\epsilon_r}x_0$ errechnet. Diese ist zur Transmissionsphase der Gleichung (3.57) zu addieren. Die Streuparameter der Kavität sind durch Gleichung (3.12) gegeben. Zwischen den einzelnen reflektierenden

4 Auslegung eines Leistungskopplers für den HELIAC

Kopplerbauteilen und dem Resonators befinden sich jeweils homogene Leitungsabschnitte, die sich mit den Streuparametern aus Gleichung (4.3) beschreiben lassen. Insgesamt werden auf diese Weise neun Matrixgleichungen der Form von Gleichung (3.34) aufgestellt, womit man zu einem Gleichungssystem gelangt, das 18 einzelne Gleichungen mit 20 zu bestimmenden Amplituden enthält. Abbildung 4.9 skizziert die Verteilung der Spannungsamplituden x_j entlang des Kopplers. Unter der Annahme, dass HF-Leistung ausschließlich vom Generator in das System gelangen kann, ist das Gleichungssystem lösbar. Damit wird die Amplitude $x_{20} = 0$ und die vom Generator kommende Welle die Amplitude $x_1 = 1$ gesetzt.

Die Amplituden x_j werden jeweils mit einem Exponentialfunktionsterm multipliziert, um als Welle dargestellt werden zu können:

$$\begin{aligned} x_j^+(z, t) &= x_j e^{i(k-\alpha)z-i\omega t} \\ x_j^-(z, t) &= x_j e^{-i(k-\alpha)z-i\omega t}. \end{aligned}$$

In Richtung Kavität propagierende Wellen besitzen einen ungeradzahligen Index (hier mit hochgestellten Plus gekennzeichnet) und in Gegenrichtung einen geradzahligen Index (mit Minus gekennzeichnet). ω ist dabei die Kreisfrequenz der Welle und α die Dämpfungskonstante der Leitung. Der Spannungsverlauf im Koppler setzt sich aus dem Verlauf in den vier Leitungsabschnitten zusammen. Für den n-ten Leitungsabschnitt lässt sich die Spannung durch:

$$U_n = \sqrt{Z_0}(x_{4n-1} + x_{4n}) \quad (4.8)$$

berechnen. Wobei $Z_0 = 50 \Omega$ die Leitungsimpedanz ist. Damit ergibt sich der Spannungsverlauf im gesamten Koppler zu:

$$U(z, t) = \begin{cases} \sqrt{Z_0} (x_3 e^{i(k-\alpha)z-i\omega t} + x_4 e^{-i(k-\alpha)z-i\omega t}) & 0 < z \leq L_1 \\ \sqrt{Z_0} (x_7 e^{i(k-\alpha)(z-L_1)-i\omega t} + x_8 e^{-i(k-\alpha)(z-L_1)-i\omega t}) & L_1 < z \leq L_2 \\ \sqrt{Z_0} (x_{11} e^{i(k-\alpha)(z-L_2)-i\omega t} + x_{12} e^{-i(k-\alpha)(z-L_2)-i\omega t}) & L_2 < z \leq L_3 \\ \sqrt{Z_0} (x_{15} e^{i(k-\alpha)(z-L_3)-i\omega t} + x_{16} e^{-i(k-\alpha)(z-L_3)-i\omega t}) & L_3 < z \leq L_4. \end{cases} \quad (4.9)$$

Die Amplituden zur Berechnung der Stromstärke x_j^I müssen unabhängig vom Spannungsverlauf berechnen werden, da die Reflexionsfaktoren der einzelnen Matrizen ein umgekehrtes Vorzeichen tragen. Der Verlauf der Stromstärke ist im Leitungsabschnitt n durch

$$I_n = \frac{1}{\sqrt{Z_0}}(x_{4n-1}^I - x_{4n}^I) \quad (4.10)$$

gegeben. Der Verlauf der Stromstärke entlang des gesamten Kopplers kann analog zum Spannungsverlauf (Gleichung (4.9)) berechnet werden.

In Abbildung 4.10 sind die Beträge von Stromstärke und Spannung, jeweils auf ihr Maximum normiert, entlang des Kopplers aufgetragen. Zur Erstellung

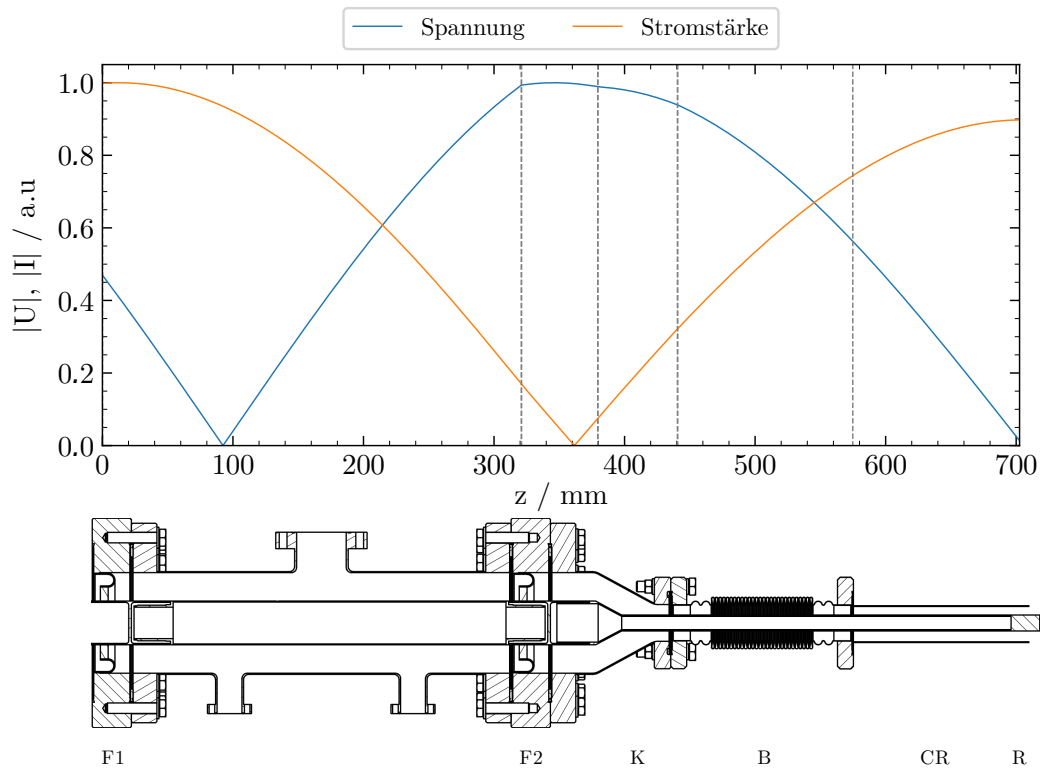


Abbildung 4.10: Darstellung des Betrags von Spannung U und Stromstärke I im Koppler (hier exemplarisch mit einem Kopplungsfaktor von $\beta = 300$ an Kavität CH0 angeschlossen); dabei repräsentieren die Abkürzungen F1 das „kalte“ Fenster, F2 das „warme“ Fenster, K den Konus, B den Balg, CR das Cut-Off-Rohr und R den Resonator, deren Positionen durch die grauen, gestrichelten Linien markiert sind.

der Kurven wurde exemplarisch die Kavität CH0 mit einem Kopplungsfaktor von $\beta = 300$ gewählt. Mit einem Abstand von ca. einer viertel Wellenlänge befindet sich das „kalte“ Fenster (Fenster 2) an einem Ort hoher Spannung und niedriger Stromstärke. Für das „warme“ Fenster (Fenster 1), das ca. eine weitere viertel Wellenlänge davon entfernt ist, zeigt sich ein umgekehrtes Verhältnis. Im supraleitenden Cut-Off-Rohr werden die höchsten Stromstärken erreicht. Diese sind im direkt daran angeschlossenen Balg noch nicht signifikant abgefallen, sodass der Oberflächenwiderstand an der Innenseite des Balgs zwingend auf ein hinreichend kleines Maß reduziert werden muss, was durch eine adäquate Kupferbeschichtung erreicht werden kann.

Wie durch Gleichung (4.7) bereits verdeutlicht, hängt die elektrische Feldstärke im Koppler von der Spannungsverteilung und den geometrischen Gegeben-

4 Auslegung eines Leistungskopplers für den HELIAC

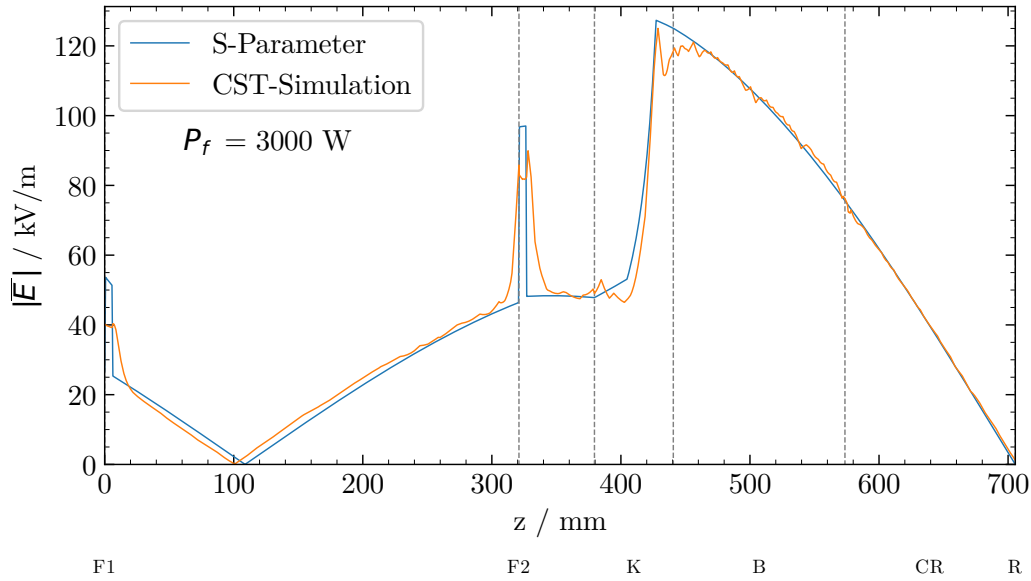


Abbildung 4.11: Elektrisches Feld im Koppler (vgl. Abbildung 4.10), berechnet mit Streuparametern (blau) und CST-Simulation (orange).

heiten ab. Der Betrag des mittleren elektrischen Felds am Ort z wird durch

$$|\bar{E}(z)| = \frac{U(z)}{R_a(z) - R_i(z)}. \quad (4.11)$$

berechnet. In Abbildung 4.11 ist das mit Gleichung (4.11) berechnete mittlere elektrische Feld entlang des Kopplers in Blau aufgetragen. Zusätzlich wurde das elektrische Feld anhand einer numerischen Feldsimulation (orange) mit CST bestimmt. Beide Kurven sind so skaliert, dass sie das elektrische Feld bei einer Vorwärtsleistung von $P_f = 3000 \text{ W}$ zeigen. Die Kurvenverläufe von Simulation und Streuparameterrechnung sind in guter Übereinstimmung. Die Feldminima sind lediglich um 6 mm zueinander verschoben. Die Kurve für die Streuparameterberechnung zeigt einen glatten Verlauf und ist gegenüber der CST-Simulation weniger differenziert. Dennoch sind die Ergebnisse der Streuparameterrechnung ausreichend, um das Feld im Koppler qualitativ auch unter anderen Rahmenbedingungen abzuschätzen.

Grundsätzlich empfiehlt es sich einen Koppler so zu konstruieren, dass sich die HF-Fenster in einem Feldminimum befinden, um die dielektrischen Verluste der Fenster zu minimieren und Überschlügen vorzubeugen. Beim hier vorliegenden Leistungskoppler für den HELIAC war dies aus folgenden Gründen nicht umsetzbar: Gemäß Gleichung (3.15) strebt der Reflexionsfaktor stark überkoppelter Kavitäten bei Resonanzfrequenz gegen -1 , wodurch ein Spannungsminimum bzw. ein Minimum des elektrischen Felds direkt am Resonatoreingang entsteht. Ohne zusätzliche Bauelemente würde sich ein weiteres Minimum eine halbe Wellenlän-

ge (691 mm) vom Resonator entfernt ausbilden. Tatsächlich liegt das Minimum durch Interferenz der Reflexionen an den Kopplerbauteilen beim finalen Design nur ca. 600 mm von der Kavität entfernt (siehe Abbildung 4.11). Beide Positionen kommen für die Platzierung eines Fensters nicht infrage, da zum einen das Cut-Off-Rohr die ersten ca. 100 mm Leitung vor der Kavität bildet und zum anderen zwischen Außenhülle des Kryostaten und den Koppleranschlüssen der Kavität ein Abstand von maximal 630 mm für den Koppler vorgesehen ist. Balg und Konus nehmen hinter dem Cut-Off-Rohr ca. weitere 200 mm in Anspruch, wodurch das „kalte“ Fenster nach etwa einer viertel Wellenlänge in die Nähe eines Feldmaximums platziert ist. Die Keramik besitzt bedingt durch die Bauart des Fensters mit zusätzlicher U-Feder ein vergleichsweise geringes Volumen, wodurch der dielektrische Verlust, im Gegensatz zum ohmschen Verlust trotz der Platzierung nahe am Feldmaximum gering ausfällt (siehe Unterabschnitt 4.5.2).

Wegen des verringerten Abstands zwischen Innen- und Außenleiter und der erhöhten Spannung (Abbildung 4.10) wird bei der nominellen Vorlaufleistung von $P_f = 3000$ W das maximale mittlere Feld im Bereich des Konus mit 124.5 kV/m erreicht. Am Innenleiter wird in dieser Position ein Peakfeld von 184 kV/m erreicht. Die U-Federn der Fenster überbrücken einen Teil des Abstands zwischen Innen- und Außenleiter, wodurch das Feld an den Fenstern lokal erhöht ist. Das mittlere Feld beträgt am „kalten“ Fenster 88 kV/m. Im Hochvakuum wird eine Durchschlagsfestigkeit von ca. 20 MV/m bis 40 MV/m [96] und für die verwendete Al_2O_3 -Keramik von > 30 MV/m [95] angegeben. Mit Feldern von wenigen hundert kV/m ist also eine genügende Durchschlagsfestigkeit gegeben. Allerdings kann das Feld durch Unebenheiten an den Oberflächen lokal sehr viel höher ausfallen, sodass im Hochleistungsbetrieb Sicherheitsmaßnahmen getroffen werden müssen. Mit geeigneten Diagnoseinstrumenten sollten die Betriebsbedingungen stets überwacht werden, sodass die HF-Zufuhr im Notfall unterbrochen werden kann. Wie schon in Abschnitt 4.1 erläutert, sollte außerdem auf eine hohe Oberflächenqualität der Kopplerkomponenten geachtet werden, um lokale Feldspitzen zu vermeiden.

Die vorangegangene Betrachtung bezieht sich allein auf den Kopplerbetrieb ohne Verstimmung der Resonanzfrequenz. Durch mechanische Anregung oder Druckänderung im Heliumtank ist die Resonanzfrequenz jedoch ständigen Schwankungen ausgesetzt. Die HELIAC-Kavitäten verfügen, wie bereits in Abschnitt 2.2 beschrieben, über eine Frequenzreglung zum Ausgleich dieser Schwankungen. Allerdings können diese Verstimmungen nicht in jedem Fall ausreichend schnell ausgeglichen werden, wodurch kurzzeitig eine Differenz δf zwischen Resonanz- und Generatorfrequenz auftreten kann. Durch die Frequenzdifferenz wird die Phasenverschiebung zwischen einlaufender und reflektierter Welle beeinflusst, wie aus Abbildung 3.4b ersichtlich, wodurch die Positionen von Minima und Maxima der stehenden Welle innerhalb des Kopplers verschoben werden. Abbildung 4.12 zeigt den Spannungsverlauf im Koppler für verschiedene Frequenzabweichungen δf . Die Verschiebung der Spannungsminima und -maxima nähert sich mit wachsender Frequenzabweichung $|\delta f|$ einem Viertel der Wellenlänge an,

4 Auslegung eines Leistungskopplers für den HELIAC

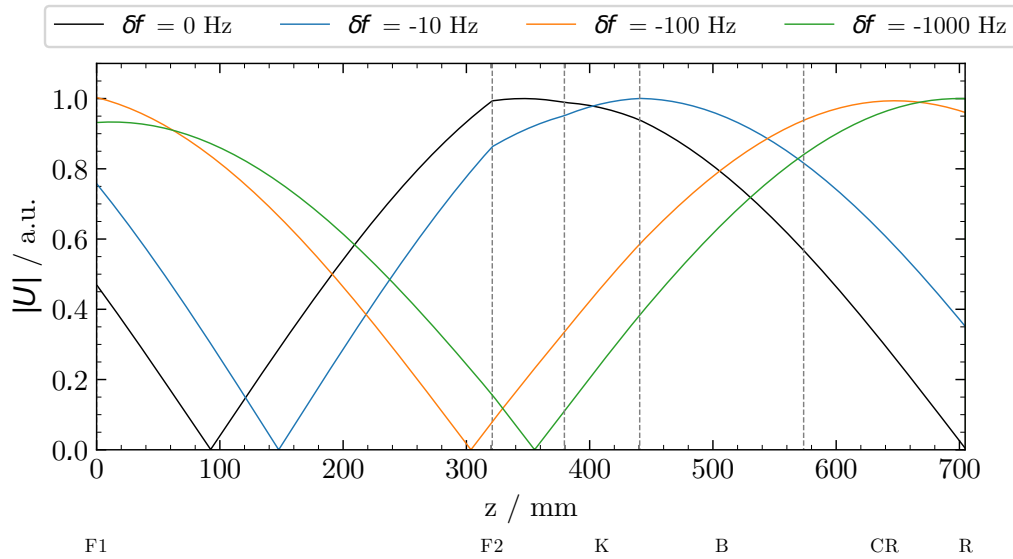


Abbildung 4.12: Betrag der Spannung im Koppler (vgl. Abbildung 4.10) für verschiedene Frequenzabweichungen δf .

während sich die Reflexionsphase von $\phi = 180^\circ$ bei Resonanzfrequenz zu $\phi = 0^\circ$ bei hoher Verstimmung verschiebt. Für $\delta f = 0$ existieren entlang des Kopplers zwei Spannungsminima. Das erste Minimum befindet sich bei $z \approx 98 \text{ mm}$, während das zweite Minimum am Resonatoreingang lokalisiert ist. Für $\delta f > 0$ verschieben sich die Minima auf der z -Achse zu kleinere Werten, für $\delta f < 0$ kehrt sich die Verschiebungsrichtung um. Da das elektrische Feld unmittelbar vom Spannungsverlauf abhängt, bildet sich je nach Grad der Verstimmung eine andere Feldkonstellation im Koppler aus. Dieser Umstand hat einen großen Einfluss auf den dynamischen Wärmeeintrag, da die Verluste in den einzelnen Bauteilen stark von der Feld- und Stromverteilung abhängen (siehe Abschnitt 4.5.2).

4.5 Thermische Auslegung

Die thermische Optimierung stellt eine der Hauptherausforderungen im Design eines Leistungskopplers für supraleitende Kavitäten dar. Während supraleitende Resonatoren zur Erzeugung des Beschleunigungsfelds HF-Leistungen im Watt-Bereich benötigen – im Gegensatz zu normalleitenden Kavitäten, deren Leistungsbedarf oft im Kilowatt- oder Megawatt-Bereich liegt – entsteht der Hauptenergieaufwand durch die Gewinnung des für den supraleitenden Zustand notwendigen flüssigen Heliums. Der Wirkungsgrad bei der Verflüssigung von Helium liegt im Regelfall unter einem Prozent, sodass die Betriebskosten supraleitender Kavitäten im Wesentlichen von der Kryoversorgung bestimmt werden.

Für einen effizienten Betrieb ist daher der Eintrag von Wärmeenergie in den Kryostat so gering wie möglich zu halten. Grundsätzlich existieren drei Mechanismen zum Transport von thermischer Energie: Wärmeleitung (Konduktion), Strömungstransport (Konvektion) sowie Wärmestrahlung. Wie bereits in Abschnitt 2.1 beschrieben, wird der Wärmeeintrag durch Wärmestrahlung und Konvektion durch die Konstruktion der HELIAC-Kryostaten bereits auf ein Minimum reduziert. Lediglich durch die benötigten Zuleitungen, wozu insbesondere die Leistungskoppler der Resonatoren gehören, können größere Mengen an Wärmeenergie auf die Beschleunigerkomponenten übertragen werden. Wie in Abschnitt 3.3 beschrieben setzen sich die Beiträge des Leistungskopplers aus dem statischen und dynamischen Wärmeeintrag zusammen, die in den Abschnitten 4.5.1 und 4.5.2 diskutiert werden.

Bei der Minimierung des Gesamtwärmeeintrags ist zu beachten, dass beide Verlustmechanismen nicht unabhängig voneinander unterdrückt werden können. Material mit geringem spezifischen Widerstand besitzt meist gleichzeitig eine hohe Wärmeleitfähigkeit. Da aufgrund des Skin-Effekts, hochfrequenter Wechselstrom nur in den obersten Schichten einer leitenden Fläche fließt, kann der ohmsche Verlust gesenkt und gleichzeitig der statische Wärmeeintrag begrenzt werden, indem eine dünne Kupferschicht auf einen Leiter aus Edelstahl aufgetragen wird. Der Strom fließt dadurch in der verlustarmen Kupferschicht, während der für die Wärmeleitung verfügbare Querschnitt nur um einige μm erhöht wird. In den folgenden Abschnitten wird deshalb unter anderem die Dicke einer geeigneten Kupferschicht für ausgewählte Komponenten festgelegt. Ziel ist unter Berücksichtigung beider Verlustmechanismen den Gesamtwärmeeintrag zu minimieren, wobei neben rein thermischen Gesichtspunkten zusätzlich technische Randbedingungen berücksichtigt wurden.

4.5.1 Statischer Wärmeeintrag

Der statische Wärmeeintrag des HELIAC-Leistungskopplers wird zum überwiegenden Teil durch Konduktion verursacht, deren Leistung im Folgenden berechnet werden soll. In [97] wird demonstriert, dass der Wärmestrom entlang eines kryogenen Bauteils in den meisten Fällen durch eine eindimensionale Berechnung

4 Auslegung eines Leistungskopplers für den HELIAC

ermittelt werden kann. Befindet sich das System im thermischen Gleichgewichtszustand, kann der Wärmestrom \dot{Q} entlang des eindimensionalen Körpers mit der Querschnittsfläche $A(x)$ und der Wärmeleitfähigkeit $k_t(T)$ mittels

$$\dot{Q} = -k_t(T)A(x)\frac{dT}{dx} \quad (4.12)$$

berechnet werden. Durch Separation der Variablen kann zu

$$\dot{Q} \int_{x_H}^{x_C} \frac{dx}{A(x)} = - \int_{T_H}^{T_C} k_t(T)dT = \int_{T_C}^{T_H} k_t(T)dT \quad (4.13)$$

umgestellt werden. Dabei ist x_H der Ort des Körpers mit der höchsten Temperatur T_H und x_C der Ort mit der niedrigsten Temperatur T_C . Damit erfasst die linke Seite der Gleichung die Geometrie und die rechte Seite die temperaturabhängigen Größen entlang des Körpers. Der Kehrwert des Geometrieterms

$$\frac{1}{S} = \int_{x_1}^{x_2} \frac{dx}{A(x)} \quad (4.14)$$

wird als Leistungsformfaktor S bezeichnet. Das Integral auf der rechten Seite von Gleichung (4.13) kann an einer beliebigen Referenztemperatur T_{ref} separiert werden:

$$\int_{T_C}^{T_H} k_t(T)dT = \int_{T_{\text{ref}}}^{T_H} k_t(T)dT - \int_{T_{\text{ref}}}^{T_C} k_t(T)dT. \quad (4.15)$$

Das sogenannte Wärmeleitintegral

$$K(T) = \int_{T_{\text{ref}}}^T k_t(T')dT' \quad (4.16)$$

bei dem die Wärmeleitfähigkeit mit der Temperatur variiert, muss entweder numerisch berechnet oder mithilfe von Experimentdaten bestimmt werden. Das Brookhaven National Laboratory Selected Cryogenic Data Notebook [98] stellt zum Beispiel eine umfangreiche kryogene Datenbank bereit, mit der Wärmeintegrale für verschiedene Materialien nachgeschlagen werden können. Mithilfe des Leistungsformfaktors und der Wärmeintegrale am Ort der kältesten (K_C) und wärmsten (K_H) Temperatur lässt sich Gleichung (4.12) zu

$$\dot{Q} = S(K_H - K_C) \quad (4.17)$$

umschreiben.

Die Berechnung des Wärmestroms entlang des Kopplers anhand von Gleichung (4.17) erfordert zum einen die Kenntnis der Temperaturen an den beiden Enden des Kopplers und zum anderen müssen die Leistungsformfaktoren der Bauteile bestimmt werden. Da davon ausgegangen wird, dass sich das Resonator-Koppler-System im thermischen Gleichgewicht befindet, können für bestimmte

Punkte konstante, bekannte Temperaturen angenommen werden. Das „warme“ Fenster ist an der Kryostataußenwand montiert, womit es fest bei Raumtemperatur (300 K) verankert ist. Das „kalte“ Fenster hingegen ist thermisch an den 50-K-Heliumkreislauf angebunden. Am im Kryostaten eingebauten Koppler wurde dort eine Temperatur von 69 K gemessen (siehe Unterabschnitt 5.3.2). Da, wie in Unterabschnitt 4.3.1 erläutert, die Wärmeleitfähigkeit von Aluminiumoxid bei kryogenen Temperaturen einen Wert von über 100 W/(m K) annimmt, wird der Innenleiter bzw. die Antenne ebenso über die thermische Anbindung gekühlt. In derselben Messung wurde auf der Antenne eine Temperatur von 75 K gemessen. Die Kavität besitzt, da sie permanent mit Helium gekühlt wird, eine konstante Temperatur von 4 K. Damit kann die Berechnung der Konduktion für den „kalten“ (69/75K–4 K) und den „warmen“ (300 K–69/75K) Teil getrennt durchgeführt werden, was auch für den späteren Betrieb Relevanz hat, da Verluste im „kalten“ Teil durch das Verdampfen von flüssigem Helium kompensiert werden müssen, während die am „warmen“ Teil anfallenden Verluste über den Schild abgeführt werden. Die meisten Kopplerkomponenten besitzen als zylindrischer Körper einen kreisringförmigen Querschnitt, womit ihr Leistungsformfaktor durch

$$\frac{1}{S} = \int_0^l \frac{dx}{A(x)} = \int_0^l \frac{dx}{\pi(r_a^2 - r_i^2)} = \frac{l}{\pi(r_a^2 - r_i^2)} = \frac{l}{\pi(2r_i\delta + \delta^2)} \quad (4.18)$$

gegeben ist. Wobei $r_a = r_i + \delta$, mit δ der Wandstärke, der äußere und r_i der innere Radius des Kreisrings ist. Beim konischen Übergang ist der Radius des Leiters

$$r(x) = r_1 - \frac{r_1 - r_2}{l}x \quad ; r_1 > r_2 \quad (4.19)$$

vom Ort x abhängig, wobei l die Länge des Kegelstumpfs bezeichnet und $r_1 > r_2$ die seiner Radien. Die Querschnittsfläche errechnet sich dann zu

$$A(x) = \pi[(r(x) + \delta)^2 - r(x)^2] = \pi \left[\delta^2 + 2\delta \left(r_1 - \left(\frac{r_1 - r_2}{l}x \right) \right) \right]. \quad (4.20)$$

In (4.14) eingesetzt, kann letztendlich der Leistungsformfaktor S einer konischen Durchmessererjüngung berechnet werden.

Der „warme“ Teil beinhaltet den Grundkörper und Innenleiter des Kopplers. In den Bereichen der Flansche wird zur Berechnung des Formfaktors ein entsprechend angepasster Radius angenommen. Der Leistungsformfaktor des „warmen“ Außenleiters setzt sich demnach aus mehreren Termen zusammen:

$$\frac{1}{S_w^a} = \frac{1}{S_{\text{Flansch 1}}} + \frac{1}{S_{\text{Aussenleiter 1}}} + \frac{1}{S_{\text{Flansch 2}}}. \quad (4.21)$$

Der „kalte“ Außenleiter muss analog zum „warmen“ Teil ebenfalls in mehrere Bereiche aufgeteilt werden:

$$\frac{1}{S_k^a} = \frac{1}{S_{\text{Flansch 3}}} + \frac{1}{S_{\text{Aussenleiter 2}}} + \frac{1}{S_{\text{Konus}}} + \frac{1}{S_{\text{Flansch 4}}} + \frac{1}{S_{\text{Balg}}}. \quad (4.22)$$

4 Auslegung eines Leistungskopplers für den HELIAC

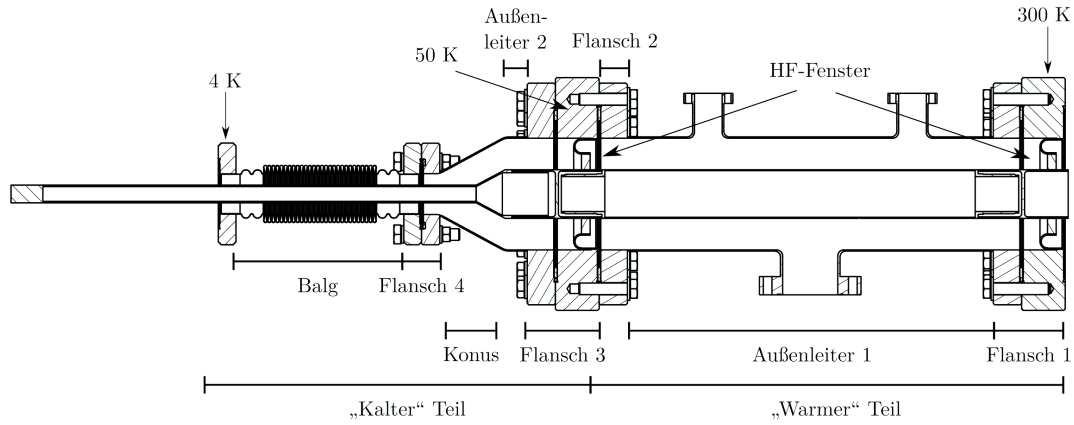


Abbildung 4.13: Berechnungsabschnitte und Temperaturpunkte am Leistungskoppler.

Zur Ermittlung vom Formfaktor des Balgs wird dieser als kreisringförmiges Objekt betrachtet, bei dem jedoch der Weg des Wärmestroms durch die Balgwellen verlängert wird. Dadurch wird anstelle der axialen Länge von 140 mm die effektive Länge entlang der Wellen von 445.5 mm für die Berechnung eingesetzt. Als einfacher zylindrischer Körper lässt sich der Leistungsformfaktor des Innenleiters im „warmen“ Abschnitt durch Einsetzen der geometrischen Größen in Gleichung (4.18) berechnen. Da der Innenleiter des „kalten“ Teils (Antenne) keinen Berührungspunkt zum Resonator besitzt, findet kein konduktiver Wärmeübertrag auf die Kavität statt.

Der statische Wärmeeintrag kann nun durch Gleichung (4.17) unter Verwendung der jeweiligen Leistungsformfaktoren und Wärmeintegrale berechnet werden:

$$\begin{aligned}\dot{Q}_a^w &= S_a^w (K_{300} - K_{69}) \\ \dot{Q}_i^w &= S_i^w (K_{300} - K_{75}) \\ \dot{Q}_a^k &= S_a^k (K_{69} - K_4).\end{aligned}$$

Dabei dient der hochgestellte Index zur Unterscheidung von „warmem“ (w) und „kaltem“ (k) Teil und der tiefgestellte Index zwischen Innen(i)- und Außenleiter(a).

Der so berechnete statische Wärmeeintrag eines Bauteils hängt ausschließlich von seiner für den Wärmetransport verfügbaren Querschnittsfläche und der Wärmeleitfähigkeit des verwendeten Materials ab. Der Wärmestrom durch einen zylinderförmigen Körper ist gemäß Formel (4.17) und (4.18) proportional zu $\frac{2r_i\delta + \delta^2}{l}$. Für Wandstärken $\delta \ll r_i$ erhält man in linearer Näherung:

$$\dot{Q} \propto \frac{2r_i\delta}{l}. \quad (4.23)$$

Somit wird sofort deutlich, dass der Wärmestrom entlang eines Bauteils durch eine geringe Wandstärke minimiert werden kann. Abbildung 4.14a zeigt den statischen Wärmeeintrag, der durch den Grundkörper und den Innenleiter verursacht wird, in Abhängigkeit von der Wandstärke δ . Die Zunahme der eingetragenen Leistung pro mm Wandstärke beträgt beim Grundkörper ca. 2.64 W/mm und beim Innenleiter ca. 1.04 W/mm. Allem voran der Außenleitern sollte also aufgrund des höheren Grundradius mit einer möglichst geringen Wandstärke konstruiert werden. Bei der Festlegung der Wandstärke der Kopplerbauteile muss neben einem geringen Wärmeeintrag eine ausreichende mechanische Stabilität gewährleistet sein. Eine Wandstärke von 0.6 mm für eine 3 1/8"-Leitung eines Kopplers, erwies sich am Fermi-Lab mechanisch als zu instabil, während Wandstärken über 0.8 mm keine Auffälligkeiten zeigten [89]. Aufgrund dessen wurden beim HELIAC-Leistungskoppler an allen Bauteilen Wandstärken von 0.75 mm bis 0.8 mm umgesetzt.

	300 K	70 K	4 K
Edelstahl 1.4404	2986 W/m	275 W/m	0
Kupfer	152 000 W/m	55 400 W/m	0

Tabelle 4.3: Wärmeleitungsintegrale für Kupfer [98] und Edelstahl [97]

Wie bereits oben erläutert ist die Wärmeleitfähigkeit der verwendeten Materialien der zweite wesentliche Faktor, der über die Wärmeleitintegrale in Gleichung (4.17) eingeht und damit auf die Höhe des Wärmestroms einwirkt. Tabelle 4.3 zeigt die Wärmeintegrale von Kupfer und Edelstahl für die zur Berechnung relevanten Temperaturen. Kupfer ist ein sehr guter Wärmeleiter, bei dem die Wärmeleitfähigkeit für kryogene Temperaturen sogar zunimmt [98]. Bei Raumtemperatur hat sauerstofffreies Kupfer bereits die 28-fache Wärmeleitfähigkeit von Edelstahl 1.4404, dessen Wärmeleitfähigkeit für sinkende Temperaturen abnimmt, sodass die Wärmeleitintegrale von Kupfer die von Edelstahl um zwei Größenordnungen übertreffen. Obwohl eine Kupferschicht die ohmschen Verluste, wie bereits erwähnt, deutlich senkt, wird diese Maßnahme daher im Leistungskoppler nur in Ausnahmefällen angewendet. Um den Wärmeeintrag durch eine Kupferschicht verschiedener Bauteile zu bestimmen, werden dieselben Formeln bei entsprechend angepassten Radien verwendet und zum Grundwärmeeintrag addiert.

Abbildung 4.14b stellt den durch Innenleiter und Balg verursachten Wärmeeintrag in Abhängigkeit zur Kupferschichtdicke dar. Die Zunahme des Wärmeeintrags pro μm Schichtdicke beläuft sich beim Balg auf 10 mW/ μm , beim Innenleiter auf etwa 40 mW/ μm , sodass sich der Wärmeeintrag des Innenleiters bereits mit einer Schichtstärke von ca. 18 μm verdoppelt. Eine Kupferschicht von wenigen μm kann somit den Wärmetransport über das gesamte Kopplerbauteil dominieren, wodurch bei der Bestimmung der Kupferschichtdicke die eingesparten dynamischen Verluste gegen die zusätzlichen statischen Verluste abzuwiegen

4 Auslegung eines Leistungskopplers für den HELIAC

sind.

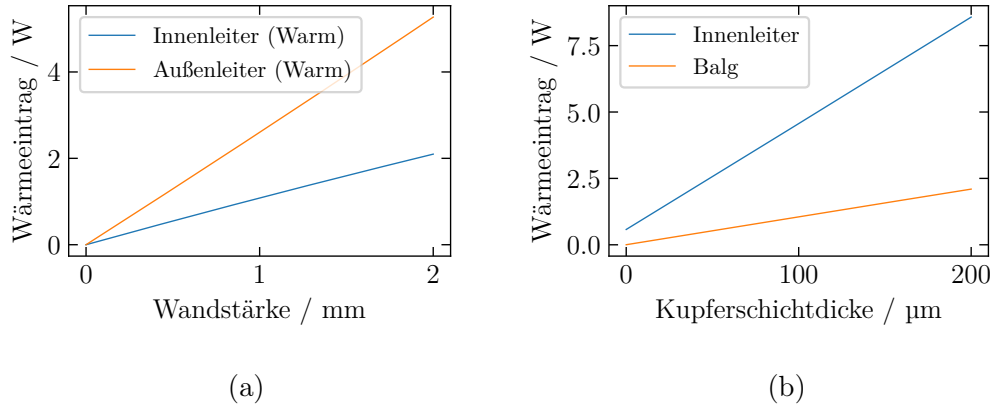


Abbildung 4.14: **(a)** Statischer Wärmeeintrag von Grundkörper und Innenleiter als Funktion der Wandstärke; **(b)** statischer Wärmeeintrag von Balg und Innenleiter in Abhängigkeit zur Kupferschichtdicke.

Da zwischen der Antenne des Kopplers und der Kavität kein direkter Kontakt besteht, erfolgt der Wärmeaustausch zwischen den beiden Körpern allein durch Wärmestrahlung. Nach Eintreten der Antenne ins Cut-Off-Rohr der Kavität ist sie vollständig von Flächen mit einer Temperatur von 4 K umgeben, weshalb sich die von der Antenne an die Kavität abgestrahlte Wärme mit

$$\dot{Q} = \epsilon \sigma A_{\text{Ant}} (T_{\text{Ant}}^4 - T_{\text{Kav}}^4) \quad (4.24)$$

berechnet lässt. ϵ ist dabei der Emissionsgrad von Kupfer, σ die Stefan-Boltzmann-Konstante und A_{Ant} die abstrahlende Fläche der Antenne.

Abbildung 4.15 zeigt die Leistung der Wärmeabstrahlung von der Antenne in die Kavität, wobei als obere Abschätzung der Emissionsgrad von $\epsilon = 1$ und als untere Abschätzung der Literaturwert für eine polierte Kupferoberfläche von $\epsilon = 0.07$ angenommen wird. Selbst wenn die Antenne als ein schwarzer Strahler ($\epsilon = 1$) betrachtet wird, überschreitet die Strahlungsleistung bis zu einer Temperatur von über 200 K einen Wert von 1 W nicht. An der Antennenspitze wurde wie am Antennenrumpf eine Temperatur von 75 K gemessen (siehe Unterabschnitt 5.3.2), wobei für $\epsilon = 1$ ein Leistungseintrag durch Wärmestrahlung von 0.012 W zu erwarten ist. In Realität dürfte der Wert aufgrund einer geringeren Emissivität der Kupferoberfläche jedoch darunter liegen. Demnach spielt der durch Wärmestrahlung von der Antenne verursachte Wärmeeintrag auf die Kavität bei 4 K selbst im Fall von starker Erwärmung durch ohmsche Verluste eine untergeordnete Rolle. Da keine Konduktion zwischen Antenne und Kavität stattfindet, wurde diese vollständig aus Kupfer gefertigt, um die ohmschen Verluste, die den Heliumschild belasten, zu verringern.

Tabelle 4.4 zeigt den Beitrag von Innen- und Außenleiter zum Wärmeeintrag sowie die Leistung des Gesamtwärmestroms für den „warmen“ (300 K–69/75K)

	69/75K	4 K
Innenleiter	0.54 W	max. 0.01 W
Innenleiter (Kupferschicht 10 μm)	0.8 W	max. 0.01 W
Innenleiter (Kupferschicht 30 μm)	1.4 W	max. 0.01 W
Innenleiter (Kupferschicht 100 μm)	3.4 W	max. 0.01 W
Außenleiter	2 W	$5 \cdot 10^{-3}$ W
Außenleiter ((Balg)-Kupferschicht 10 μm)	2 W	0.1 W
Außenleiter ((Balg)-Kupferschicht 30 μm)	2 W	0.4 W
Außenleiter ((Balg)-Kupferschicht 100 μm)	2 W	1.3 W
Gesamt	2.5 W	0.02 W
Gesamt (Kupferschicht 10 μm)	2.8 W	0.1 W
Gesamt (Kupferschicht 30 μm)	3.4 W	0.4 W
Gesamt (Kupferschicht 100 μm)	5.4 W	1.3 W

Tabelle 4.4: Statischer Wärmeeintrag des Leistungskopplers bei verschiedenen Kupferschichtdicken für „kalten“ und „warmen“ Teil.

und „kalten“ (69/75K–4 K) Teil für verschiedene Dicken der Kupferbeschichtung von Innenleiter und Balg. Da alle Bauteile aus dünnem Edelstahl gefertigt wurden, weist der HELIAC-Leistungskoppler einen geringen statischen Wärmeeintrag auf. Ohne Aufbringung einer Kupferschicht, wird die Kavität mit 0.02 W und das 50-K-Heliumschild mit 2.5 W belastet, was deutlich unter den in Abschnitt 4.1 beschriebenen Anforderungen liegt. Da in dieser Ausführung jedoch hohe dynamische Verluste zu erwarten sind, ist eine Kupferschicht an Innenleiter und Balg unbedingt vonnöten. Während der Entwicklungsphase wurden die Bauteile mit einer Kupferschicht von 10 μm getestet, die bei immer noch geringem statischen Wärmeeintrag die HF-Verluste in ausreichendem Maße senken sollten. Die Schichtdicke erwies sich jedoch als unzureichend, da die Verluste nicht in ausreichendem Maße gesenkt werden konnten und die Kupferschicht sich letztendlich durch starke Erwärmung teilweise von den Bauteilen ablöste (siehe Abschnitt A.4). Aus technischen Gründen (siehe Abschnitt 4.5.2) wurde beim Balg, der eine Wandstärke von lediglich 150 μm besitzt, eine Kupferschicht von 100 μm aufgetragen. Der ursprüngliche statische Wärmeeintrag wird so um das 180-fache übertroffen. Im folgenden Unterabschnitt 4.5.2 wird jedoch gezeigt, dass eine ausreichende Balgkupferschicht die viel schwerwiegenden HF-Verluste um 80 bis 90% senken kann. Beim Innenleiter wird eine Schicht von 30 μm aufgebracht, wodurch der Heliumschild pro Koppler einen zusätzlichen Wärmeeintrag von rund 1 W kompensieren muss. Trotz der zusätzlichen statischen Verluste durch die Beschichtung wird der maximale statische Wärmeeintrag (Tabelle 4.1) mit 1.3 W in 4 K und 3.4 W in den Heliumschild nicht überschritten.

Gegenüber dem ursprünglichen Design des Demonstratorkopplers konnte der statische Wärmeeintrag deutlich gesenkt werden, bei dem zwischen Raumtem-

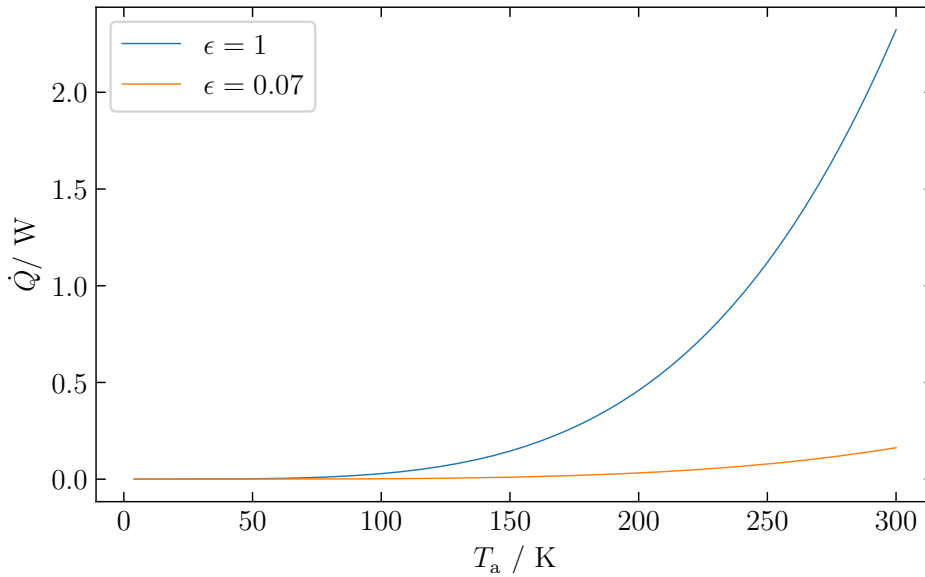


Abbildung 4.15: Durch die Antenne abgegebene Wärmeleistung für $\epsilon = 1$ und $\epsilon = 0.07$.

peratur und Stickstoffschild (77 K) ein statischer Wärmeeintrag von über 60 W entsteht. Damit wird auch bei späteren Ausbaustufen des HELIACs, wenn bis zu 16 Leistungskoppler im Einsatz sind, ein niedriger statischer Wärmeeintrag erreicht.

4.5.2 Dynamischer Wärmeeintrag

Der dynamische Wärmeeintrag ist der zweite wesentliche Bestandteil des Gesamtwärmeeintrags eines Kopplers in den Kryostaten. Er ergibt sich hauptsächlich aus ohmschen und dielektrischen HF-Verlusten.

Dielektrische Verluste treten beim vorliegenden Koppler ausschließlich in den Al_2O_3 -Keramikfenstern auf. Der Verlustfaktor DF quantifiziert die dielektrischen Verluste und ist mithilfe des sogenannten Verlustwinkel δ definiert als:

$$DF = \tan(\delta) = \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'}, \quad (4.25)$$

wobei ε'' und ε' der Imaginärteil bzw. Realteil der komplexen Dielektrizitätskonstanten ε sind. Die im Koppler verwendeten Al_2O_3 -Keramiken haben einen geringen Verlustwinkel von $\delta = 2.5 \cdot 10^{-4}$ [95]. Kombiniert mit einem Fensterdesign, das einen vergleichsweise kleinen Keramikdurchmesser vorsieht, sind die dielektrischen Verluste gegenüber den ohmschen Verlusten im Koppler zu vernachlässigen. Deshalb wird der dielektrische Verlust des vorliegenden Designs im Gegensatz zum Demonstratorkoppler (Abschnitt 4.2), dessen dynamischer

Wärmeeintrag durch die Keramik und deren TiN-Beschichtung dominiert wird, erheblich gesenkt.

Bei der Analyse der ohmschen Verluste im Koppler ist der Skin-Effekt [99] von zentraler Bedeutung. Gemäß diesem Effekt nimmt die Stromdichte eines hochfrequenten Wechselstroms im Inneren eines Leiters exponentiell ab, sodass sich der Großteil des Stroms auf die äußeren Schichten des Leiters konzentriert. Die Eindringtiefe, bei der die Stromdichte auf $1/e$ abgefallen ist, wird durch

$$\delta = \sqrt{\frac{2\rho}{\mu\omega}} \quad (4.26)$$

berechnet, wobei ω die Kreisfrequenz des Wechselstroms, ρ den spezifischen Widerstand des Leiters und μ seine magnetische Permeabilität bezeichnet. Die Eindringtiefe hängt somit vom Material und der Frequenz des Wechselstroms ab. Die Tiefe x , bei der die Stromdichte auf einen Referenzwert j_{ref} abgefallen ist, errechnet sich zu

$$x = -\delta \ln\left(\frac{j_{\text{ref}}}{j_0}\right), \quad (4.27)$$

wobei j_0 die Ausgangsstromdichte auf der äußersten Schicht des Leiters darstellt. Wie diese Gleichung zeigt, ist die Stromdichte am Beispiel eines Kupferleiters und einer Frequenz von 216.816 MHz bei einer Tiefe von 10.5 μm auf 10 Prozent und bei 21 μm auf 1 Prozent ihres ursprünglichen Werts gesunken.

Aufgrund des Skin-Effekts bietet sich also die Beschichtung der Edelstahlkomponenten mit einer dünnen Kupferschicht an. Da der spezifische Widerstand von Edelstahl bei Raumtemperatur ca. 40-mal höher ist als der von Kupfer, lässt sich der HF-Verlust signifikant verringern, wenn der Großteil des Stromflusses auf die Kupferschicht beschränkt wird. Bei sinkenden Temperaturen reduziert sich der spezifische Widerstand von Kupfer zudem drastisch; bei 4 K beträgt er nur noch 0.1 % seines Ausgangswertes bei Raumtemperatur [98]. Während die elektrische Leitfähigkeit zunimmt, steigt parallel dazu auch die Wärmeleitfähigkeit des Materials. Es ist daher essenziell, die Dicke der Kupferschicht nur so hoch wie nötig auszuführen, da, wie im Abschnitt 4.5.1 dargelegt, der statische Wärmeeintrag eines Bauteils mit dicker werdender Kupferschicht beträchtlich zunimmt.

Die zu erwartenden HF-Verluste (Tabelle 4.5), sowie der dynamische Wärmeeintrag (Tabelle 4.6) wurden durch CST-Simulationen berechnet, mit denen das Verhalten des Resonators für verschiedene Betriebsszenarien simuliert wurde. Tabelle 4.5 enthält die Simulationsergebnisse für die HF-Verluste in den Grenzfällen: starke Ankopplung im Resonanzfall, was etwa der Vollreflexion an einem Kurzschluss entspricht ($S_{11} \rightarrow -1$), große Abweichung der Generatorfrequenz zur Resonanzfrequenz, entsprechend der Vollreflexion an einer offenen Leitung ($S_{11} \rightarrow +1$), und einer reflexionsfreien Anpassung ($S_{11} = 0$). Aus dieser Analyse geht hervor, dass Balg, Innenleiter und Antenne anteilig die höchsten dynamischen Verluste verursachen. Durch eine Kupferbeschichtung des Balgs und des Innenleiters bzw. durch den Einsatz einer Kupferantenne lassen sich die Verluste

4 Auslegung eines Leistungskopplers für den HELIAC

Bauteil	P_{Ω}/P_{f}	P_{Ω}/P_{f}	P_{Ω}/P_{f}
	$S_{11} = 0$	$S_{11} = 1$	$S_{11} = -1$
Warmes Fenster	$3.18 \cdot 10^{-4}$	$2.10 \cdot 10^{-4}$	$1.06 \cdot 10^{-3}$
Kaltes Fenster	$2.81 \cdot 10^{-4}$	$6.46 \cdot 10^{-4}$	$3.02 \cdot 10^{-4}$
Grundkörper	$8.86 \cdot 10^{-4}$	$1.15 \cdot 10^{-3}$	$2.39 \cdot 10^{-3}$
Innenleiter	$1.83 \cdot 10^{-3}$	$2.56 \cdot 10^{-3}$	$3.46 \cdot 10^{-3}$
Innenleiter (verkupfert)	$2.70 \cdot 10^{-4}$	$3.82 \cdot 10^{-4}$	$6.96 \cdot 10^{-4}$
Konus	$3.04 \cdot 10^{-4}$	$1.02 \cdot 10^{-3}$	$2.01 \cdot 10^{-4}$
Antenne (Edelstahl)	$3.54 \cdot 10^{-3}$	$5.24 \cdot 10^{-3}$	$1.06 \cdot 10^{-2}$
Antenne (Kupfer)	$5.26 \cdot 10^{-4}$	$7.76 \cdot 10^{-4}$	$1.33 \cdot 10^{-3}$
Balg	$2.38 \cdot 10^{-3}$	$3.84 \cdot 10^{-3}$	$7.51 \cdot 10^{-3}$
Balg (verkupfert)	$3.54 \cdot 10^{-4}$	$5.70 \cdot 10^{-4}$	$8.47 \cdot 10^{-4}$
Warmer Teil	$3.04 \cdot 10^{-3}$	$3.92 \cdot 10^{-3}$	$6.91 \cdot 10^{-3}$
Warmer Teil, Innenleiter verkupfert	$1.47 \cdot 10^{-3}$	$1.74 \cdot 10^{-3}$	$4.14 \cdot 10^{-3}$
Kalter Teil	$4.48 \cdot 10^{-3}$	$7.48 \cdot 10^{-3}$	$1.20 \cdot 10^{-2}$
Kalter Teil, Balg verkupfert	$3.49 \cdot 10^{-3}$	$6.28 \cdot 10^{-3}$	$9.34 \cdot 10^{-3}$
Gesamt	$9.54 \cdot 10^{-3}$	$1.47 \cdot 10^{-2}$	$2.56 \cdot 10^{-2}$
Gesamt, verkupferte Bauteile	$2.94 \cdot 10^{-3}$	$4.75 \cdot 10^{-3}$	$6.82 \cdot 10^{-3}$

Tabelle 4.5: HF-Verluste der einzelnen Kopplerbauteile bei Raumtemperatur relativ zur Vorwärtsleistung P_{Ω}/P_{f} ; bei vollständiger Transmission ($S_{11} = 0$), Reflexion bei hoher Kopplung und Resonanzfrequenz ($S_{11} = -1$) und Reflexion abseits der Resonanzfrequenz ($S_{11} = 1$).

der Einzelbauteile um 80 % bis 90 % senken. Damit wird der Gesamtverlust des Kopplers um ca. 70 % reduziert.

Kopplertests (vgl. Unterabschnitt 5.2.1) bestätigen diese Berechnungen, dass an diesen Bauteilen die höchsten Verluste auftreten. Daher wurde an diesen Bauteilen eine Kupferschicht aufgetragen. Für die Antenne wurde wie beschrieben massives Kupfer eingesetzt. Im Laufe der Kopplertestkampagne konnte gezeigt werden, dass die Wärmeentwicklung am Koppler mit Schichtdicken von 10 μm und 100 μm effektiv reduziert werden konnte. Allerdings wurde während des Hochleistungsbetriebs ein partieller Abtrag der 10 μm dicken Schicht an Balg und Innenleiter festgestellt, sodass höhere Schichtdicken für einen zuverlässigen Betrieb notwendig sind. Durch die Geometrie des Balgs ist der Auftrag einer Kupferschicht technisch anspruchsvoll: Eine gleichmäßige Schicht ist kaum realisierbar, da sich das Kupfer bevorzugt an den achsnahen Balgwellen niederschlägt und die äußeren Taschen abseits der Achse nur unzureichend verkupfert werden. Deswegen wird die nominelle Schicht des Balgs auf 100 μm festgelegt, um einen ausreichenden Kupferbelag auf der gesamten Innenfläche des Balgs zu erreichen. Für die Bälge der noch folgenden Kryomodule (CM2-4) ist eine Verkupferung des Materials vor Herstellung des Balges zu empfehlen, um eine gleichmäßige

	β	$P_{\text{dyn}}(4\text{ K})$	$P_{\text{dyn}}(50\text{ K})$
CH0	890	0.7 W	4.3 W
CH1 / CH2	200	0.4 W	0.7 W
Rebuncher	955	1.4 W	3.5 W

Tabelle 4.6: Dynamischer Wärmeeintrag in die Kavität und das Heliumschild der Resonatoren des Kryomoduls CM1, ermittelt durch Simulationen bei Resonanzfrequenz; dabei wurde die Beschleunigung eines Ionenstrahls mit einem Masse-zu-Ladungsverhältnis von $A/q = 6$ und einem Strahlstrom von $100\text{ }\mu\text{A}$ angenommen.

Schicht und eine reduzierte nominelle Schichtdicke zu erreichen. Aufgrund seiner einfachen Geometrie kann der Innenleiter mit einer Schichtdicke von $30\text{ }\mu\text{m}$ versehen werden.

Ferner zeigt sich, dass die Verluste pro Watt Vorwärtsleistung im gewünschten Betriebszustand (Resonanz und hohe Ankopplung) am höchsten sind. Dies wird jedoch dadurch relativiert, dass bei einer Resonanzverstimmung deutlich mehr Vorwärtsleistung benötigt wird (siehe Abschnitt 4.6) und damit der absolute dynamische Wärmeeintrag in diesem Fall geringer ausfällt.

Die Werte in Tabelle 4.5 geben die Grenzwerte der Verlustleistung pro Watt Vorwärtsleistung P_{Ω}/P_{\ddagger} für die Zustände $|\delta f| = 0$ und $|\delta f| \rightarrow \infty$ an. In diesen Fällen strebt die Phasenverschiebung zwischen einlaufender und reflektierter Welle entweder gegen 180° oder 0° . Wie in Abbildung 3.4b zu erkennen ist, kann diese Phase, je nach Grad der Verstimmung, Werte zwischen -180° und 180° annehmen, was zu erheblichen Unterschieden in der Feldverteilung innerhalb des Kopplers führt (siehe Abbildung 4.12). Zusätzlich ist zu beachten, dass der für das Aufrechterhalten des Nominalfeldes der Resonatoren benötigte Leistungsbedarf mit einer Resonanzfrequenzverstimmung δf ansteigt (siehe Gleichung (3.20)). In Abhängigkeit dieser Faktoren variiert dementsprechend der dynamische Wärmeeintrag des Kopplers.

Zur Bestimmung des dynamischen Wärmeeintrags für Frequenzverstimmungen von $\delta f = -100\text{ Hz}$ bis 100 Hz , wurde unter Berücksichtigung dieser Faktoren eine FEM-Simulation durchgeführt, die sowohl HF- als auch thermische Aspekte berücksichtigt. Dazu wurde zunächst der ohmsche und dielektrische Verlust pro Watt Vorwärtsleistung P_{Ω}/P_{\ddagger} des Kopplers für verschiedene Frequenzabweichungen berechnet. Basierend auf dem ermittelten Verlustprofil wurde anschließend eine thermische Simulation (vgl. Anhang A.2.2) durchgeführt, mit der der dynamische Wärmeeintrag berechnet wurde. Dabei wurde für jede berechnete Frequenzabweichung δf die Verlustleistung entsprechend der benötigten Vorwärtsleistung skaliert.

Abbildung 4.16 visualisiert die Simulationsergebnisse. Abbildung 4.16a zeigt dabei den Vorwärtsleistungsbedarf P_{\ddagger} für die Kavitäten des Kryomoduls CM1, der zur Aufrechterhaltung des nominellen Beschleunigungsfeldes bei einer Fre-

quenzabweichung δf erforderlich ist¹. Die Gesamtverlustleistung des Kopplers P_Ω , die durch Bereitstellung dieser Vorwärtsleistung anfällt, wird in Abbildungen 4.16b dargestellt. Der resultierende dynamische Wärmeeintrag in den Heliumschild sowie in die Kavität werden in den Abbildungen 4.16c und 4.16d dargestellt. Die grau gestrichelten Linien markieren die maximale verfügbare Leistung in Diagramm a) sowie die in Tabelle 4.1 festgelegten Grenzwerte des maximalen Wärmeeintrags in den Diagrammen c und d.

Die so ermittelten Werte für den dynamischen Wärmeeintrag bei Betrieb auf Resonanzfrequenz (vgl. Tabelle 4.6) liegen für alle Kavitäten weit unter dem maximal akzeptablen Wärmeeintrag von 2 W für die Kavität und 10 W für das Heliumschild. Bei Resonanzabweichungen können höhere Werte auftreten. Die durchschnittliche Höhe des dynamischen Wärmeeintrags im Betrieb hängt also stark von den Druckschwankungen im Heliumbad und den daraus resultierenden Frequenzabweichungen δf ab. Es ist jedoch zu erwarten, dass die Frequenzabweichungen der Resonatoren durch ihr Tunersystem effizient ausgeglichen werden können, wodurch der dynamische Wärmeeintrag die maximal akzeptablen Werte der Anforderungen klar unterschreitet.

¹Dabei wurde die Beschleunigung eines Ionenstrahls mit einem Masse-zu-Ladungsverhältnis von $A/q = 6$ und einem Strahlstrom von $100 \mu\text{A}$ angenommen.

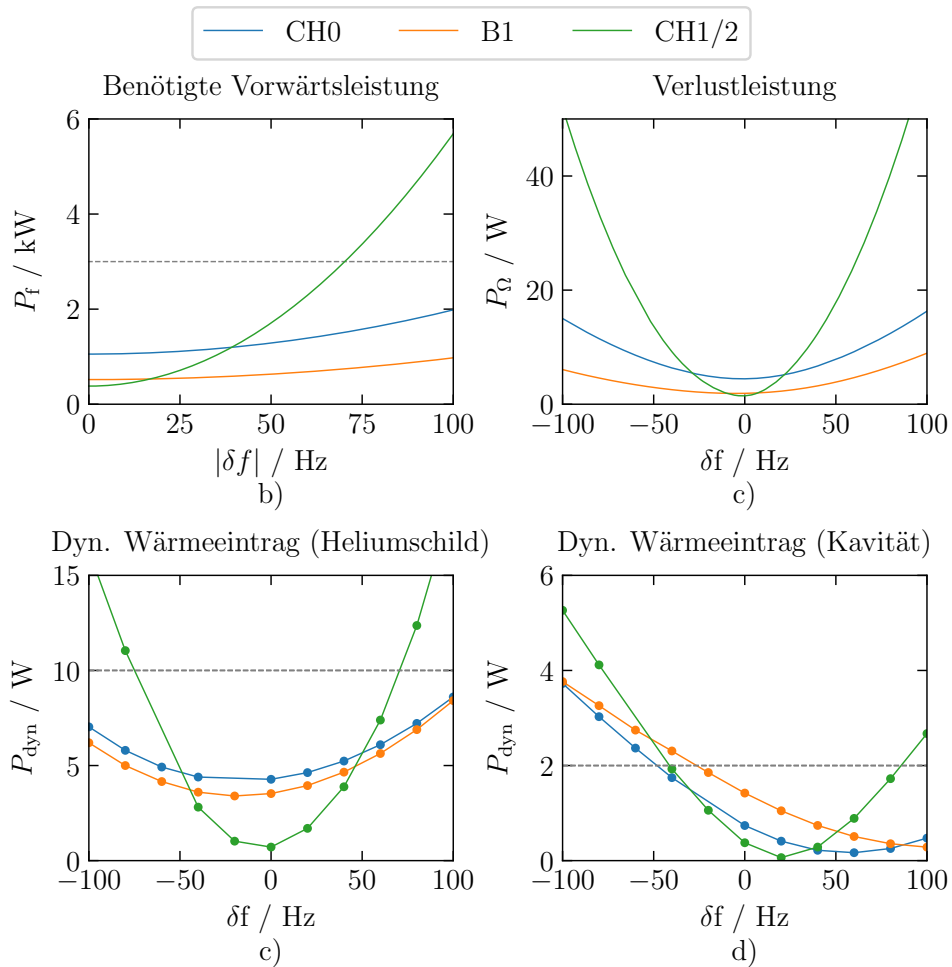


Abbildung 4.16: **a)** Benötigte Vorwärtsleistung P_f zum Aufrechterhalten des Nominalfeldes (gemäß Gleichung (3.20)), **b)** Gesamtverlust des Leistungskopplers P_Ω (CST-Simulation), **c)** dynamischer Wärmeeintrag in Heliumschild (CST-Simulation), **d)** dynamischer Wärmeeintrag in Kavität (CST-Simulation), in Abhängigkeit von der Resonanzfrequenzverstimmung δf für die Kavitäten des Kryomoduls CM1 zur Beschleunigung eines Ionenstrahls mit Masse-zu-Ladungsverhältnis von $A/q = 6$ und einem Strahlstrom von $100 \mu\text{A}$.

4.6 Bestimmung der Antennenlängen

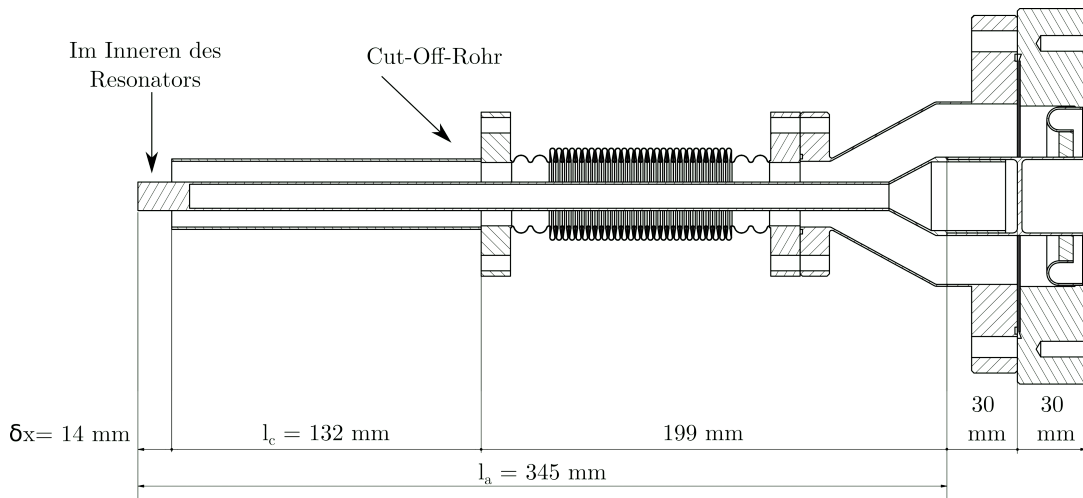


Abbildung 4.17: Zeichnung der CH0-Antenne mit Länge $l_a = 345 \text{ mm}$ mit Cut-Off-Rohr der Länge $l_c = 132 \text{ mm}$; die Einschubtiefe beträgt $\delta x = 14 \text{ mm}$.

Wie in Abschnitt 3.1.3 erläutert, wird eine supraleitende Kavität im Strahlbetrieb stark überkoppelt ($Q_e \ll Q_0$ bzw. $\beta \gg 10$) betrieben, da zum einen die Strahllast die Verluste im Resonator bei weitem übertrifft und zum anderen sich die Resonanzkurve des Koppler-Kavität-Systems mit steigendem Kopplungsfaktor verbreitert, wodurch auch abseits der Resonanz noch genügend Energie eingekoppelt werden kann. So bleibt trotz Verstimmung der Resonanzfrequenz (zum Beispiel durch Druckschwankungen im Heliumbad) das Beschleunigungsfeld aufrechterhalten. Gleichzeitig steigt mit einer breiteren Resonanzkurve der Grundleistungsbedarf des Resonators an. Damit hat der Kopplungsfaktor auch einen entscheidenden Einfluss auf die Wärmeverluste im Koppler (siehe dazu Abbildung 4.16). Bei der Bestimmung eines geeigneten Kopplungsfaktors muss also ein Kompromiss zwischen der maximalen, mit der Leistungsreserve des HF-Verstärkers ausgleichbaren Resonanzfrequenzverstimmung und der Minimierung des zu erwartenden Wärmeeintrags gefunden werden. In [85] wurde eine Erstudie durchgeföhrt, um adäquate Kopplungsfaktoren für die Kavitäten des Advanced-Demonstrators zu ermitteln. Für die Kavität CH0 und den Rebuncher wurden dabei Kopplungsfaktoren im Bereich von 300 bis 1000 vorgeschlagen. Basierend auf diesen Ergebnissen soll im Weiteren der optimale Kopplungsfaktor bzw. die externe Güte und die damit verbundene Antennenlänge bestimmt werden.

Die externe Güte soll dabei derart ausgelegt werden, dass mit den zu erwartenden Abweichungen der Resonanzfrequenz und dem zur Verfügung stehenden HF-Leistungskontingent von 3000 W dauerhaft ein stabiles Beschleunigungsfeld etabliert werden kann, wobei die Vorwärtsleistung in „Resonanz“ 1000 W nicht

übersteigt. Neben einem effizienten Strahlbetrieb soll es für alle Kavitäten des CM1 möglich sein, die unbelastete Güte Q_0 und den Gradient zu messen, wozu ein Kopplungsfaktor von $\beta \approx 10$ erforderlich ist. Der Kopplungsfaktor muss demnach zwischen 10 und 1000 einstellbar sein. Wie im Abschnitt 3.3 erläutert, wird der Kopplungsfaktor β vor allem durch die Position der Antenne im Resonatorfeld und ihre Abmessungen beeinflusst. Ein tieferes Eindringen der Antenne in das Feld führt zu einer stärkeren Ankopplung und umgekehrt. Die Länge der Kopplerantenne ist somit der primäre Parameter zur Bestimmung des Kopplungsfaktors. Die Eintauchtiefe der Antenne kann zur weiteren Anpassung mittels des Kopplerwellbalgs variiert werden. Dieser Balg hat einen Bewegungsspielraum von insgesamt 30 mm (bestehend aus 20 mm Dehnung und 10 mm Kompression). Laut Herstellerangaben sind dabei mindestens 500 Lastspiele möglich. Wenn nötig, kann er um weitere 10 mm in beide Richtungen erweitert werden, wodurch sich jedoch die garantierte Anzahl der Lastspiele reduziert.

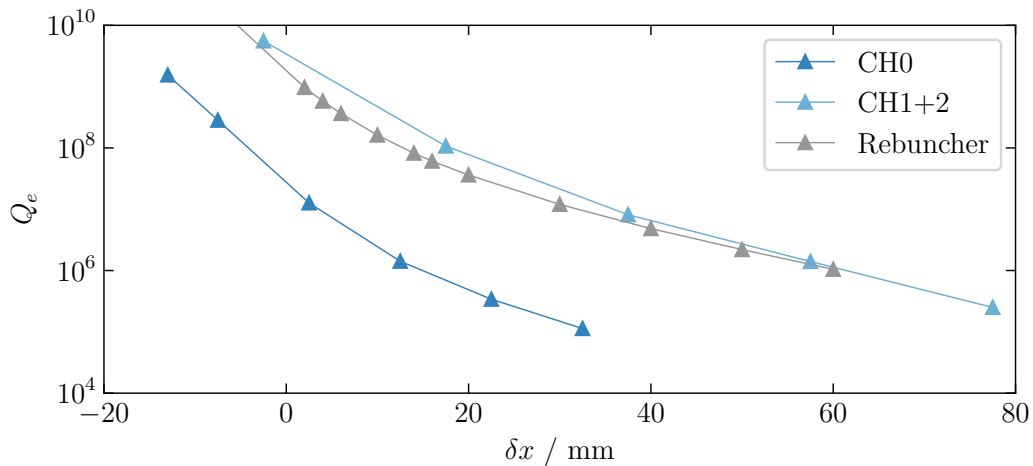


Abbildung 4.18: Externe Güte Q_e der CM1-Kavitäten in Abhängigkeit von der Einschubtiefe der Antenne δx , dargestellt anhand von Simulationsergebnissen [56, 57].

In der nachfolgenden Betrachtung wird die Länge der Antenne, gekennzeichnet als l_a , als Abstand von der Schweißnaht von Antenne und Fenster bis zur Spitze der Antenne definiert (vgl. Abbildung 4.17). Diese Länge umfasst den Konus, den Balg, das Cut-Off-Rohr (Länge bezeichnet als l_c) und den im Resonator effektiven Abschnitt, welcher mit $\delta x = l_a - l_c - 199$ mm beschrieben wird.

4 Auslegung eines Leistungskopplers für den HELIAC

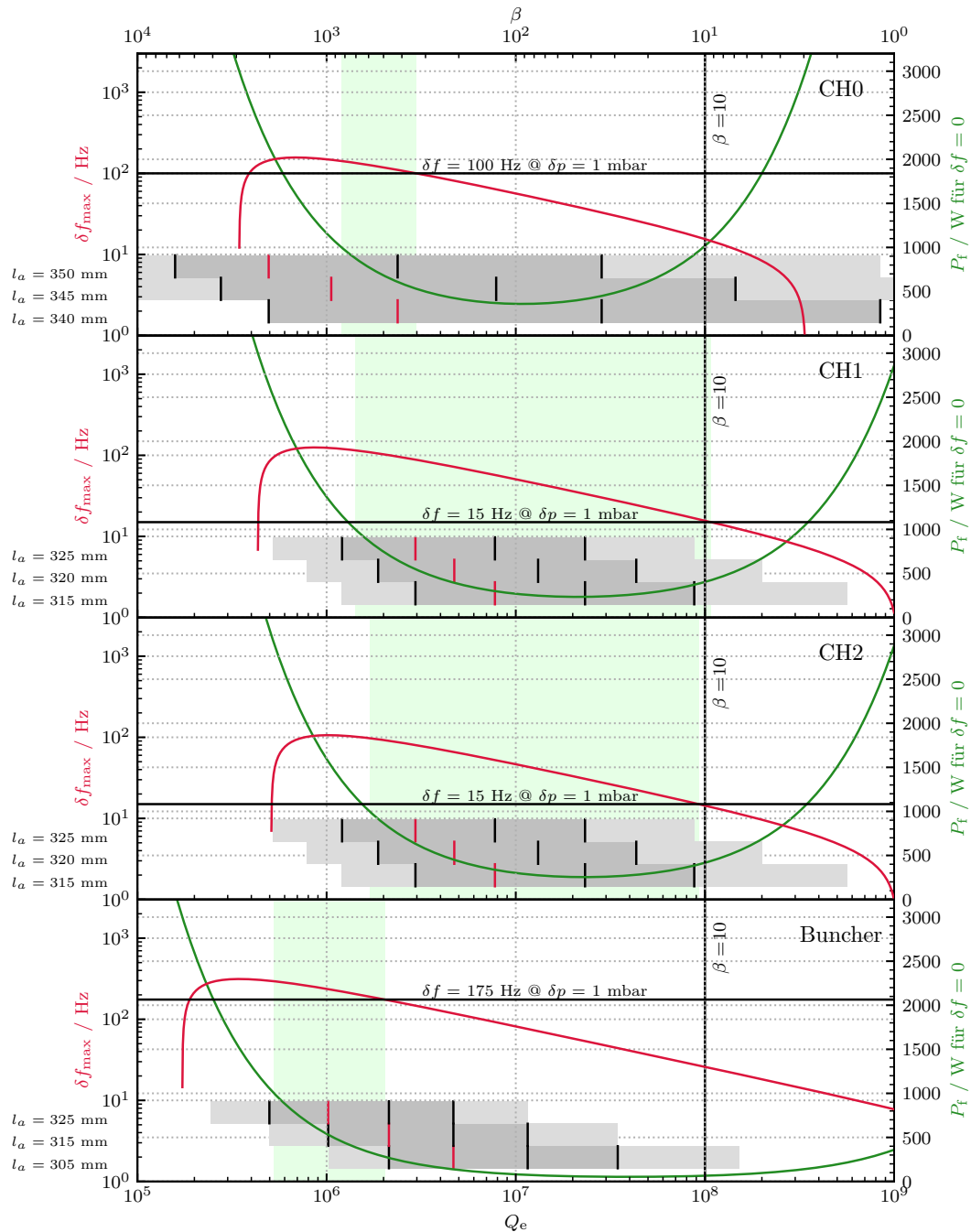


Abbildung 4.19: Leistungsbedarf der CM1-Kavitäten ohne Resonanzverschiebung (rot) und maximal ausgleichbare Frequenzverschiebung, mit einer verfügbaren Vorwärtsleistung von $P_f = 3000 \text{ W}$ (grün) in Abhängigkeit von der externen Güte Q_e ; der grün hinterlegte Bereich markiert den angestrebten Betriebszustand, bei dem ein Druckunterschied von 1 mbar ausgeglichen werden kann und bei $\delta f = 0$ eine Vorwärtsleistung von 1000 W nicht überschritten wird. Die grau markierten Einstellbereiche für verschiedene Antennenlängen zeigen die durch Verstellen des Balges erreichbaren externen Güten. Die Nullposition des Balgs ist in Rot gekennzeichnet. Die schwarzen Striche zeigen Verschiebungen der Einschubtiefe um jeweils 10 mm an.

Die Konstruktionsweise der Kavitäten CH1-11 ist einheitlich. Rebuncher und CH0 weichen jedoch davon ab. Der Demonstrator-Prototyp CH0, weist neben einem deutlich längeren Cut-Off-Rohr (132 mm) ein stark abweichendes Kopplungsverhalten auf (siehe Abbildung 4.18). Während die Kennlinien der Rebuncher-Kavitäten, sowie von CH1 und CH2 dicht beieinander verlaufen, werden für relevante Werte von Q_e deutlich geringere Einschubtiefen der CH0-Antenne benötigt. Außerdem ergibt sich für CH0 eine signifikant höhere Variation der externen Güte pro mm Einschubtiefe. Das Cut-Off-Rohr der Rebuncher-Kavität hat die geringste Länge und misst $l_c = 66$ mm. Demgegenüber weisen die Kavitäten CH1 und CH2 eine Cut-Off-Rohr-Länge von $l_c = 81$ mm auf. Aufgrund dieser Unterschiede müssen für die in CM1 eingesetzten Resonatoren (CH0, CH1, CH2 und Rebuncher) Antennen unterschiedlicher Längen hergestellt werden.

Abbildung 4.19 zeigt das Verhalten der CM1-Kavitäten in Abhängigkeit von der Kopplungsstärke (externe Güte Q_e bzw. Kopplungsfaktors β). Die rote Kurve stellt die bei einer maximalen Vorwärtsleistung von 3000 W kompensierbare Frequenzabweichung δf dar (Gleichung (3.21)), die grüne Kurve den Leistungsbedarf im Resonanzfall (Gleichung (3.20) für $\delta f = 0$). Im grün unterlegten Bereich, liegt die im Resonanzfall benötigte Generatorleistung unter 1000 W. Dabei kann mit einer Vorwärtsleistung von 3000 W eine Druckdifferenz von mindestens 1 mbar ausgeglichen werden. Dieser Bereich stellt den für den Betrieb angestrebten Kopplungsbereich dar. Da die eingesetzten Resonatoren unterschiedliche Drucksensitivitäten und HF-Parameter (siehe Gleichung (3.20)) aufweisen, ergeben sich auch unterschiedliche Zielbereiche. Für verschiedene Antennenlängen l_a sind die jeweiligen Einstellbereiche des Balgs markiert (dunkelgrau: nominal, hellgrau: erweiterter Bereich); die rote Linie zeigt die Neutralposition des Balgs, die schwarzen Linien eine Verstellung des Balges um jeweils 10 mm.

Wie bereits in Abbildung 4.18 zu sehen, bewirkt für die Kavität CH0 eine vergleichsweise kleine Variation der Antenneneinschubtiefe eine signifikante Änderung der Kopplung. Somit kann mithilfe des Balges sowohl eine Kopplung für den Testbetrieb ($\beta \approx 10$), als auch für den Betrieb mit Strahl ($\beta > 500$) für Antennenlängen zwischen 340 mm und 350 mm problemlos eingestellt werden. Im Vergleich zu den anderen Kavitäten ist das Cut-Off-Rohr der Kavität CH0 und damit die benötigte Antenne, deren Länge auf $l_a=345$ mm festgelegt wurde, deutlich höher (siehe Tabelle 4.7).

Für die Kavitäten CH1 + 2 ist im Vergleich zu CH0 aufgrund der flacheren Kopplungskennlinie die durch Ausdehnung oder Komprimierung des Balges erzielbare Variationsbreite der externen Güte deutlich geringer. Allerdings weisen die Resonatoren eine niedrige Druckempfindlichkeit (15 Hz/mbar) auf, wodurch der Bereich der für den Strahlbetrieb geeigneten externen Güten (grün hinterlegt) anwächst. Zur prioritären Verwendung im zukünftigen Strahlbetrieb wurde eine Antennenlänge von 320 mm gewählt, sodass der gesamte Zielbereich (grün markiert) im konservativen Abdeckbereich des Balges eingestellt werden kann. Der Testbetrieb ($\beta \approx 10$) ist durch den Zusatzbereich des Balges noch erreichbar.

4 Auslegung eines Leistungskopplers für den HELIAC

Durch die höhere Druckempfindlichkeit der Rebuncher-Kavität (175 Hz/mbar), ist der Bereich der akzeptablen Kopplungsfaktoren (grün hinterlegt) vergleichsweise schmal und verläuft außerdem bei niedrigen externen Güten. Zudem ist die Kopplungskennlinie besonders flach, wodurch der Einstellbereich des Balgs niedriger ist. Aus diesen Gründen kann der Betriebs- und Testbereich bei keiner Antennenlänge mithilfe des Balgs gleichzeitig abgedeckt werden. Mit der letztendlich gewählten Länge $l_a = 325$ mm ist der gesamte Betriebsbereich durch Nominalverstellung des Balgs abgedeckt, womit jedoch auf die Möglichkeit eines Testbetriebs verzichtet wird.

	l_a/mm	l_c/mm	$\delta x/\text{mm}$	Q_e	β
CH0	345	132	14	$1.16 \cdot 10^6$	890
CH1+2	320	81	40	$4.9 \cdot 10^6$	200
Rebuncher	325	66	60	$1.04 \cdot 10^6$	955

Tabelle 4.7: Antennen- und Kopplungsparameter der CM1-Kavitäten für Neutralposition des Kopplerbalgs.

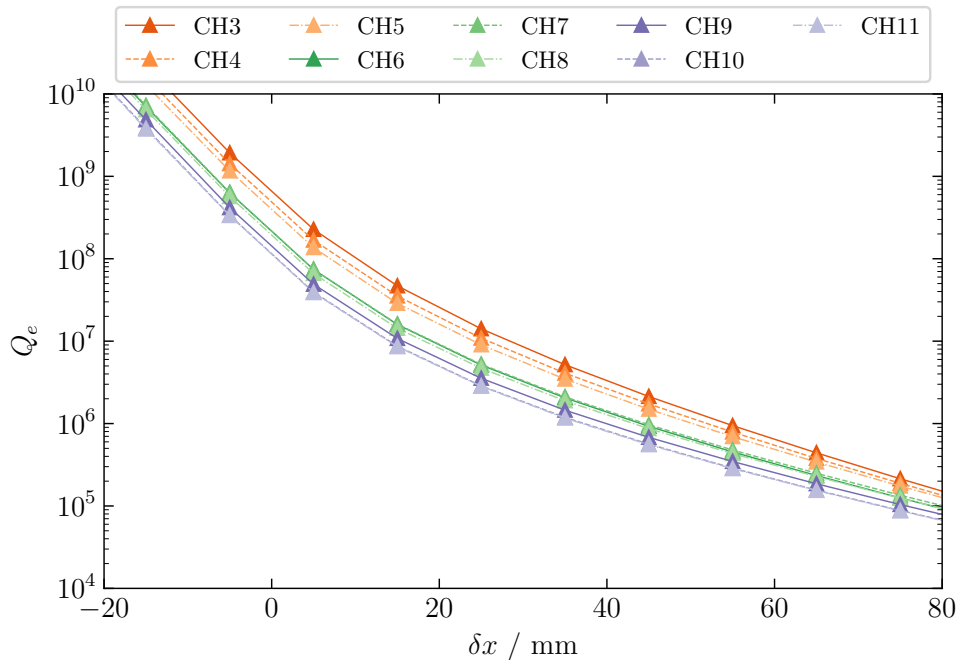


Abbildung 4.20: Externe Güte der CM2-4-Kavitäten gegen die Einschubtiefe der Antenne δx anhand von Simulationsergebnissen [100].

Die in diesem Abschnitt bestimmten externen Güten (Tabelle 4.7) müssen den realen Gegebenheiten im Strahlbetrieb gemäß optimiert werden. Auf Basis der Ergebnisse der CM1-Inbetriebnahme kann Auslegung der Antennen für die

nachfolgenden Kryomodule angepasst werden. Die Längenbestimmung ist aufgrund der einheitlichen Bauweise der Kavitäten CH3-11 deutlich vereinfacht. Die Kopplungskennlinien der einzelnen Kavitäten verlaufen parallel, wie man auf Abbildung 4.20 erkennen kann. Mit zunehmender Teilchenenergie verschieben sich die Kurven der Resonatoren entlang der Q_e -Achse nach unten, wobei diese für die einzelnen Kryomodule dicht beieinander verlaufen, sodass voraussichtlich maximal eine Antennenlänge pro Modul (ausgenommen Rebuncher-Kavitäten) notwendig ist. Simulationen zeigen zudem, dass die Druckempfindlichkeit der Resonatoren lediglich zwischen 2 Hz/mbar bis 12 Hz/mbar liegt [101], womit der Bereich der für den Betrieb akzeptablen externen Güten anwächst, wodurch die Anzahl der benötigten Antennenlängen für CM2-4 weiter reduziert werden kann.

5 Leistungskopplertests

Nachdem im Frühjahr 2020 der erste Prototyp des Kopplers hergestellt wurde, konnte in einer umfangreichen Testkampagne das Kopplerdesign optimiert und die Erfüllung der Anforderungen (siehe Abschnitt 4.1) überprüft und bestätigt werden. Daneben wurde auch die Eignung zum Einsatz bei kryogenen Temperaturen bestätigt. Als Schlüsselkomponente wurde zunächst ein Prototyp des Keramikfensters in einem Badkryostaten getestet. Das Bauteil blieb dabei ungeachtet mehrerer 300 K–4.2 K-Kalt-Warmzyklen vakuumdicht, sodass zu einem weiteren Test der Einbau des gesamten Kopplers in das Kryomodul CM1 erfolgen konnte. Um alle Komponenten bei Langzeitbelastung zu testen, wurden umfangreiche Hochleistungstests bei Raumtemperatur durchgeführt. Neben den Verbesserungen des Designs konnten durch die Tests Erfahrungswerte für den späteren Betrieb und den Konditionierungsprozess des Kopplers gewonnen werden, die in den folgenden Abschnitten diskutiert werden. Tabelle 5.1 gibt dabei einen chronologischen Überblick über die durchgeführten Testaktivitäten.

Datum	Test
04.2020	Kalttest eines HF-Fensters im Badkryostat
05.2020	Kleinsignal HF-Test
07.2020	HF-Hochleistungstest
06.-07.2021	HF-Hochleistungstest
10.-11.2021	HF-Hochleistungstest
12.2021	Thermische Messungen in Kryomodul
03.2022	HF-Hochleistungstest
05.2022	HF-Hochleistungstest mit Bias-T

Tabelle 5.1: Chronologische Übersicht der durchgeführten Kopplertests.

5.1 Kleinsignal-Kopplertests

Vor dem Beginn der Hochleistungstests wurden die HF-Eigenschaften des Kopplers bei niedriger Leistung gemessen. Zu diesem Zweck wurden drei HF-Adapter (siehe Anhang A.3) entworfen und angefertigt, mithilfe derer einzelne Kopplerkomponenten mit einer $1\frac{5}{8}$ "-HF-Leitung verbunden werden können und der Anschluss eines NWA zur Messung der Streuparameter ermöglicht wird. Alle Adapter sind so ausgelegt, dass bei der HF-Frequenz von 216.816 MHz die Reflexion minimal und die Beeinflussung der Messung somit so gering wie möglich ist. Da die Adapter keinem HF-Standard entsprechen, können dadurch bedingte Verfälschungen der Messergebnisse bei der Kalibration der NWA-Anschlüsse jedoch nicht einbezogen werden können.

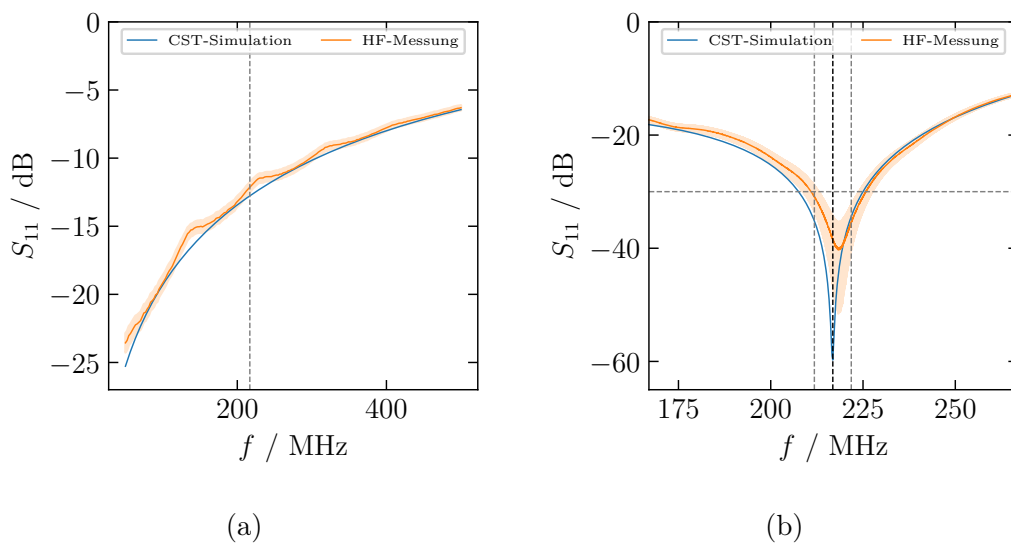


Abbildung 5.1: Vergleich der Kleinsignalmessung des S_{11} -Parameters mit den Simulationsergebnissen für (a) ein einzelnes Kopplerfenster und (b) den gesamten Leistungskoppler; die gestrichelten Linien markieren die Anforderungen, gemäß denen innerhalb einer Bandbreite von ± 5 MHz um die Betriebsfrequenz von 216.816 MHz ein Reflexionsfaktor von $S_{11} < -30$ dB erreicht werden soll (siehe Abschnitt 4.4.2). Die Unsicherheitsbereiche der jeweiligen Messungen sind durch ein farblich abgeschwächtes Band dargestellt.

Es wurden die Streuparameter eines einzelnen Fensters sowie des gesamten Kopplers gemessen. Abbildung 5.1a zeigt den gemessenen S_{11} -Parameter des HF-Fensters in Abhängigkeit zur Frequenz im Vergleich zum Ergebnis der HF-Simulation. Beide Kurven stimmen, bis auf periodischen Abweichungen, die auf die oben erläuterte, unvollständige Kalibrierung des NWA-Anschlusses zurückzuführen sind, gut überein. Die Messung des S_{11} -Parameters des gesamten

Kopplers (siehe Abbildung 5.1b) ist mit einer zusätzlichen Ungenauigkeit behaftet. Abgesehen von einer unvollständigen Kalibrierung des Netzwerkanalysator-Anschlusses, stellte die Ausrichtung des Balgs, welcher aufgrund seiner geringen Wandstärke von 0.15 mm eine seitliche Auslenkung zulässt, eine weitere Störquelle dar. In der Abbildung 4.8 aus Abschnitt 4.4.2 wird ersichtlich, dass eine Änderung in der Balggeometrie - in diesem Fall eine Kompression - zu einer Verschiebung des Reflexionsminimums führt. Eine seitliche Neigung des Balgs hat denselben Effekt. Aufgrund fehlender Arretierung war eine reproduzierbare Balgausrichtung bei den Messungen nicht zu erreichen.

Das gemessene Minimum der Kurve ist gegenüber der Simulation um etwa 1.5 MHz zu höheren Frequenzen verschoben, wobei bei 216.816 MHz dennoch ein Reflexionsfaktor von etwa -40 dB erreicht wurde. Innerhalb eines Bereichs von ± 5 MHz wurde zudem der Wert von -30 dB nicht überschritten, was den Anforderungen aus Abschnitt 4.4.2 entspricht. Obwohl die exakte S_{11} -Kurve mit den angewandten Methoden nicht ermittelt werden konnte, sind die festgestellten Hochfrequenzeigenschaften als zufriedenstellend zu bewerten und für den Betrieb mit dem Resonator geeignet.

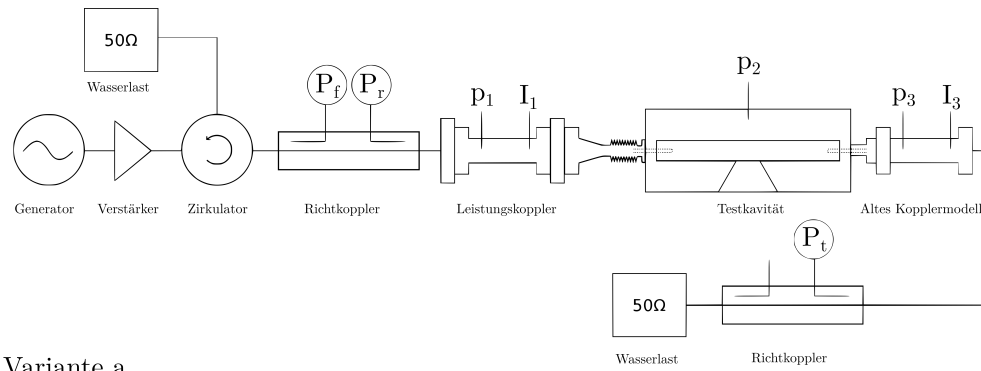
5.2 Hochleistungs- und Langzeittests des Leistungskopplers

Um die Tauglichkeit des Kopplers für den langfristigen Hochleistungsbetrieb sicherzustellen, wurde ein Kopplerteststand aufgebaut und umfangreiche Tests durchgeführt. Zunächst wurde ein Aufbau verwendet, der im Wesentlichen dem Teststand des Demonstratorkopplers [102] entspricht (siehe in Abbildung 5.2). Zwei Koppler werden dabei an einem Pillbox-Resonator [103] angeschlossen, in dessen Inneren ein hohler Kupferzylinder angebracht ist. Die Kopplerantennen werden in den Kupferzylinder eingebracht (siehe 5.2), wodurch eine TEM-Welle zwischen Zylinder und Außenmantel (ähnlich einer Koaxialleitung) angelegt wird. Der umgebende Resonator wird dabei nicht in Resonanz betrieben.

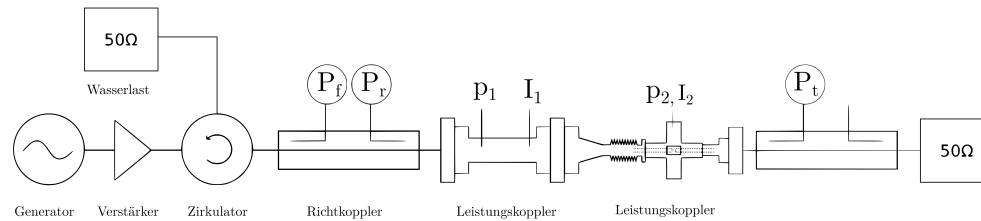
Nach der ersten Testkampagne wurden der Teststand zur einfacheren und kompakteren Variante (b) umgebaut, bei der anstelle einer Testkavität ein einfaches Vakuumkreuzstück als Aufnahme für die Antennen diente. Da die Prototypantennen über ein Gewinde verfügen konnten an deren Ende ein Adapter montiert werden (siehe Anhang A.3). Mit diesem Adapter waren die zwei gegenüberliegende Antennen über Steckverbindung verbunden.

Der Teststand wurde von einem HF-Verstärker mit Leistung versorgt, dessen Ausgang durch einen Zirkulator vor reflektierter Leistung geschützt wurde, indem diese in eine $50\ \Omega$ Wasserlast umgelenkt wurde. Die durch den Teststand transmittierte Leistung wurde ebenso in einer Wasserlast deponiert. Die Vorwärtsleistung (P_f) und die Messgrößen der aus dem Teststand heraus strömenden Leistung (P_r , P_t) wurden von drei Sensoren, aufgeteilt auf zwei Richtkoppler,

5.2 Hochleistungs- und Langzeittests des Leistungskopplers



Variante a



Variante b

Abbildung 5.2: Kopplerteststand für Hochleistungsbetrieb bei Raumtemperatur; in Variante a) ist der Koppler mit einem pillboxartigen Testresonator verbunden, wobei die Antenne des Kopplers frei im Resonatorvolumen positioniert ist. In der vereinfachten Version b) des Teststands wurde der Resonator durch ein Vakuumkreuzstück ersetzt und die Kopplerantenne ist über einen Adapter mit dem Innenleiter verbunden.

gemessen. Die Vakuumdrücke p_1 , p_2 und p_3 innerhalb des Kopplers und der Testkavität wurden mit drei Sensoren überwacht. Zum Detektieren von Multipacting (siehe Abschnitt 5.2.2) standen zwei auf +50 V vorgespannte Langmuirsonden zur Verfügung, die ins Vakuumvolumen des Testresonators und Kopplers eingebracht wurden. Zwei Amperemeter zeichneten die Ströme I_1 und I_2 auf den Sonden auf.

Der Testaufbau konnte mit einer Vorwärtsleistung von bis zu 5 kW betrieben werden, wobei im späteren Betrieb des Beschleunigers eine HF-Leistung von maximal 3 kW zum Einsatz kommt. Zur Inbetriebnahme eines Kopplers wurde der Teststand zunächst mit einem HF-Tastverhältnis von 1 % betrieben und der Pegel langsam bis zum Maximalpegel gesteigert. War dieser erreicht, wurde das Tastverhältnis stufenweise erhöht und dieselbe Prozedur bis zum Erreichen des Dauerstrichbetriebs wiederholt. Im Betrieb am Resonator bildet sich, wie in Unterabschnitt 4.4.3 gezeigt, eine stehende Welle im Koppler aus, wodurch die Oberflächenverluste entlang des Kopplers deutlich variieren. Zudem wird die allgemeine thermische Belastung durch die fast hundertprozentige Reflexion der HF-Welle signifikant erhöht. Deswegen wurden nach Erreichen des Dauerstrich-

betriebs am Teststand, Messungen in voller Reflexion durchgeführt. Vollreflexion konnte erreicht werden, indem die hintere Öffnung der Testkavität bzw. des Vakuumkreuzstücks verschlossen wurde. Insgesamt wurden auf diese Weise sechs Hochleistungstestkampagnen bei Raumtemperatur über einen Gesamtzeitraum von mehreren Monaten durchgeführt. Dabei konnte die Instrumentierung des Kopplers getestet sowie der Konditionierungsprozess des Kopplers erprobt werden.

5.2.1 Wärmeentwicklung bei Raumtemperatur

Die ohmschen und dielektrischen Verluste und die daraus resultierende Wärmeentwicklung sind im Hochleistungsbetrieb des Kopplers besonders kritisch, da, wie bereits erwähnt, der Verbrauch von flüssigem Helium zur Versorgung der Resonatoren der Hauptkostentreiber im Betrieb von supraleitenden Beschleunigern darstellt. Während der Hochleistungstests wurden deshalb an allen kritischen Komponenten zur Überwachung stets Temperaturmessungen durchgeführt, anhand derer die Simulationsergebnisse aus Unterabschnitt 4.5.2 verifiziert und weitere Optimierungen des Designs abgeleitet wurden.

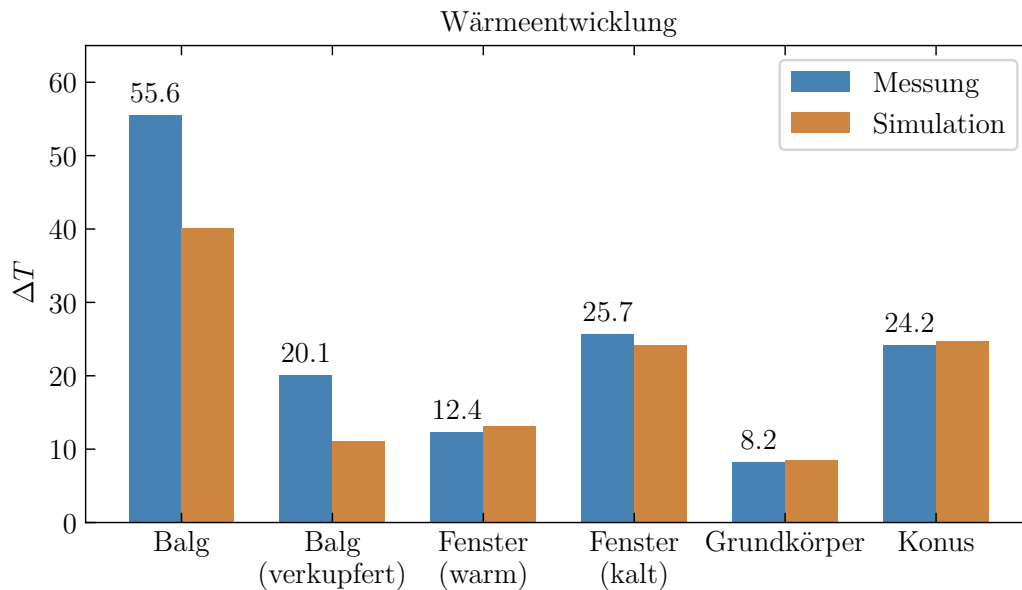


Abbildung 5.3: Am Kopplerteststand bei Raumtemperatur und einer Vorwärtsleistung von $P_f = 2000 \text{ W}$ mit Vollreflexion durch HF-Verluste verursachte Temperaturdifferenzen an Kopplerbauteilen (blau), sowie Simulationsrechnungen desselben Szenarios (orange).

Abbildung 5.3 stellt die gemessenen Temperaturdifferenzen ΔT zwischen den Zuständen der ausgeschalteten Hochfrequenzleistung und des thermischen Gleichgewichts bei einer Vorwärtsleistung von $P_f = 2000 \text{ W}$ für die verschiedenen Kom-

ponenten dar. Diese Messwerte werden den zugehörigen Simulationsergebnissen (siehe dazu Anhang A.2.1) gegenübergestellt. Bis auf die Messwerte am Balg weisen die gemessenen Werte maximal 6% Abweichung im Vergleich zu den Simulationsergebnissen auf. Bei den Messwerten am Balg beträgt die Abweichung jedoch 38.5% bei einem unverkupferten Balg und 80% bei einem verkupferten Balg. Mehrere Faktoren tragen zur Abweichung zwischen den Mess- und Simulationsergebnissen am Balg bei:

- Geometriebedingte Schwierigkeiten bei der Temperaturmessung: Aufgrund der geringen Wandstärke des Balgs variieren die Temperaturen entlang seiner Länge gemäß der Simulationen um etwa 20 K, wohingegen sie an den Flanschen von Grundkörper, Fenster und Konus aufgrund der größeren Materialdicke nahezu konstant bleiben. Eine geringfügige Positionsabweichung des Sensors im Vergleich zum simulierten Messpunkt kann daher beim Balg eine erhebliche Wirkung haben.
- Nicht reproduzierbare Befestigung des Temperatursensors: Der verwendete PT100-Sensor wurde mit Aluminiumklebeband auf dem Balg befestigt, welches fünf Wellen des Balgs bedeckte. Dies beeinträchtigt die Konvektionskühlung und kann so zu einer lokal erhöhten Temperatur führen.
- Weiterhin lässt sich nicht ausschließen, dass ein Teil des Temperaturunterschieds durch eine transversale Verkipfung der Antenne relativ zum Balg zurückzuführen ist. Wenn sich die Antennenspitze einseitig dem Außenleiter (Balg) nähert, erhöht sich dort die Stromdichte, wodurch die Verluste pro W Vorwärtsleistung signifikant zunehmen können. Simulationen (siehe Anhang A.2.3) zeigen, dass der Hochfrequenzverlust des Balgs bei einem Kippwinkel der Antenne von $\alpha = 1.5^\circ$ mehr als das Doppelte seines ursprünglichen Werts erreicht. Während der Kopplertests war die Antenne, anders als in der endgültigen Version des Kopplers, nicht mit dem Fenster verschweißt. Dadurch konnte sie durch thermischen Verzug eine transversale Neigung einnehmen, was bei der Demontage wiederholt beobachtet wurde. Darüber hinaus war der Balg während der Tests bei Raumtemperatur, wie bereits in Abschnitt 5.1 erwähnt, nicht arretiert, sodass ein ähnlicher Effekt durch eine transversale Neigung des Balgs nicht auszuschließen ist.

Trotz der abweichenden Werte am Balg konnten die Temperaturmessungen der Raumtemperaturtests dazu genutzt werden, die Simulation zum dynamischen Wärmeeintrag (Abschnitt 4.5.2), bei welcher dasselbe Kopplermodell genutzt wurde, zu verfeinern und zu verifizieren.

Wegen des gemessenen hohen Temperaturanstieges am Balg wurde dieser (und der Innenleiter) zunächst mit einer Kupferschicht der Stärke 10 μm versehen. Jedoch stellte sich die Schichtdicke als nicht ausreichend heraus, weil sie die Verluste nicht genügend reduzierte und aufgrund starker Erwärmung begann,

sich vom Innenleiter abzulösen (siehe Anhang A.4). Technische Umstände (siehe Abschnitt 4.5.2) erforderten, dass beim Balg eine Kupferschicht von 100 μm angebracht wurde. Durch diese Maßnahme konnte der Temperaturanstieg gegenüber der nicht verkupferten Version um 65% gesenkt werden.

Aufgrund der Erfahrungen im Demonstratorprojekt, bei dem am Koppler ein erheblicher dielektrischer Verlust festzustellen war, wurde bei den Hochleistungstests des aktuellen Kopplerdesigns ein besonderes Augenmerk auf die Wärmeentwicklung an den Fenstern gelegt. Der dielektrische Verlust führte im Test des Demonstratorkopplers mit angepasster HF-Last und einer Vorwärtsleistung von 2500 W an den Fenstern zu Erwärmungen von über 70 K. Unter gleichen Bedingungen, aber einer deutlich höheren Vorwärtsleistung von 4000 W, erwärmten sich die Fensterflansche des neuen Designs um maximal 17 K. Im Fall von voller Reflexion und einer Vorwärtsleistung von $P_f = 2500$ W betrug die Erwärmung 28 K. Die dielektrischen Verluste fallen demnach, (siehe auch Abschnitt 4.5.2) für das neue Kopplerdesign deutlich geringer aus.

Die Hochleistungstests bei Raumtemperatur zeigen, dass die Wärmeentwicklung beim aktuellen Design gegenüber dem Demonstratordesign beträchtlich gesenkt werden konnte. Bei Verwendung eines verkupferten Balgs, kommt es im Betrieb in Vollreflexion nur zu einer moderaten Wärmeentwicklung.

5.2.2 Multipacting-Effekte

Multipacting ist ein resonanter Prozess innerhalb von evakuierten HF-Strukturen, bei dem Elektronen in großer Zahl parasitär beschleunigt werden. Durch radioaktiven Zerfall, kosmische Strahlung, Fotoemission, oder Feldemission können Elektronen aus den Elektronenhüllen herausgelöst werden. Diese können vom elektrischen HF-Feld beschleunigt werden, bis sie auf einer entfernten Oberfläche auftreffen. Ist die kinetische Energie des Elektrons ausreichend hoch, werden dort Sekundärelektronen herausgelöst, die ihrerseits im HF-Feld beschleunigt werden. Unter bestimmten geometrischen Bedingungen pendeln die Elektronen immer wieder synchron zur Phase des elektrischen HF-Felds zwischen zwei Orten hin und her. Löst ein Primärelektron im Mittel mehr als ein Sekundärelektron aus der Oberfläche heraus (die Höhe der Sekundärelektronen-Ausbeute ist materialabhängig), wächst durch diesen resonanten Vorgang die Menge der Elektronen exponentiell an, sodass eine Elektronenlawine entsteht. Ein wesentlicher Teil der HF-Leistung muss dann zur Erzeugung und Aufrechterhaltung der Elektronenlawine aufgewendet werden, was im Fall von HF-Resonatoren eine Limitierung der Leistungsfähigkeit darstellen kann. Besonders im Fall von (im Vakuum betriebenen) coaxialen Leitungen und somit auch bei coaxialen Leistungskopplern ist mit Multipacting zu rechnen [104–107], was im extremen Fall zur Beschädigung von Bauteilen, insbesondere der Keramik-Fenster, führen kann. An der Oberfläche entsteht beim Auftreffen der Elektronen außerdem Wärmeenergie, die den dynamischen Wärmeeintrag eines Kopplers signifikant erhöhen kann [108].

Meist treten Multipacting-Aktivitäten nach der Inbetriebnahme einer HF-Struktur auf, wenn der HF-Leistungspegel stufenweise erhöht wird. Sie sind an bestimmte HF-Leistungspegel gekoppelt, weshalb man dann von einer Multipacting-Schwelle spricht. Durch geometrische Optimierung der HF-Struktur kann die Wahrscheinlichkeit für ein Auftreten von Multipacting signifikant gesenkt werden. So sind beispielsweise elliptische Resonatoren deutlich weniger anfällig für Multipacting als zylindrische [109]. Außerdem erhöhen scharfe Kanten und Ecken an den Bauteilen das lokale elektrische Feld, wodurch deutlich mehr Primärelektronen durch Feldemission entstehen können, die ihrerseits die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von Multipacting erhöhen. Multipacting kann in den meisten Fällen durch gezielte Konditionierung überwunden werden. Dabei werden lose an den Oberflächen gebundene Partikel, die Elektronenemission begünstigen, durch das Einbringen von HF-Leistung (und damit entstehende Wärmeenergie) gelöst. Ist eine Multipacting-Schwelle erfolgreich konditioniert, kann die HF-Struktur beim entsprechenden Leistungspegel betrieben werden, ohne dass es zu neuerlichem Multipacting kommt.

Im Folgenden wird das Auftreten von Multipacting während der Kopplertests diskutiert, wo zum einen konditionierbare Schwellen, als auch nicht konditionierbare, in quasi-periodische Zeitabständen auftretende Aktivitäten beobachtet wurden. Außerdem wird gezeigt, wie durch Anlegen einer Gleichspannung am Kopplerinnenleiter, durch die die Resonanzbedingungen für das Auftreten Mul-

tipacting verändert wird, erfolgreich alle Multipacting-Aktivitäten im Koppler unterdrückt wurden.

Konditionierbares Multipacting

Bei der stufenweisen Erhöhung der Vorwärtsleistung während der Hochleistungs-Kopplertests wurden zahlreiche Multipacting-Schwellen beobachtet. HF-Leistungserhöhungen waren dabei meist von einem Ausschlag des Multipactingsondenstroms und einem schlagartigen Druckanstieg begleitet (siehe Abbildung 5.4). Wie vorher beschrieben, lösen sich dabei im größeren Umfang Partikel von den Oberflächen, die abgepumpt werden, bis der Vakuumdruck wieder auf das vorherige Niveau abgefallen ist. Der Vorgang wurde so lange wiederholt, bis die Maximalleistung erreicht wurde. Danach konnten in den meisten Fällen beliebige Leistungspegel eingestellt werden, ohne dass es zu erneutem Multipacting kam. War dies nicht der Fall, wurde der Vorgang wiederholt.

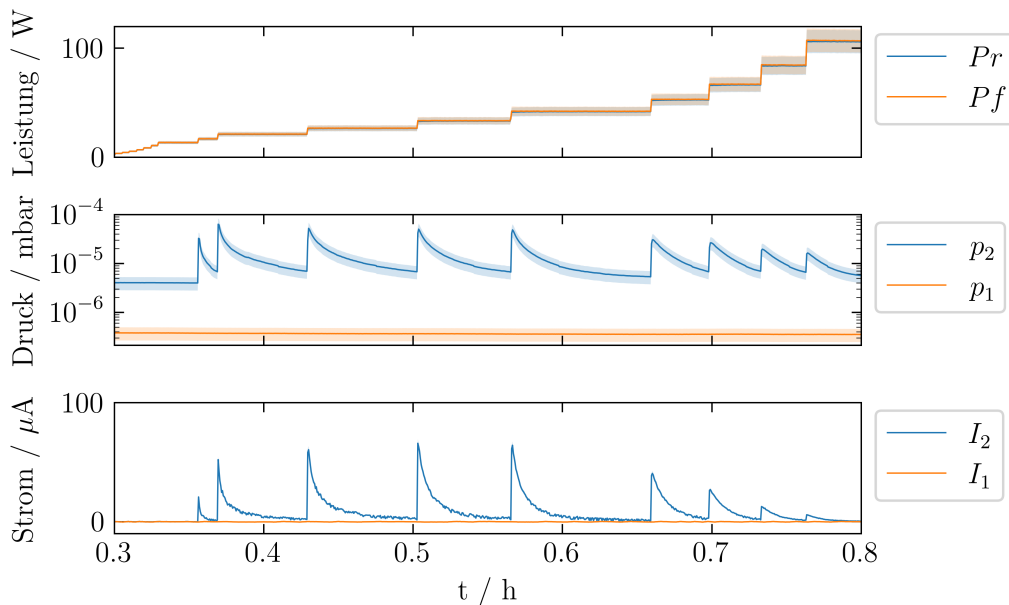


Abbildung 5.4: Typische Multipacting-Ereignisse im Rahmen des Kopplertests; bei Erhöhung der Vorwärtsleistung treten temporäre Ausschläge an Druck- und Stromsonden auf, die hier im vorderen („kalten“) Bereich des Kopplers erfasst wurden. Messunsicherheiten der entsprechenden Messgrößen werden als farblich abgeschwächtes Band dargestellt.

Um den Koppler auf diese Weise umfänglich in einen betriebsbereiten Zustand zu versetzen, mussten mehrere Tage bis hin zu Wochen aufgewendet werden. Dabei wurde der Prozess stetig beaufsichtigt. Zur Minimierung des personellen Aufwands wurde ein Softwareprogramm geschrieben, welches diesen Prozess

automatisiert. Das Programm liest dabei kontinuierlich die Diagnosedaten des Kopplers aus und stellt auf dieser Basis, anhand von vorher festgelegten Kriterien, passende HF-Leistungspegel ein (siehe Anhang A.5). Durch die automatisierte Konditionierung wird der Zeit- und Arbeitsaufwand der Kryomodulinbetriebnahme, bei der jeweils vier Koppler prozessiert werden, erheblich verringert.

Resistente Multipactingeffekte

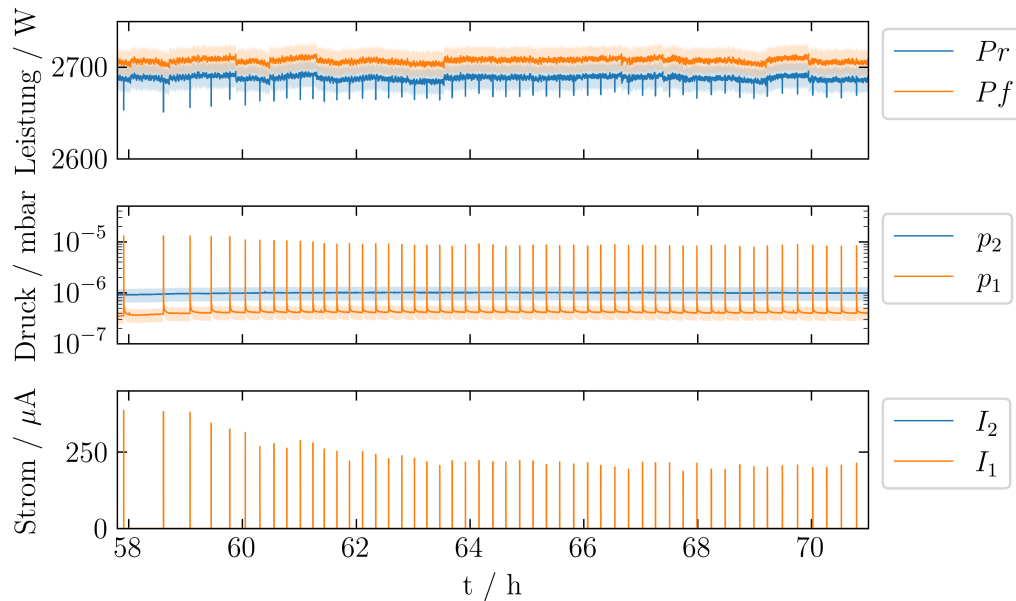


Abbildung 5.5: Auftreten von Multipacting-Aktivitäten in quasiperiodischen Abständen von $t = (15.0 \pm 2.4)$ min; Messunsicherheiten der Messgrößen sind als farblich abgeschwächtes Band dargestellt.

Neben den oben beschriebenen konditionierbaren Multipacting-Schwellen wurden während einiger Testkampagnen resistente Multipacting-Aktivitäten im Bereich zwischen den Fenstern in quasiperiodischen Zeitabständen gemessen, welche sich als nicht konditionierbar erwiesen. Abbildung 5.5 zeigt die Messkurven eines solchen Vorgangs, bei dem sich nach mehreren störungsfreien Betriebsstunden, mit konstanter Vorwärtsleistung von $P_f = 2700$ W regelmäßig wiederkehrende Multipactingaktivitäten herausbildeten. Mit einer Periode von (15.0 ± 2.4) min wurden dabei Ausschläge an Strom- und Drucksensoren beobachtet. Diese Ereignisse wurden erst durch gezielten Wechsel des Vorwärtsleistungspegels beendet. Aktivitäten dieser Art wurden bei Leistungspegeln zwischen 1000 W und 3000 W beobachtet und traten stets nach mehreren Betriebsstunden bei gleichbleibendem Leistungspegel auf, wobei die Periodendauer der Ereignisse von wenigen Minuten bis hin zu mehreren Stunden reichte. In einigen Fällen überstiegen

die Druckpegel den gewählten Schwellenwert des Interlocks, sodass eine Abschaltung des Verstärkers erfolgte. Obwohl derartige Ereignisse nicht in allen Testkampagnen auftraten, müssen Unterbrechungen dieser Art im Strahlbetrieb unbedingt vermieden werden. Wie im folgenden Unterabschnitt diskutiert, wurde zur Sicherstellung eines stabilen und sicheren Betriebs, eine Multipacting-Unterdrückung mittels Gleichspannung auf dem Kopplerinnenleiter implementiert und getestet.

5.2.3 Unterdrückung von Multipacting

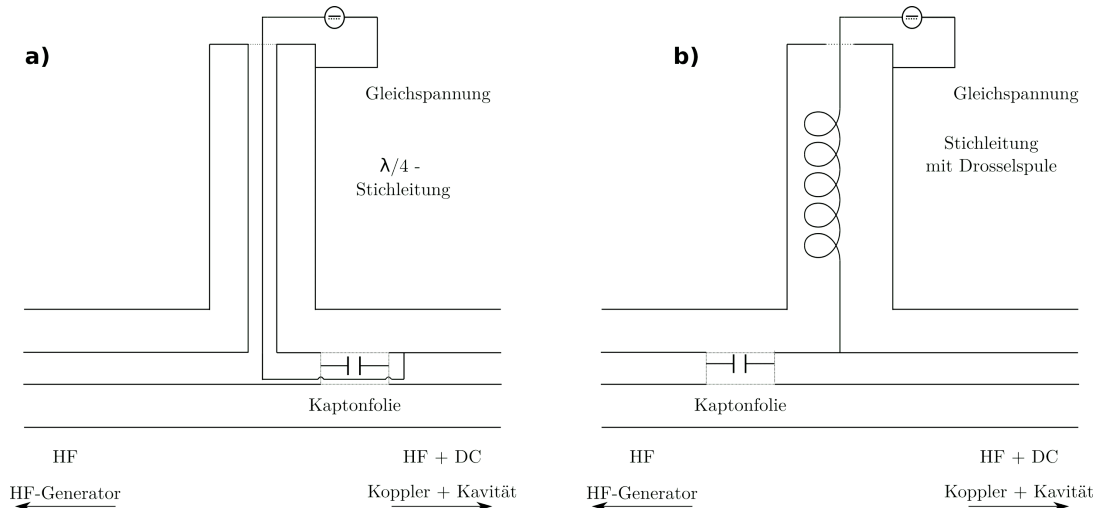


Abbildung 5.6: Methoden zur Gleichspannungszuführung zum Kopplerinnenleiter: Eine Kaptonfolie, die sich wie eine Serienkapazität verhält, unterbricht den Innenleiter des Hauptzweiges und ist für das HF-Signal problemlos passierbar, während die Zuleitung von der Gleichspannung abgeschirmt wird; Variante **a)** Zuführung über $\lambda/4$ -Stichleitung, die reflexionsfrei angepasst ist; Variante **b)** Zuführung über Drosselspule, sodass durch den hohen Blindwiderstand HF-Anteile im T-Abzweig unterdrückt werden.

Eine Möglichkeit Multipacting in einem koaxialen Leistungskoppler zu unterdrücken, besteht darin, eine Gleichspannung zwischen Innen- und Außenleiter anzulegen. Dadurch kommt zum elektrischen HF-Feld E_{HF} ein von der Gleichspannung V_{DC} abhängiger Feldanteil hinzu. Die elektrische Feldverteilung im Koppler ist dann durch

$$E(x, r) = E_{\text{HF}}(x, r) + \frac{V_{\text{DC}}}{r \ln(r_a/r_i)} \hat{e}_r \quad (5.1)$$

gegeben, wobei r_i den Radius des Innenleiters und r_a den Radius des Außenleiters darstellt. Mithilfe der Gleichspannung V_{DC} kann das Feld so beeinflusst

werden, dass die Bedingungen für das Auftreten von Multipacting nicht mehr erfüllt sind [105].

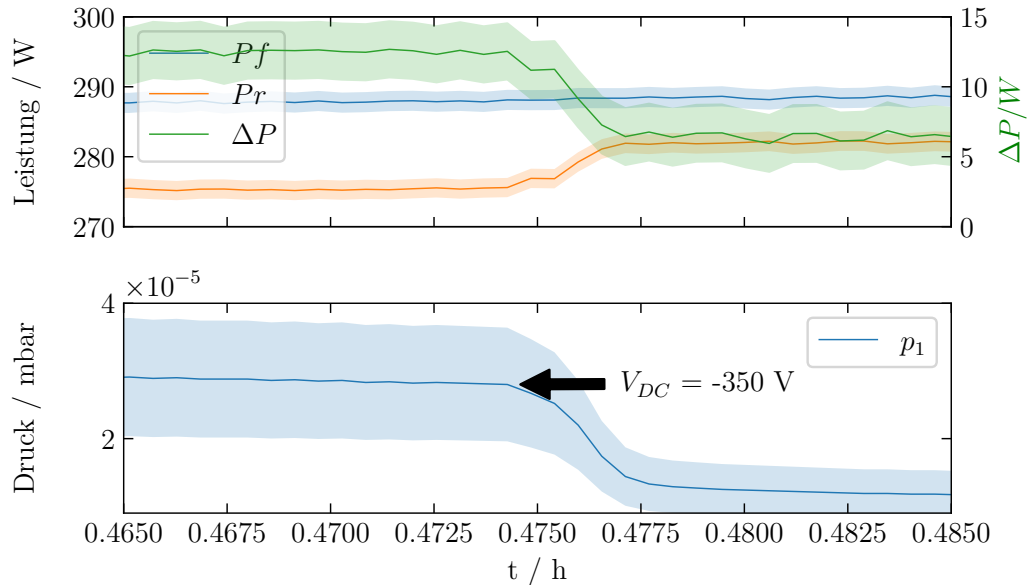


Abbildung 5.7: Dynamische Entwicklung von Vorwärtsleistung P_f , reflektierter Leistung P_r , umgesetzter Leistung $\Delta P = P_f - P_r$, sowie des Vakuumdrucks p_1 im Leistungskoppler vor und nach Einschalten einer Bias-Spannung von $V_{DC} = -350$ V; das farblich abgeschwächte Band stellt die Messunsicherheiten der entsprechenden Größen dar.

Da eine Gleichspannung am Ausgang des HF-Verstärkers zu dessen Beschädigung führt, müssen Leistungskoppler und Zuleitung galvanisch voneinander getrennt werden. Dazu wird eine Kaptonfolie verwendet, die den Innenleiter unterbricht und eine Serienkapazität bildet, die vom HF-Signal ungehindert passiert werden kann, während die Leitung für das Gleichspannungssignal unterbrochen ist. Das Gleichspannungssignal wird über einen T-Abzweig zugeführt, der so beschaltet ist, dass er keine Auswirkung auf das HF-Signal der Hauptleitung hat. In [110] wird die Länge des Abzweigs daher auf eine viertel Wellenlänge festgelegt und Innen- und Außenleiter am Ende kurzgeschlossen, wodurch auf der Hauptleitung Reflexionen verhindert werden. Die Gleichspannung wird dann, wie in Abbildung 5.6a illustriert, im Inneren des Innenleiters zur Hauptleitung geführt. Eine andere Möglichkeit ist es, den Innenleiter des Abzweigs mit einer Drosselspule zu beschalten (siehe Abbildung 5.6b). Durch den Einsatz eines hohen induktiven Widerstands wird das Hochfrequenzsignal im Abzweig unterdrückt, während für das Gleichspannungssignal nur ein kleiner zusätzlicher ohmscher Widerstand hinzukommt. Diese Bauform hat neben der kompakteren Bauweise den Vorteil, dass sie in einem weiten Frequenzbereich eingesetzt werden

kann, während die Stichleitung aus Abbildung 5.6a für bestimmte Frequenzen reflexionsfrei angepasst werden muss. Allerdings wird durch den generatorseitigen Kurzschluss zwischen Innen- und Außenleiter eine zusätzliche Sicherheit für den HF-Verstärker erreicht, falls es zum unerwünschten Spannungsdurchbruch in der Kaptonfolie kommt.

Ein Bias-T mit Drosselspule, wie in Abbildung 5.6b dargestellt, wurde für den HELIAC-Leistungskoppler in Verbindung mit dem warmen Teil des Kopplers getestet, der aus zwei HF-Fenstern, dem Grundkörper und dem Innenleiter besteht. Der Teststand wurde mit einer HF-Leistung von bis zu 3 kW und einer Bias-Gleichspannung von maximal ± 600 V betrieben. Beim Zusammenbau der Kopplerbauteile wurde bei diesem Test absichtlich auf die üblichen Maßnahmen zur Reinhaltung (Gummihandschuhe, Reinigung mit Isopropanol etc.) verzichtet, um das Auftreten von Multipacting zu begünstigen.

Abbildung 5.7 zeigt, wie Multipacting im Koppler durch Hinzuschalten einer Gleichspannung augenblicklich unterdrückt werden kann. Als Folge der Aktivität lag ein dreifach höherer Druck von $3 \cdot 10^{-5}$ mbar vor. Durch Zuschalten der Biasspannung fiel der Vakuumdruck abrupt auf den Ausgangswert von $1 \cdot 10^{-5}$ mbar ab. Gleichzeitig sank die umgesetzte Leistung $\Delta P = P_f - P_r$ von 12 W auf 6 W, da keine Leistung mehr zur Beschleunigung von Elektronen aufgewandt werden musste.

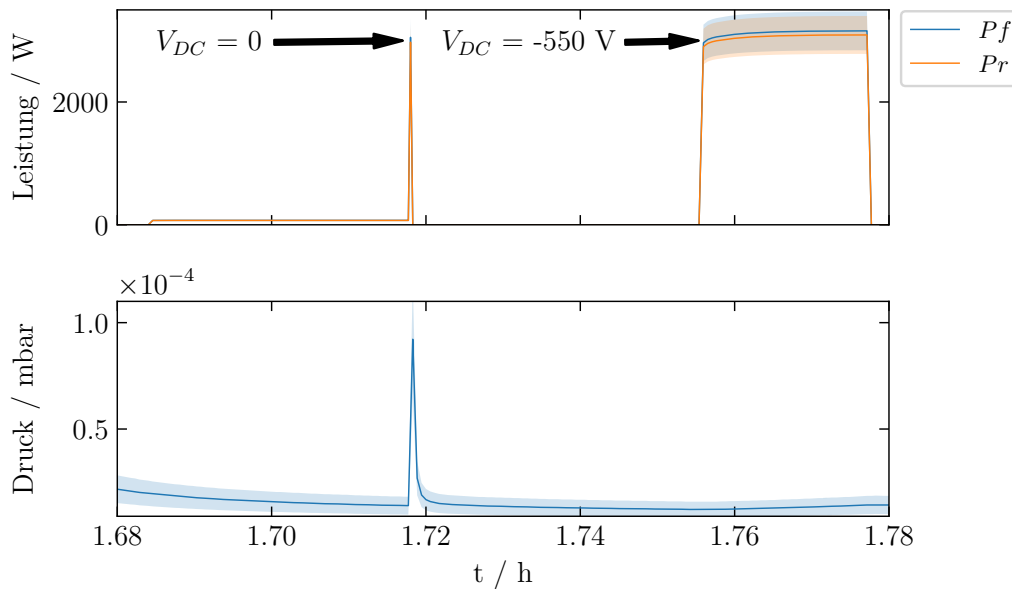


Abbildung 5.8: Vorwärtsleistung P_f , reflektierte Leistung P_r , sowie Vakuumdruck bei schlagartiger Erhöhung der Vorwärtsleistung auf Maximalpegel mit und ohne Bias-Spannung; die Unsicherheitsbereiche der jeweiligen Messgrößen sind durch ein farblich abgeschwächtes Band visualisiert.

Abbildung 5.8 zeigt das Verhalten des (nicht konditionierten) Kopplers bei schlagartiger Erhöhung der HF-Leistung von einem niedrigen Niveau auf 3 kW. Zuerst wurde die HF-Leistung bei abgeschalteter Bias-Spannung von 72 W auf 3 kW erhöht, wodurch es sofort zu einem starken Druckanstieg kam, der die Maschinensicherheitsschwelle überschritt und so eine sofortige Abschaltung des HF-Verstärkers verursachte. Dieser Vorgang wurde nach Anlegen einer Biasspannung von -550 V wiederholt. Hierbei blieb eine Erhöhung des Drucks vollständig aus. Auch bei anderen Vorwärtsleistungen zwischen 0 W und 3000 W konnten mit einer zugeschalteten Biasspannung von -550 V keine Multipacting-Aktivitäten festgestellt werden.

Die durchgeführten Kopplertests unter Verwendung eines Bias-T demonstrieren eine effektive Unterdrückung von Multipacting im Koppler bei Vorwärtsleistungen zwischen 0 W und 3000 W. Die im vorherigen Abschnitt beschriebenen, quasi-periodisch spontan auftretenden Multipactingereignisse konnten während dieser Tests nicht festgestellt werden. Der Gebrauch von Bias-T-Einheiten kann signifikant zur Reduktion der Inbetriebnahmezeit beitragen, da durch die Multipactingunterdrückung die in Abschnitt 5.2.2 beschriebene mehrwöchige Konditionierungsphase der Koppler nicht mehr erforderlich ist. Darüber hinaus helfen sie, Störungen und Hochfrequenz-Abschaltungen aufgrund von Multipacting-Ereignissen im Koppler zu vermeiden und tragen damit zu einer verbesserten Betriebszuverlässigkeit bei. Da Multipacting-Ereignisse, wie bereits beschrieben, erhebliche Schäden am Koppler verursachen können, trägt die Nutzung eines Bias-T zusätzlich zur erhöhten Sicherheit von Kopplern und Resonatoren bei.

5.3 Kalttests

Neben den HF-Eigenschaften bei Raumtemperatur wurde während der Testkampagnen das Verhalten des Kopplers bei kryogenen Temperaturen untersucht. Zum einen wurde das mechanische Verhalten eines Kopplerfensters unter Abkühlung auf 4.2 K untersucht (Abschnitt 5.3.1), zum anderen wurde der Koppler im Kryostaten an einem Dummy-Resonator getestet (Abschnitt 5.3.2). Dabei wurde der statische Wärmeeintrag in das 4-K-Heliumbad und die Temperaturverteilung entlang des Kopplers gemessen.

5.3.1 Kalttest eines Kopplerfensters

Beim Abkühlen von Körpern von Raumtemperatur auf kryogene Temperaturen, können im Material erheblich mechanische Spannungen entstehen. Insbesondere die Aluminiumoxidkeramik der Fensterflansche kann durch diese Spannungen brechen. Ein Schaden am „kalten“ Fenster könnte zu einer Kontamination des Resonatorinneren mit Fremdpartikeln führen, was wiederum, je nach Grad der Kontamination, langfristige und gravierende Leistungseinbußen der Kavität nach sich ziehen kann. Mindestens würde jedoch eine Shutdown-Phase des gesamten

Beschleunigers erforderlich sein, da der Cold-String des Kryomoduls zur Wartung erneut in den Reinraum gebracht werden müsste. Aus diesem Grund wurde noch vor ersten HF-Tests die Tauglichkeit des Fensterflansches für den Einsatz bei kryogenen Temperaturen untersucht.

Zu diesem Zweck wurde ein HF-Fenster in einem Badkryostaten über mehrere Zyklen auf 4 K abgekühlt und anschließend auf Raumtemperatur erwärmt. Währenddessen wurde die Leckrate des Fensters aufgezeichnet, um gegebenenfalls eine Beschädigung zu detektieren.

Abbildung 5.9 zeigt eine schematische Übersicht des Versuchsaufbaus. Das Fenster war dabei so im Badkryostaten aufgehängt, dass es vollständig in flüssigem Stickstoff oder Helium eingetaucht war. Ein CF16-Schlauch verband über einen Adapterflansch eine Seite des Fensters mit dem angeschlossenen Lecksucher, während die andere Seite im direkten Kontakt mit der Flüssigkeit stand. Um den Aufbau nach dem Abkühlen zügig wieder erwärmen zu können, waren um die Antennenaufnahme und um den Flansch Heizspiralen gewickelt und am Boden des Badkryostaten ein Heizelement angebracht. Die Temperatur wurde mit Temperatursensoren an drei dedizierten Stellen des Aufbaus gemessen. Ein Warm-Kalt-Warm-Zyklus begann jeweils mit dem Zuführen von flüssigem Stickstoff, wodurch der Aufbau auf eine Temperatur von 77 K abgekühlt wurde. Nach Erreichen dieser Temperatur wurde der Stickstoff wieder abgepumpt, um im zweiten Schritt flüssiges Helium zuzuführen, sodass das Fenster auf eine Temperatur von 4.2 K abgekühlt wurde. Schließlich wurde der Zyklus durch Abpumpen des Heliums und Erwärmen auf Raumtemperatur beendet. Über zwei Zyklen hinweg wurde in diesem Test zu keinem Zeitpunkt eine Leckrate von über $1 \cdot 10^{-10}$ mbar L/s gemessen, womit die Tauglichkeit des HF-Fensters zum Einsatz bei kryogenen Temperaturen demonstriert wurde.

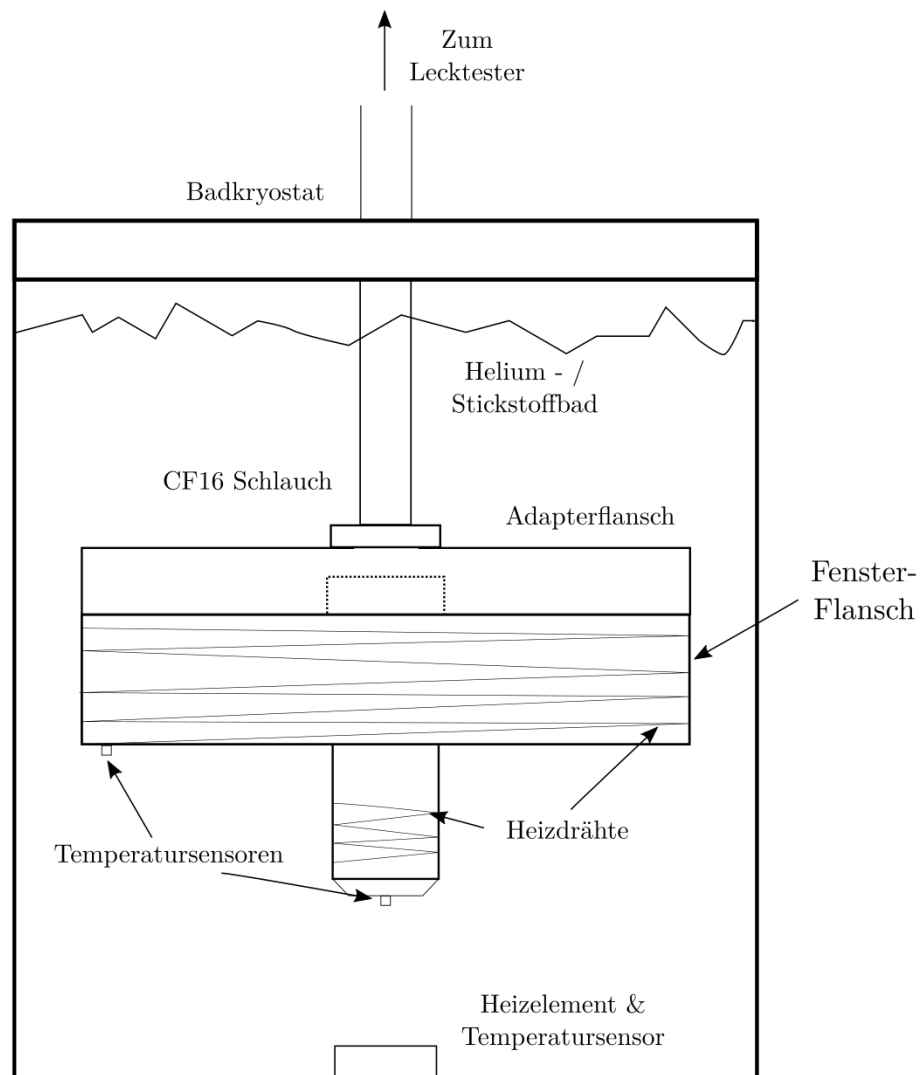


Abbildung 5.9: Schematische Darstellung vom Testaufbau des HF-Fensters im Badkryostaten.

5.3.2 Koppler-Kalttest im Kryomodul

Für einen Kalttest des gesamten Kopplers wurde dieser im Kryomodul CM1 an einen Dummyresonatoren angeschlossen. Zum einen wurde der Einbau in das Kryomodul erprobt und die mechanischen Eigenschaften des Kopplers im kalten Zustand überprüft, zum anderen wurde der Wärmeeintrag in das 4-K-System gemessen und die Temperaturverteilung vom Anschluss bei Raumtemperatur bis zur Verbindung mit der Kavität bei 4.2 K gemessen. Dabei wurde auch die Temperatur ermittelt, die das „kalte“ Fenster mittels thermischer Anbindung an den 50-K-Kreislauf erreicht. Dieser Wert wurde anschließend zur Verfeinerung der Berechnungen und Simulationen des Wärmeeintrags genutzt (siehe hierzu Abschnitt 4.5).

Der Wärmeeintrag auf das 4-K-Heliumbad kann über die Menge des abdampfenden Heliums bestimmt werden. Dazu zeigt eine Gasuhr den Massenstrom $q_m = \dot{V}\rho(T, p)$ an, der die Menge des abdampfenden Heliums in g/s angibt. Dabei ist \dot{V} das hindurchströmende Gasvolumen pro Sekunde und $\rho(T, p)$ die druck- und temperaturabhängige Dichte des Heliumgases. Der Messwert wird für Heliumgas unter Referenzbedingungen mit einer Temperatur von 20 °C und einem Druck von 1013 mbar (Dichte ρ_0) angezeigt. Obwohl das Heliumgas mittels Heizung vor Durchströmen der Gasuhr erwärmt wird, wird meist eine tiefere Temperatur und ein höherer Druck erreicht, sodass die abgelesenen Werte durch einen Korrekturfaktor $\kappa = \frac{\rho(T, p)}{\rho_0}$ multipliziert werden müssen. Mit der Verdampfungsenthalpie von Helium bei 4.2 K $\Delta H = 20.84 \text{ J/g}$ lässt sich dann der Wärmeeintrag auf 4 K berechnen:

$$\dot{Q} = \Delta H q_m \kappa. \quad (5.2)$$

Während eines Kalttests des Kryostaten CM1 mit Dummykomponenten (ohne Koppler) ergab sich so im thermischen Gleichgewicht eine Abdampftrate von 1.5 g/s, was einem Verlust von ca. 31 W entspricht. Nach Einbau eines einzelnen Kopplers konnten daher alle zusätzlich auftretenden Verluste im Heliumbad allein auf diesen zurückgeführt werden. Die Abdampftrate blieb mit 1.5 g/s nach dem Einbau des Kopplers unverändert. Die Gasuhr besitzt eine Skalenteilung von 0.25 g/s, wodurch ein Wert innerhalb der Ablesegenauigkeit von etwa 0.125 g/s noch zuverlässig abgelesen werden kann. Dies entspricht einem Wärmeeintrag von 2.6 W. Der durch die Berechnungen zu erwartenden Wärmeeintrag des Kopplers mit einem 10 μm verkupferten Balg (siehe Tabelle 4.4) beträgt 0.14 W und liegt deutlich unter Ablesegenauigkeit der Messapparatur und ist daher mit dem gegebenen Aufbau nicht zu ermitteln. Es konnte lediglich festgestellt werden, dass dieser unter 2.6 W liegt.

Die Temperaturverteilung entlang des Kopplers wurde anhand von zehn Temperatursensoren auf Innen- und Außenleiter bestimmt. Auf Abbildung 5.10 sind die Positionen der Sensoren sowie die dort gemessenen Temperaturen entlang des Kopplers eingezeichnet. Am „kaltem“ Fenster, das thermisch am 50-K-Schild angebunden ist, wurde eine Temperatur von 69 K gemessen. Am Innenleiter nahe

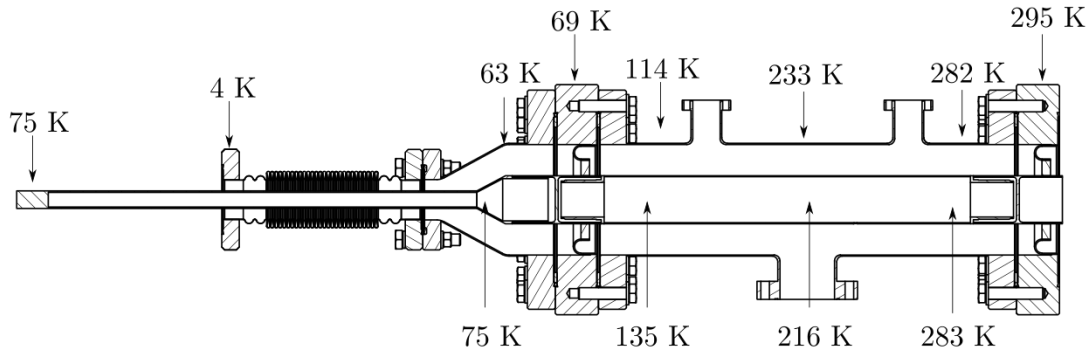


Abbildung 5.10: Gemessene Temperaturen während der Messung des statischen Wärmeeintrags an verschiedenen Stellen des Leistungskopplers.

zum Fenster (Antenne) wurde eine Temperatur von 75 K gemessen. Diese beiden Werte dienten als Referenzpunkte für die Berechnungen im Unterabschnitt 4.5.1 und den Simulationen zum dynamischen Wärmeeintrag in Unterabschnitt 4.5.2. Sie wurden genutzt, um die Genauigkeit der Ergebnisse aus der thermischen FEM-Simulation zu verbessern. Durch den an der Antenne gemessenen geringen Temperaturanstieg ist außerdem verifiziert, dass die thermische Anbindung des Innenleiters an das Heliumschild über das Keramikfenster ausreichend dimensioniert ist.

Die Tatsache, dass sowohl an der Spitze als auch am Rumpf der Antenne eine Temperatur von 75 K gemessen wurde, bestätigt die Berechnung in Abschnitt 4.5.1, wonach die Leistung der Wärmestrahlung von Antenne auf Resonator vernachlässigbar gering ist. Um abzuschätzen, ab welchem Strahlungsverlust ein messbarer Temperaturunterschied an der Spitze auftritt, wird die Antenne analog zu einem ohmschen Widerstand als Wärmewiderstand $R_w = 15.63 \text{ K/W}$ betrachtet (bei konstanter Wärmeleitfähigkeit von $\lambda_{\text{cu}} = 550 \text{ W/(K m)}$). Damit kann der Wärmestrom in Richtung Antennenspitze mit $T = R_w \dot{Q}$ berechnet werden. Mit der Annahme, dass die Temperatur auf 1 K genau gemessen werden kann, muss mindestens ein Wärmestrom von $\dot{Q} = T/R_w = 0.064 \text{ W}$ vorliegen, um eine Differenz messen zu können. Man kann also davon ausgehen, dass die Höhe des eigentlichen Wärmestroms unterhalb dieses Wertes liegen muss.

In direkter Nähe zur Außenwand des Kryostaten wurde am Innen- sowie Außenleiter eine Temperatur von 283 K bzw. 282 K gemessen, was zeigt, dass der statische Wärmeeintrag in den Schild im Gegensatz zum Koppler des Demonstrators, bei dessen Kalttest Eisbildung an der Kryostataußenhülle festgestellt wurde, signifikant gesenkt werden konnte.

Der Kalttest des Kopplers im Kryostat zeigt, dass alle Bauteile für den Betrieb in kryogener Umgebung ausreichend dimensioniert sind, genauso wie die Anbindung des „kalten“ Fensters, sowie der Antenne an den Heliumschild. Es konnte gezeigt werden, dass der statische Wärmeeintrag in das 4-K- und 50-K-System des aktuellen Designs auf ein Minimum gesenkt werden konnte.

5.4 Zusammenfassung der Tests und Ausblick

Nach umfangreichen Tests bei Raumtemperatur sowie bei kryogenen Temperaturen kann zusammenfassend festgestellt werden, dass das vorliegende Design für den HELIAC-Leistungskoppler den Anforderungen aus Tabelle 4.1 gerecht wird. Tests mit kleinen HF-Signalen zeigten, dass der Koppler bei der Frequenz von 216.816 MHz eine ausreichende HF-Anpassung aufweist (Reflexionsfaktor von unter -40 dB). Zudem konnte der Betrieb bei Leistungen von bis zu 5 kW in Vollreflexion erfolgreich durchgeführt werden, wobei im späteren Betrieb Leistungen von maximal 3 kW appliziert werden. Gegenüber dem im Demonstrator-Projekt eingesetzten Leistungskoppler, dem ersten Entwicklungsschritt des Kopplers, konnten die HF-Verluste insbesondere der Keramikfenster signifikant gesenkt werden. Damit wird neben der verringerten Wärmeentwicklung die Wahrscheinlichkeit für Vakuumlecks der Fenster deutlich geringer. Die bei Raumtemperatur erfassten Temperaturen an verschiedenen Positionen des Kopplers dienten zur Bestätigung und zur Verbesserung der Präzision der thermischen FEM-Simulation. In einigen Tests erwies sich Multipacting als andauernder Störfaktor. Mit dem Einsatz eines Bias-T konnte durch Anlegen einer Bias-Spannung auf den Innenleiter das Auftreten von Multipacting im Koppler jedoch vollständig beseitigt werden.

In einem Badkryostaten wurde die Eignung der Keramikfenster für den Einsatz unter kryogenen Bedingungen mit mehreren Kalt-Warm-Zyklen (Abkühlung bis 4.2 K) gezeigt. Auch nach Einbau in das Kryomodul zeigten sich alle Bauteile tauglich für den Einsatz in kryogener Umgebung. Der durch den Koppler generierte statische Wärmeeintrag in das 4-K-Heliumbad konnte gegenüber dem Demonstratorkoppler signifikant gesenkt werden, sodass er weit unter der Empfindlichkeit der Messapparatur lag. Auch der statische Wärmeeintrag in den Heliumschild konnte im Gegensatz zur Vorgängerversion beträchtlich gesenkt werden. Nach Berechnungen sind zwischen 2.5 W und 5.5 W (je nach Stärke der Innenleiterverkupferung) zu erwarten.

Derzeit wird CM1 für einen Strahltest im vierten Quartal 2023 vorbereitet, bei dem vier Leistungskoppler zum Einsatz kommen. Sind nach dem Strahltest keine weiteren Modifikationen mehr nötig, ist die Entwicklung des Kopplers abgeschlossen, womit die insgesamt 16 Leistungskoppler in Serie produziert werden können. Da bei den Kavitäten der nachfolgenden Kryomodule CM2-4 der Durchmesser der Cut-Off-Rohre von 28 mm auf DN40 wechselt, ist eine leichte Anpassung des HF-Designs des Kopplers notwendig. Diese Anpassung erfordert jedoch keine schwerwiegenden Eingriffe in das Design und ist nur mit geringem Aufwand verbunden.

6 Entwicklung eines Gütemessverfahrens mittels Impedanzanpassung

Die sogenannte Q-gegen-E-Kurve charakterisiert die Effizienz und Leistungsfähigkeit eines supraleitenden HF-Resonators (siehe Abschnitt 3.1). In der Regel wird diese mithilfe von HF-Messungen bestimmt (siehe Unterabschnitt 3.1.4). Dabei basiert das Verfahren der Gütemessung vorwiegend auf Leistungsmessungen, die allerdings mit zunehmendem Kopplungsfaktor β immer ungenauer werden. Verlässliche Messungen sind deswegen nur bei einem Kopplungsfaktor von $\beta < 10$ möglich.

Da die Helium-Abdampfrate eines Kryostaten proportional zur eingetragenen Wärmeleistung in seinem Inneren ist, kann die Güte eines supraleitenden Resonators auch durch die Heliumverluste bestimmt werden (siehe dazu auch Unterabschnitt 4.5.1). Diese Methodik bietet den Vorteil, dass sie bei beliebigen Kopplungsfaktoren β angewendet werden kann. Allerdings ist sie bei niedrigen Gradienten E_a , in denen der statische Verlust des Kryostaten den HF-Verlust signifikant übertrifft, nicht anwendbar (für weitere Details siehe [70]).

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine HF-Messmethode entwickelt, die es ermöglicht, selbst bei hohen Kopplungsfaktoren eine Q-gegen-E-Kurve präzise zu ermitteln. Mit einer gezielten Variation der Impedanz der Resonatorzuleitung kann dabei die externe Güte Q_e des Resonators kontrolliert eingestellt werden. Die Variation der Leitungsimpedanz ermöglicht zahlreiche, unabhängige Einzelmessungen, wodurch die Messunsicherheit der Gütemessung signifikant verringert wird. Die mathematischen Zusammenhänge, die die externe Güte in Abhängigkeit von der Impedanztransformation charakterisieren, werden in Abschnitt 6.1 hergeleitet. Mithilfe der dort aufgestellten Gleichungen kann der variable Anteil der externen Güte an der Abklingzeit und den Leistungsgrößen bestimmt und somit die unter Impedanzanpassung konstant bleibende unbelastete Güte der Kavität Q_0 mit hoher Genauigkeit ermittelt werden. Wie bei einer konventionellen HF-Messung wird die Güte des Resonators Q_0 sowie der Kopplungsfaktor zunächst bei niedrigen Feldpegeln mittels Abklingzeitmessung bestimmt (siehe Unterabschnitt 6.2). Damit können im nächsten Schritt Gütemessungen bei höheren Feldpegeln durchgeführt werden (Abschnitt 6.3).

Abbildung 6.1 zeigt die potenziellen Anwendungsbereiche der genannten Messmethoden im von β und E_a aufgespannten Parameterraum. Die konventionel-

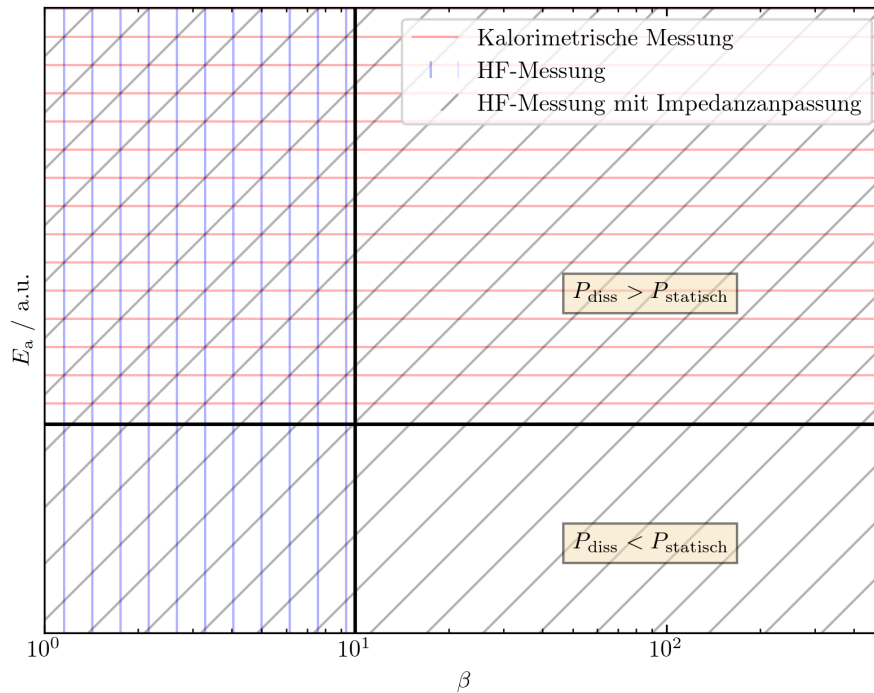


Abbildung 6.1: Anwendbarkeit unterschiedlicher Gütemessverfahren in Abhängigkeit vom Kopplungsfaktor β und Beschleunigungsgradienten E_a .

len Methoden können lediglich Teilbereiche dieses Parameterbereichs abdecken. Wie die nachfolgenden Untersuchungen verdeutlichen, werden durch Variation der Leitungsimpedanz HF-Messungen mit Kopplungsfaktoren von $\beta \gg 10$ bei beliebigen Beschleunigungsgradienten E_a ermöglicht. Die vorgeschlagene Methode wurde bei niedriger Leistung und niedrigem Kopplungsfaktor ($\beta < 10$) im Rahmen von Kalttests der CM1-Kavitäten erfolgreich angewandt (siehe Unterabschnitt 6.2.3).

6.1 Impedanztransformation im Resonator-Koppler-System

HF-Lasten, deren Impedanz Z nicht mit der Leitungsimpedanz Z_0 übereinstimmt, reflektieren einen Teil der zugeführten Leistung. In Systemen, in welchen beispielsweise eine maximale Leistungsaufnahme durch den Verbraucher angestrebt wird, können Methoden zur Impedanzanpassung angewendet werden, um solche Reflexionen zu minimieren. In Kapitel 5 von [71] werden verschiedene Möglichkeiten der Impedanzanpassung erörtert.

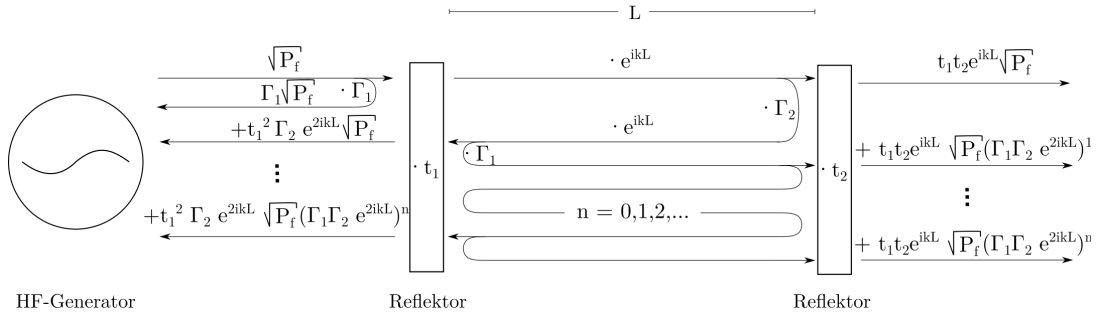


Abbildung 6.2: Schematische Darstellung eines Single-Section-Transformers; zwei Reflektoren befinden sich auf einer HF-Leitung in einem Abstand von L voneinander entfernt. Durch die Überlagerung unterschiedlicher Teilsignale variiert das elektrische Feld / die Spannung zwischen beiden Reflektoren. Die Gesamtreflexion und -transmission der Anordnung hängt somit von der Leitungslänge L ab.

Im Kontext dieser Arbeit ist insbesondere der sogenannte Single-Section-Transformer relevant, der als schematische Zeichnung in Abbildung 6.2 dargestellt ist. Hier befinden sich auf einer HF-Leitung im Abstand L zwei reflektierende Elemente (Reflektoren). Der HF-Generator sendet eine elektrische Welle der Amplitude $\sqrt{P_f}$ zum ersten Reflektor mit einem Reflexionsfaktor Γ_1 und einem Transmissionsfaktor t_1 . Er reflektiert folglich einen Anteil $\Gamma_1 \sqrt{P_f}$, während der restliche Anteil ($t_1 \sqrt{P_f}$) transmittiert wird. Nachdem die transmittierte Welle eine Strecke von L zurückgelegt und dabei eine Phasenänderung von kL erfahren hat, trifft sie auf den zweiten Reflektor. Dieser reflektiert seinerseits einen Teil ($\Gamma_2(t_1 e^{ikL} \sqrt{P_f})$) und transmittiert den restlichen Teil $t_2(t_1 e^{ikL} \sqrt{P_f})$. Der reflektierte Anteil trifft wieder auf den ersten Reflektor und wird erneut reflektiert bzw. transmittiert, sodass ein Teil der Welle zwischen beiden Reflektoren zirkuliert. Bei jedem Reflexionsvorgang wird der Ausdruck für die ursprünglich in den Leitungsresonator eingekoppelte Welle ($t_1 \sqrt{P_f}$) mit dem Faktor $e^{2ikL} \Gamma_1 \Gamma_2$ multipliziert. Gleichzeitig interferieren die zirkulierenden Wellen mit vom HF-Generator gesendeten Wellen. Die resultierende Wellenamplitude \mathcal{A} im Raum zwischen den Reflektoren lässt sich daher als eine Summe der überlagerten Wel-

len darstellen:

$$\mathcal{A} = t_1 \sqrt{P_f} \sum_{n=0}^{\infty} (\Gamma_1 \Gamma_2 e^{2ikL})^n. \quad (6.1)$$

Mittels der Summe der unendlichen geometrischen Reihe

$$\sum_{n=0}^{\infty} a^n = \frac{1}{1-a} \quad (6.2)$$

wird dieser Ausdruck zu

$$\mathcal{A} = \frac{t_1}{1 - \Gamma_1 \Gamma_2 e^{2ikL}} \sqrt{P_f} \quad (6.3)$$

umgeformt.

Bei jedem Umlauf der zirkulierenden Welle wird an beiden Reflektoren ein Teil der von ihr transportierten Energie transmittiert. Der Transmissionsfaktor der gesamten Anordnung, welcher das Signal repräsentiert, das vom zweiten Reflektor transmittiert wird, resultiert aus der Überlagerung der bei den einzelnen Rezirkulationen ausgekoppelten Wellenanteile. Er kann mithilfe folgender Formel berechnet werden:

$$T = t_2 e^{ikL} \mathcal{A} = \frac{t_1 t_2 e^{ikL}}{1 - \Gamma_1 \Gamma_2 e^{2ikL}} \sqrt{P_f}. \quad (6.4)$$

Analog dazu lässt sich der Reflexionsfaktor der Gesamtanordnung bestimmen, welcher die direkte Reflexion am ersten Reflektor sowie die in gleiche Richtung emittierten Wellen umfasst:

$$R = \sqrt{P_f} (\Gamma_1 + t_1 \Gamma_2 e^{2ikL} \mathcal{A}) = \sqrt{P_f} \left[\Gamma_1 + \Gamma_2 \frac{t_1^2 e^{2ikL}}{1 - \Gamma_1 \Gamma_2 e^{2ikL}} \right]. \quad (6.5)$$

Bei bestimmten Frequenzen überlagern sich die verschiedenen Wellenanteile zwischen beiden Reflektoren konstruktiv, wodurch das elektrische Feld verstärkt wird. In einer idealen, verlustfreien Anordnung mit zwei identischen Reflektoren interferieren die vom Leitungsresonator emittierten und die am ersten Reflektor reflektierten Anteile destruktiv. Dies hat zur Folge, dass keine Wellenanteile in Richtung des Generators propagieren. Zugleich werden die am zweiten Reflektor emittierten Wellen so überlagert, dass ihre Amplitude genau der vom Generator gesendeten Leistung entspricht. Dies resultiert in einem Transmissionsfaktor von 100 % und somit der reflexionsfreien Anpassung der Last. Daher lässt sich mit dieser Anordnung eine maximale Leistungsaufnahme des Verbrauchers erreichen, selbst wenn dessen Impedanz nicht der der Leitungsresonanz entspricht. Andererseits gibt es Frequenzen, bei denen sich die Wellenanteile zwischen den Reflektoren destruktiv überlagern und sich auslöschen, wodurch das transmittierte Signal der Gesamtanordnung vollständig unterdrückt wird.

Ein Beispiel für eine solche Anpassung ist die HF-Auslegung des HELIAC-Leistungskopplers. In Unterabschnitt 4.4.1 wird demonstriert, dass die Reflexion

einer Leitung mit zwei HF-Fenstern unter bestimmten Bedingungen vollständig ausgelöscht werden kann. Die hier dargestellte Beschreibung lässt sich auch auf das aus der Optik bekannten Fabry-Pérot-Interferometer [111] anwenden, wobei als Reflektoren teildurchlässige Spiegel dienen.

Die grundsätzlichen Prinzipien der Impedanztransformation können beim Betrieb von HF-Resonatoren ebenfalls zur Anwendung kommen. Üblicherweise wird das Resonator-Koppler-System mittels eines elektrischen Schaltkreises konzentrierter Elemente beschrieben [46, 63]. Dabei wird der Resonator als Parallelschwingkreis und der Einkoppler als Transformator mit einem Windungsverhältnis von 1:n betrachtet. Wenn ein Resonator mit seiner Resonanzfrequenz betrieben wird, ist dessen Impedanz rein reell und hängt von der externen Güte Q_e bzw. dem Kopplungsfaktor ab. Der Kopplungsfaktor im Zuleitungssystem kann durch die Gleichung

$$\beta = \frac{G_0}{G_c n^2} \quad (6.6)$$

beschrieben werden [63], wobei G_0 die charakteristische Admittanz der Zuleitung und G_c die der Kavität darstellt. Daher kann der Kopplungsfaktor einer Kavität nicht nur durch geometrische Variation der Kopplerantenne (siehe auch Abschnitt 4.6) angepasst werden, sondern auch durch eine Impedanztransformation. Wird der Resonator abseits seiner Resonanzfrequenz betrieben, tritt zusätzlich ein reaktiver Anteil in der Impedanz auf.

In der Vergangenheit wurden vielfältige Systeme zur Impedanzanpassung von supraleitenden Resonatoren entwickelt, um die Leistungsaufnahme des Resonators oder die externe Güte Q_e des Resonators zu variieren [112–117]. Darüber hinaus wurden Frequenz-tuner entwickelt, die das Prinzip der Impedanzanpassung nutzen [118–121]. Im Kontext der Gütemessung von supraleitenden Kavitäten wurden in [122, 123] außerdem parasitäre Einflüsse von HF-Bauteilen wie Zirkulatoren in der Resonatorzuführung erörtert, welche auf Impedanztransformation zurückzuführen sind.

Im Folgenden wird ein Single-Section-Transformer betrachtet, bei dem sich anstelle des zweiten Reflektors ein HF-Resonator befindet (siehe Abbildung 6.3). Es wird angenommen, dass der Leitungsabstand zwischen Reflektor und Resonator variabel ist. Im Weiteren wird daher von einem **Movable Reflector** (MR) gesprochen; Implementierungsbeispiele eines MR sind in Abschnitt 6.2 dargestellt.

Der Transmissionsfaktor T entspricht dem vom Resonator am Pickup emittierten Signal und ist direkt proportional zu der in der Kavität gespeicherten Energie. Dies ermöglicht eine unmittelbare Untersuchung der Auswirkungen einer Impedanzanpassung durch den MR auf die Kavität. Um diesen Vorgang quantitativ zu erfassen, wird Gleichung (6.4) um den Dämpfungsfaktor der Leitung $e^{-\alpha L}$ ergänzt und $\Gamma_1 = \Gamma e^{i\phi}$ gesetzt. Zudem wird der Transmissionsfaktor als $t_1 = \pm i\sqrt{1 - \Gamma^2}e^\phi$ (siehe Gleichung (3.57)) eingesetzt. Dies führt zur folgen-

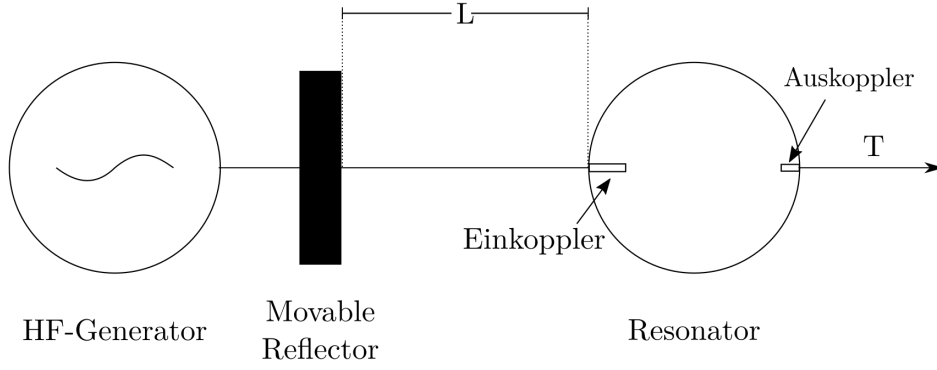


Abbildung 6.3: Schematische Darstellung eines Single-Section-Transformers zur Impedanzanpassung eines Resonators.

den Gleichung¹:

$$T = \pm i \frac{\sqrt{1 - \Gamma^2} e^{i\phi} t_2 e^{ikL} e^{-\alpha L}}{1 - \Gamma e^{i\phi} \Gamma_2 e^{2ikL} e^{-2\alpha L}} \sqrt{P_f}. \quad (6.7)$$

Durch Einsetzen der Streuparameter des Resonators $\Gamma_2 = S_{11}$ und $t_2 = S_{21}$ (siehe Gleichung (3.12)) ergibt sich eine gebrochen rationale Funktion, die sich ähnlich der Breit-Wigner-Distribution in Gleichung (3.12) darstellen lässt:

$$T = \pm \frac{\sqrt{\gamma_1 \gamma_2} \frac{\sqrt{(1 - \Gamma^2)}}{\Gamma} e^{-ikL} e^{L\alpha} \Lambda(\Gamma, L)}{(f - f_0) - \frac{1}{2} i \gamma + i \gamma_1 \Lambda(\Gamma, L)} \sqrt{P_f}. \quad (6.8)$$

Hierbei werden sowohl Zähler als auch Nenner dieses Ausdrucks durch die komplexe Funktion

$$\Lambda(\Gamma, L) = \frac{\Gamma e^{2ikL - 2\alpha L} e^{i\phi}}{\Gamma e^{2ikL - 2\alpha L} e^{i\phi} - 1} \quad (6.9)$$

in Abhängigkeit vom Reflexionsfaktor Γ und der Leitungslänge L variiert. Durch Zerlegung von $\Lambda(\Gamma, L)$ in Real- und Imaginärteil erhält man

$$\text{Re}(\Lambda(\Gamma, L)) = \frac{e^{-4L\alpha} \Gamma^2 - e^{-2L\alpha} \Gamma \cos(2kL + \phi)}{1 + e^{-4L\alpha} \Gamma^2 - 2 e^{-2L\alpha} \Gamma \cos(2kL + \phi)} \quad (6.10)$$

und

$$\text{Im}(\Lambda(\Gamma, L)) = \frac{e^{-4L\alpha} \Gamma \sin(2kL + \phi)}{1 + e^{-4L\alpha} \Gamma^2 - 2 e^{-2L\alpha} \Gamma \cos(2kL + \phi)}. \quad (6.11)$$

Die reelle Größe

$$i \gamma_1 \cdot i \cdot \text{Im}(\Lambda(\Gamma, L)) = \Delta f^*(L, \Gamma) = -\gamma_1 \frac{e^{-4L\alpha} \Gamma \sin(2kL + \phi)}{1 + e^{-4L\alpha} \Gamma^2 - 2 e^{-2L\alpha} \Gamma \cos(2kL + \phi)} \quad (6.12)$$

¹Diese Gleichung lässt sich alternativ mithilfe von Streuparametern ableiten (siehe Anhang A.6)

bildet zusammen mit der ursprünglichen Resonanzfrequenz f_0 die resultierende Resonanzfrequenz:

$$f_0^* = f_0 + \Delta f^*. \quad (6.13)$$

Im Gegensatz dazu ist $i\gamma_1 \cdot \operatorname{Re}(\Lambda(\Gamma, L))$ eine rein imaginäre Größe und wird zur Partialbreite des Kopplers γ_1 addiert. Nach Umformungen ergibt sich die resultierende Partialbreite des Einkopplers zu

$$\gamma_1^*(L, \Gamma) = \gamma_1 \left(\frac{1}{2} - \Lambda(\Gamma, L) \right) = \gamma_1 \frac{1 - e^{-4L\alpha} \Gamma^2}{1 + e^{-4L\alpha} \Gamma^2 - 2 e^{-2L\alpha} \Gamma \cos(2kL + \phi)}. \quad (6.14)$$

Die resultierende Kopplungsbreite nimmt wegen des Kosinus im Nenner in periodischen Abständen für die Leitungslängen

$$L_{\max} = \frac{\lambda}{2} \left(n - \frac{\phi}{2\pi} \right); \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (6.15)$$

ein Maximum und bei

$$L_{\min} = \frac{\lambda}{4} \left(2n - 1 - \frac{\phi}{\pi} \right); \quad n = 1, 2, \dots \quad (6.16)$$

ein Minimum an. Die Frequenzabweichung Δf^* hat an beiden Extrema einen Nulldurchgang. Die resultierende Kopplungsbreite geht für diese Leitungslängen in

$$\gamma_1^*(L_{\max}, \Gamma) = \frac{1 + \Gamma e^{-2\chi}}{1 - \Gamma e^{-2\chi}} \gamma_1 \quad (6.17)$$

$$\gamma_1^*(L_{\min}, \Gamma) = \frac{1 - \Gamma e^{-2\chi}}{1 + \Gamma e^{-2\chi}} \gamma_1 \quad (6.18)$$

über. Dabei ist $\chi = L_{\max}\alpha$ bzw. $\chi = L_{\min}\alpha$ die Dämpfung der Leitung. Der Betrag des Reflexionsfaktors Γ und die Dämpfung χ bestimmen demnach die minimal und maximal erreichbare Kopplungsbreite. Für $\Gamma \rightarrow 1$ und $\chi \rightarrow 0$ strebt $\gamma_1^*(L_{\max})$ gegen unendlich und $\gamma_1^*(L_{\min})$ gegen 0.

Die von der Leitungslänge L abhängige Gesamthalbwertsbreite γ (bzw. belastete Güte $Q_L = f_0/\gamma$) kann bei supraleitenden Kavitäten durch Messung der Abklingzeit τ_L bei Pulsanregung an der Pickupsonde des Resonators (siehe Gleichung (3.8)) bestimmt werden und berechnet sich zu:

$$\tau_L^*(L, \Gamma) = \frac{1}{2\pi} \left[\gamma_0 + \gamma_2 + \gamma_1 \frac{1 - e^{-4L\alpha} \Gamma^2}{1 + e^{-4L\alpha} \Gamma^2 - 2 e^{-2L\alpha} \Gamma \cos(2kL + \phi)} \right]^{-1}. \quad (6.19)$$

Neben dem Nenner wird auch der Zähler von Gleichung (6.8) durch die Funktion $\Lambda(\Gamma, L)$ variiert. Dies bedeutet, dass neben der Kopplung auch die gespeicherte Energie des Resonators von der Leitungslänge L abhängt. Die gespeicherte Energie eines HF-Resonators — ohne MR in der Zuleitung — kann mit²

$$W = \frac{4\beta Q_0}{(1 + \beta)^2 \omega_0} P_f = \frac{4\gamma_1}{2\pi(\gamma_0 + \gamma_1)^2} P_f \quad (6.20)$$

²mit $\beta = \gamma_1/\gamma_0$ und $Q_0 = f_0/\gamma_0$

berechnet werden [63]. Es ist direkt ersichtlich, dass die gespeicherte Energie W bei gegebener Vorwärtsleistung P_f hauptsächlich vom Kopplungsfaktor β bzw. von der Partialbreite γ_1 abhängig ist. Im Folgenden soll überprüft werden, ob die gespeicherte Energie des MR-Resonator-Systems auf gleiche Weise von der transformierten Kopplungsbreite γ_1^* abhängt, wie die gespeicherte Energie eines Resonators ohne MR von der Kopplungsbreite γ_1 (Gleichung (6.20)).

Die transmittierte Leistung P_t ist, wie bereits in Abschnitt 3.1.4 (Gleichung (3.23)) erläutert, proportional zur im Resonator gespeicherten Energie. Folglich kann die gespeicherte Energie auch durch

$$W = \frac{Q_t P_t}{\omega_0} = \frac{P_t}{2\pi\gamma_2} \quad (6.21)$$

berechnet werden. Die transmittierte Leistung P_t^* des MR-Resonator-Systems ergibt sich durch das Betragsquadrat von Gleichung (6.8). Um die Verschiebung der Resonanzfrequenz bei Änderung der Leitungslänge L gemäß Gleichung (6.12) zu kompensieren, wird die Frequenz auf $f_0^* = f_0 + \Delta f^*$ festgelegt. Nach mehreren Umformungen kann der Ausdruck

$$P_t^*|_{f=f_0^*} = |T|^2|_{f=f_0^*} = \frac{4\gamma_1^*}{(\gamma_0 + \gamma_1^*)^2} e^{-2L\alpha} \frac{(1 - \Gamma^2)}{(1 - e^{-4L\alpha} \Gamma^2)} \gamma_2 P_f \quad (6.22)$$

hergeleitet werden. In Gleichung (6.21) eingesetzt, ergibt sich die im Resonator gespeicherten Energie:

$$W^*(L, \Gamma) = \frac{4\gamma_1^*}{2\pi(\gamma_0 + \gamma_1^*)^2} e^{-2L\alpha} \frac{(1 - \Gamma^2)}{(1 - e^{-4L\alpha} \Gamma^2)} P_f. \quad (6.23)$$

Dieser Ausdruck unterscheidet sich von Gleichung (6.20) für den einfachen Resonator (mit $\gamma_1 = \gamma_1^*$) durch den multiplikativen Faktor

$$\Omega = e^{-2L\alpha} \frac{(1 - \Gamma^2)}{(1 - e^{-4L\alpha} \Gamma^2)}. \quad (6.24)$$

Dieser Faktor berücksichtigt die durch Dämpfung auf der Leitung zwischen MR und Resonator dissipierten Energie. Bei einer verlustfreien Leistung mit $\alpha = 0$ ist $\Omega = 1$ und beide Gleichungen identisch.

Abbildung 6.4 zeigt die zentralen, in diesem Abschnitt hergeleiteten Größen: die Kopplungsbreite ($\gamma_1^*(L, \Gamma)$), die Frequenzverschiebung ($\Delta f^*(L, \Gamma)$), die Abklingzeit der gespeicherten Energie ($\tau_L^*(L, \Gamma)$) und die gespeicherte Energie ($W^*(L, \Gamma)$) des Resonators in Abhängigkeit von der Leitungslänge L , für typische experimentelle Parameter. Die grau gestrichelten, vertikalen Linien markieren die Positionen, an denen die Kopplungsbreite γ_1^* (Gleichung (6.15) und (6.16)) ihr Minimum bzw. Maximum erreicht. Wie zu erwarten, ist die Abklingzeit der gespeicherten Energie beim Maximum der Kopplungsbreite am kleinsten und umgekehrt. Entsprechend sinkt bei gegebener Vorwärtsleistung die gespeicherte Energie des Resonators beim Maximum der Kopplung auf ein Minimum

ab. Im gezeigten Beispiel, mit einem initialen Kopplungsfaktor $\beta = 10$, erreicht der transformierte Kopplungsfaktor $\beta^* = \frac{\gamma_1^*}{\gamma_0}$ an einigen Positionen den Wert 1 (horizontale, gestrichelte Linie), was zu einem Maximum der gespeicherten Energie führt. Die Energie nimmt aufgrund von Unterkopplung ($\beta^* < 1$) zum Kopplungsminimum ab. Zur Veranschaulichung wird die Energie für einen Resonator ohne MR (Gleichung (6.20)) als schwarz gestrichelte Linie dargestellt, wobei für die Kopplungsbreite γ_1 die transformierte Kopplungsbreite γ_1^* eingesetzt wurde. Während sich die Kurven bei kurzen Leitungslängen gleichen, unterscheiden sie sich mit wachsender Leitungslänge L zunehmend, was auf die Leitungsverluste (siehe Gleichung (6.24)) zurückzuführen ist.

Gleichung (6.23) und Abbildung 6.4 zeigen beide, dass die im Resonator gespeicherte Energie, sowohl mit als auch ohne MR (bis auf Dämpfungseffekte), in gleicher Weise von der Kopplungsbreite γ_1 respektive γ_1^* abhängt. Auf Basis dieser Erkenntnisse und unter Berücksichtigung der Gleichungen (6.14) und (6.23), wird in den nächsten Abschnitten ein neues Gütemessverfahren entwickelt.

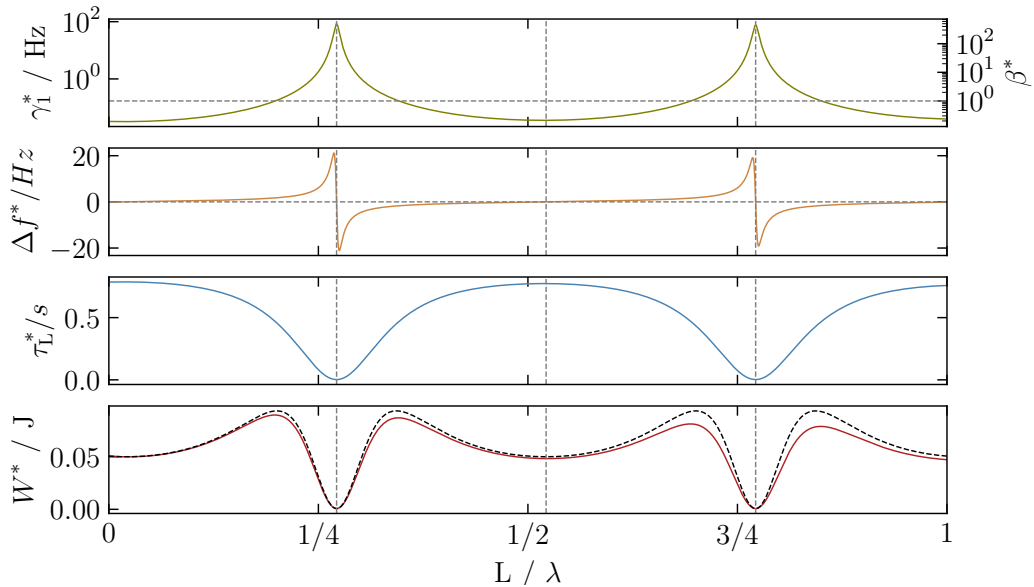


Abbildung 6.4: Transformierte Kopplungsbreite γ_1^* , Frequenzverschiebung Δf^* , Abklingzeit τ_L^* , sowie gespeicherte Energie W^* jeweils in Abhängigkeit von der Leitungslänge L ; in diesem Beispiel hat der Resonator eine Güte von $Q_0 = 1.28 \cdot 10^9$ und einen Kopplungsfaktor von $\beta = 10$. Die durchschnittliche Dämpfung der Leitung liegt bei $\alpha = 0.003$ Np/m. Der MR weist einen Reflexionsfaktor von $\Gamma = 0.963$ auf. Das System wird bei einer Vorwärtsleistung von $P_f = 1$ W betrieben.

6.2 Gütemessung bei niedrigem Beschleunigungsgradienten

6.2.1 Prinzip der Messmethode

Gemäß Gleichung (6.19) hängt die Abklingzeit eines HF-Resonators, in dessen Zuleitung sich ein MR befindet (Abbildung 6.3), vom Reflexionsfaktor Γ des MR sowie von seinem Abstand zur Kavität (also der Leitungslänge) L ab. Dieser Zusammenhang kann für ein alternatives Gütemessverfahren genutzt werden. Dazu wird die Abklingzeit τ_L für verschiedene Leitungslängen L bestimmt. Durch Anpassen von Gleichung (6.19) an die Messdaten können die Größen γ_0 und γ_1 bzw. $\beta = \gamma_1/\gamma_0$ als Anpassungsparameter bestimmt werden. Mit diesen Parametern lassen sich anschließend die unbelastete Güte des Resonators $Q_0 = f_0/\gamma_0$ sowie die externe Güte des Einkopplers $Q_e = f_0/\gamma_1$ berechnen. Wie in Unterabschnitt 3.1.4 beschrieben, ist die Abklingzeit τ_L für Feldgradienten, bei denen nicht-ohmsche Verluste auftreten, vom Feldpegel abhängig. Diese Methode ist daher nur für niedrige Feldgradienten geeignet. Auf Messungen bei höherem Pegel wird in Abschnitt 6.3 eingegangen.

Die Positionierung eines MR in der Zuleitung eines supraleitenden Resonators kann aus technischen Gründen nur außerhalb des den Resonator beinhaltenden Kryostats erfolgen. Zum Beispiel mittels Leistungskoppler wird die Zuleitung aus dem Kryostat herausgeführt. Darüber hinaus hat der variable Leiter des MR für einen realen Aufbau eine Mindestlänge. Dies resultiert in einer Mindestlänge L_0 für das Leitungsstück zwischen MR und Resonator, die sich aus den beiden genannten Leitungsabschnitten zusammensetzt. Da die Modulation der partiellen Kopplungsbreite (Gleichung (6.14)) periodisch innerhalb einer halben Wellenlänge erfolgt, ist die relative Änderung für die Modulation ausschlaggebend und nicht die absolute Leitungslänge. Auf dem Leitungsabschnitt der Länge L_0 erfährt das elektrische Feld jedoch eine konstante Dämpfung von $\chi = \alpha L_0$, während die Gesamtdämpfung mit zunehmender variabler Leitungslänge L steigt. Gleichung (6.19) kann unter Vernachlässigung der Partialbreite des Auskopplers γ_2 folglich zu

$$\tau_L^*(L, \Gamma) = \frac{1}{2\pi} \left[\gamma_0 + \gamma_1 \frac{1 - e^{-4L\alpha} \Gamma^2 e^{-4\chi}}{1 + e^{-4L\alpha} \Gamma^2 e^{-4\chi} - 2 e^{-2L\alpha} \Gamma e^{-2\chi} \cos(2kL + \phi)} \right]^{-1}. \quad (6.25)$$

ergänzt werden. Dabei setzt sich der wirksame Reflexionsfaktor aus dem Reflexionsfaktor des MR und der konstanten Dämpfung der Leitung zu $\Gamma e^{2\chi}$ zusammen. Die konstante Dämpfung χ sowie der durchschnittliche Dämpfungsfaktor pro Meter α der variablen Leitung müssen vor Beginn der Messung separat bestimmt werden.

Wie bereits erwähnt, steigen die Messunsicherheiten bei konventionellen HF-Messungen für Kopplungsfaktoren $\beta > 10$ stark an, dass keine verlässliche Messung mehr durchführbar ist. Im Folgenden soll aufgezeigt werden, bis zu welchem

Kopplungsfaktor β eine verlässliche Messung der Güte Q_0 mit dem oben genannten Verfahren möglich ist. Dazu wurde eine Monte-Carlo-Simulation zur Bestimmung des Anpassungsfehlers bei verrauschten Daten mit steigendem Kopplungsfaktor durchgeführt. Es ist zu beachten, dass die im Folgenden präsentierten Simulationsergebnisse keine systematischen Fehler berücksichtigen. Zum Beispiel können Stehwellen auf der Zuleitung — verursacht durch einen nicht-idealen Zirkulator (siehe [122]) oder durch Verbindungspunkte (die eine Reflexion verursachen können) etc. — das Resultat einer Gütemessung verfälschen³.

In der Simulation wurden unter Anwendung von Gleichung (6.25) für 100 verschiedene Kopplungsfaktoren β im Bereich von 1 bis 1000 jeweils 300 Datensätze erzeugt. Jeder Datensatz bestand aus 100 (L, τ_L) -Paaren, die mit einem Rauschanteil überlagert wurden. Die Breite des Rauschbandes für die Abklingzeit $\Delta\tau_L$ wurde gemäß [124] auf $\pm 3\%$ des jeweiligen Absolutwertes festgelegt. Anschließend wurde Gleichung (6.25) an die erzeugten Datensätze angepasst. Aus den so bestimmten Anpassungsgrößen wurde dann die durchschnittliche Standardabweichung $\overline{\Delta Q_0}$ der Güte für jeden einzelnen Kopplungsfaktor berechnet.

Abbildung 6.5 stellt $\overline{\Delta Q_0}$ im Vergleich zu den zu erwartenden Messunsicherheiten bei Anwendung der konventionellen HF-Messung in Abhängigkeit vom Kopplungsfaktor β dar. Dabei wurden zwei unterschiedliche Simulationsszenarien mit Impedanztransformation analysiert. Im ersten Szenario entsprechen die Simulationsparameter der in Abschnitt 6.2.3 beschriebenen Messung. Dabei ergibt sich unter Berücksichtigung des Reflexionsfaktors des Reflektors und der Dämpfung der HF-Kabel für den wirksamen Reflexionsfaktor ein Wert von $\Gamma e^{-2\chi} = 0.871$. Das zweite Simulationsszenario wurde für einen HELIAC-Leistungskoppler, mit gegenüber den HF-Kabeln deutlich geringerer Dämpfung durchgeführt. In Kombination mit einem Reflektor, dessen Γ -Wert 0.99 beträgt (siehe Anhang A.8), und unter Verwendung derselben Teleskopleitung (ohne zusätzliche HF-Kabel) ergibt sich ein Wert von $\Gamma e^{-2\chi} = 0.966$ für den wirksamen Reflexionsfaktor. Dies stellt das Best-Case-Szenario dar, während der erste Fall technisch einfacher umzusetzen ist.

Auch für die herkömmlichen HF-Messung wurde eine Monte-Carlo-Simulation durchgeführt. Dazu wurden HF-Pulse für P_f und P_r (Gleichung (3.25)) generiert und jeweils mit einem Rauschen von 3% beaufschlagt. Die mittlere Leistung auf den Pulsplateaus wurde ermittelt und der Kopplungsfaktor β mithilfe der Gleichung (3.26) berechnet. Durch lineare Regression an die logarithmisch aufgetragene „abfallende Flanke“ des Pulses wurde die Abklingzeit τ_L ermittelt. Daraus konnte mittels Gleichung (3.22) die Güte berechnet werden. Analog zu den Simulationen mit Impedanzanpassung wurde dieser Prozess für jeden Kopplungsfaktor 300 Mal wiederholt, und dabei jeweils die durchschnittliche Messunsicherheit $\overline{\Delta Q_0}$ berechnet.

³Der Einfluss dieser Effekte steigt zwar mit dem Kopplungsfaktor an, geht aber für einen Kopplungsfaktor von $\beta > 10$ rasch in Sättigung.

Die Ergebnisse zeigen, dass bei zunehmendem Kopplungsfaktor β die Messunsicherheit für Messungen mit Impedanztransformation deutlich langsamer ansteigt als für Simulationen unter Verwendung der konventionellen Methode. Dies lässt sich hauptsächlich darauf zurückführen, dass bei der konventionellen Messung der Kopplungsfaktor β zunächst durch eine Leistungsmessung (siehe Gleichung (3.26)) bestimmt werden muss. Die Messunsicherheit nimmt hier für hohe Kopplungsfaktoren signifikant zu, da in diesem Bereich $P_r \approx P_f$ gilt (siehe Gleichung (3.32)). Im Gegensatz dazu basiert die Messung mit Impedanztransformation ausschließlich auf einer Reihe von Zeit- und Längenmessungen, die eine wesentlich geringere Messunsicherheit aufweisen. Darüber hinaus wird die Messunsicherheit durch die Vielzahl unabhängiger Einzelmessungen stark reduziert.

Diese Ergebnisse verdeutlichen, dass unter optimalen Bedingungen – also bei Verwendung einer Zuleitung ohne Stehwellen – Messungen von Kopplungsfaktoren von $\beta \gg 10$ mit hoher Genauigkeit durchführbar sind. Weiterhin zeigt der Vergleich der beiden Messszenarien mit Impedanztransformation bei geringer Leitungsdämpfung und hohem Reflexionsfaktor einen reduzierten Anpassungsfehler. Die Messgenauigkeit erhöht sich dabei, je näher der Wert des wirksamen Reflexionsfaktors $\Gamma e^{-2\chi}$ an 1 heranreicht.

Während der im Rahmen der Advanced Demonstrator-Inbetriebnahme durchgeführten Kalttests einzelner CH-Kavitäten, konnte diese Messmethode bei niedrigen Feldgradienten und geringen Kopplungsfaktoren β erfolgreich angewandt werden. Die Untersuchungsergebnisse werden in den folgenden Abschnitten detailliert beschrieben.

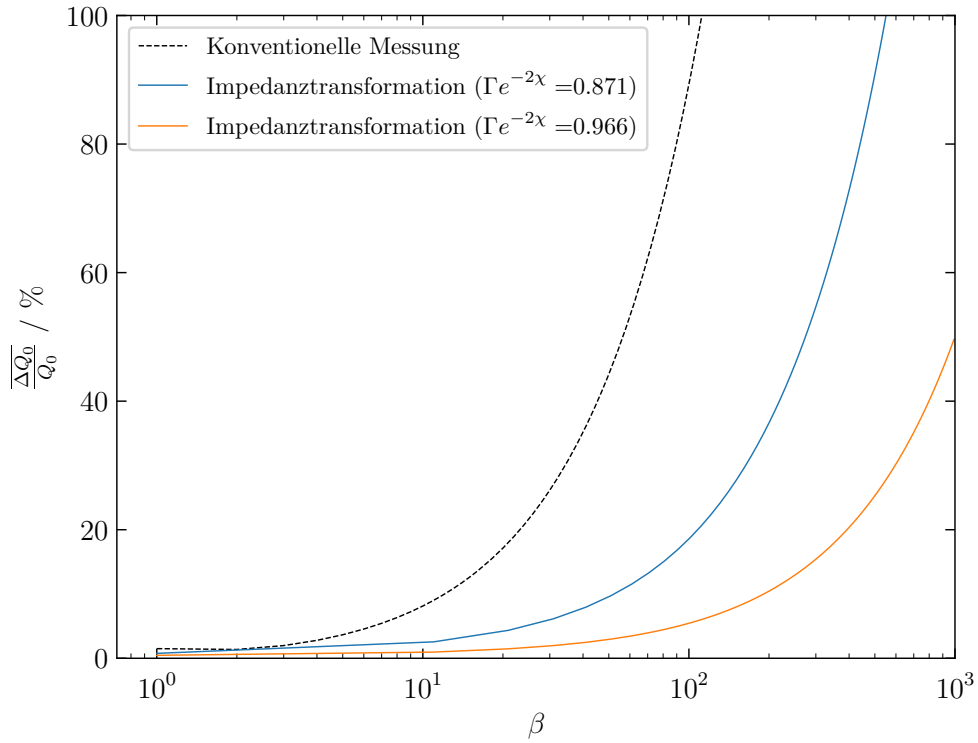


Abbildung 6.5: Monte-Carlo-Simulation zur Berechnung der zu erwartenden Messunsicherheit bei der Bestimmung der unbelasteten Güte Q_0 in Abhängigkeit vom Kopplungsfaktor β ; für eine konventionelle HF-Messung und unter Anwendung der Impedanzanpassungsmethode. Die in blauer Farbe dargestellte Simulationskurve basiert auf den Parametern einer tatsächlich durchgeführten Messung mit $\Gamma e^{-2x} = 0.871$ (siehe Unterabschnitt 6.2.3), während die Simulation für die orangefarbene Kurve eine Verwendung des Leistungskopplers und eines Reflektors mit Reflexionsfaktor $\Gamma = 0.99$ (siehe Anhang A.8) simuliert.

6.2.2 Messungen mit dem Movable Reflector

In [125] wurde die Bezeichnung **Movable Reflector** (MR) für eine Vorrichtung eingeführt, die es ermöglicht, einen Kopplerteststand im Resonanzmodus zu betreiben, um die effektive HF-Leistung zu erhöhen. Diese Vorrichtung besteht aus einer Koaxialleitung, auf deren Innenleiter ein verschiebbarer Ring platziert wird (siehe Abbildung 6.6a). An der Position des Ringes kommt es aufgrund des Impedanzsprungs zu einer Reflexion von HF-Leistung.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein MR für eine Frequenz von 216.816 MHz entworfen und hergestellt. Zwei Ringe mit unterschiedlichem Reflexionsfaktor wurden angefertigt, die beide in Abbildung 6.6b dargestellt sind. Der Ring auf der linken Seite, basierend auf dem Design aus [125], ist hauptsächlich für den Einsatz am Kopplerteststand konzipiert. Der rechts abgebildete Ring hingegen schließt Innen- und Außenleiter kurz, reflektiert dadurch einen Großteil der Leistung und kann somit optimal als Reflektor zur Variation der externen Güte eines Resonators, wie in Abschnitt 6.1 beschrieben, verwendet werden.

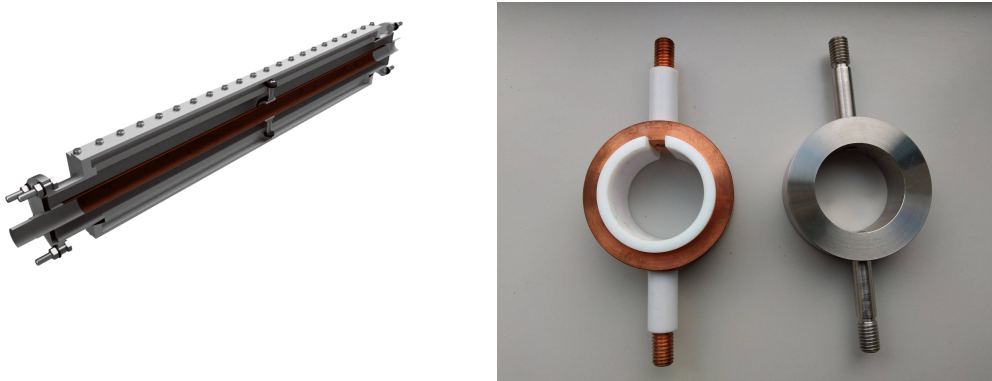


Abbildung 6.6: **(a)** 3D-Modell des MR, **(b)** Ringe für den MR; der rechts dargestellte Ring erzeugt einen Kurzschluss zwischen Innen- und Außenleiter und verursacht damit eine nahezu vollständige Reflexion.

Während eines Kalttests der Kavität CH0 wurden neben konventionellen HF-Messungen (siehe Unterabschnitt 3.1.4) auch Gütemessungen mit Hilfe eines solchen MR durchgeführt. Abbildung 6.7 zeigt den Versuchsaufbau, bei dem der MR zwischen Kryostat und Generator eingebaut und mittels HF-Kabel mit dem Einkoppler der Kavität verbunden war. Die am Pickup ausgekoppelte Leistung wurde durch einen Leistungssensor gemessen. Gemäß Unterabschnitt 6.2.1 wurde die Abklingzeit τ_L für verschiedene Ringpositionen L gemessen, wobei der Ring manuell bewegt und anschließend fixiert wurde.

Abbildung 6.8 zeigt die gemessenen Abklingzeiten τ_L , in Abhängigkeit zur Leitungslänge bzw. Ringposition L (blau), sowie die Fitkurve, die an die Daten mithilfe von Gleichung (6.19) angepasst wurde (schwarz). Die auf diese Weise

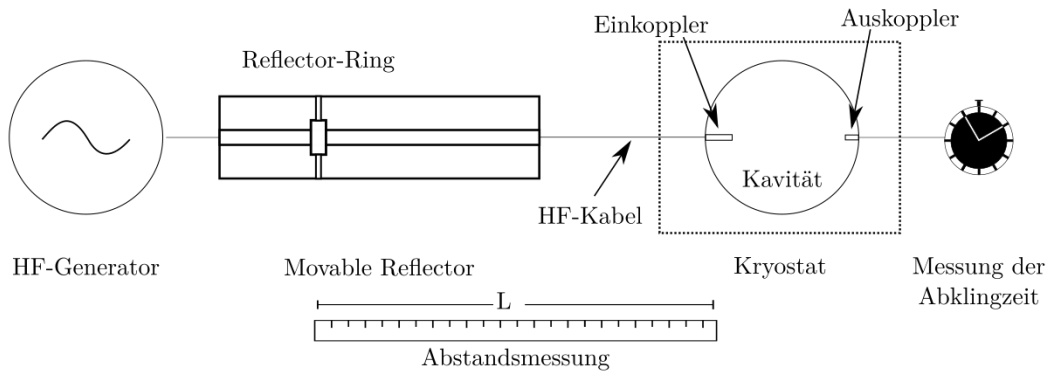


Abbildung 6.7: Schematische Darstellung des Messanordnung zur Bestimmung der Güte der Kavität CH0 unter Verwendung des MR.

gemessene Güte Q_0 beträgt $1.23 \cdot 10^9 \pm 1.1 \cdot 10^8$. Damit zeigt sich eine gute Übereinstimmung zur konventionellen Messmethode, bei der eine Güte von $1.24 \cdot 10^9 \pm 1.4 \cdot 10^8$ gemessen wurde. Das entspricht einer Abweichung von weniger als 1%. Der gemessene Kopplungsfaktor beträgt $\beta = (3.9 \pm 0.4)$, ebenfalls in sehr guter Übereinstimmung zur konventionellen Messmethode ($\beta = (3.7 \pm 0.2)$).

Die Messunsicherheit ist vergleichbar mit der der konventionellen Messmethoden. Sie ist hauptsächlich durch Positionierfehler des Rings und durch die relativ geringe Anzahl an Einzelmessungen — verglichen mit den in Unterabschnitt 6.2.1 durchgeführten Simulationen — bestimmt.

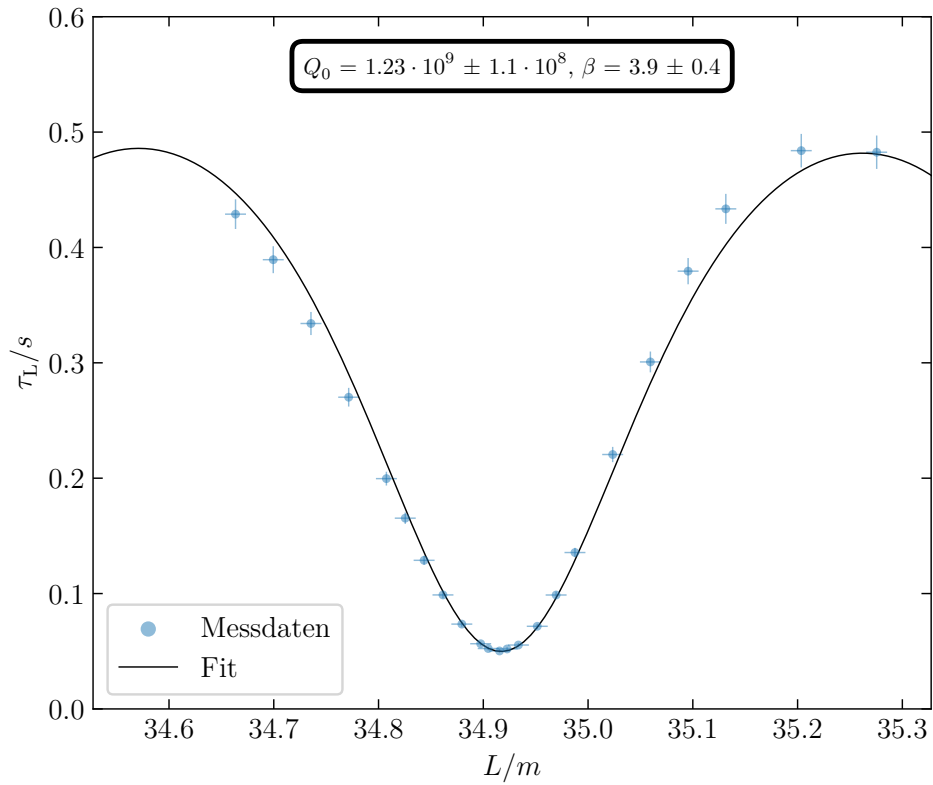


Abbildung 6.8: Abklingzeit τ_L der Kavität CH0 in Abhängigkeit von der Leitungslänge L zwischen MR und Resonator; die Messdaten (blau) werden mithilfe von Gleichung (6.25) als Fit (schwarz) dargestellt.

6.2.3 Automatisierte Gütemessungen mit Stichleitung

Der im vorherigen Unterabschnitt beschriebene Messaufbau weist noch Verbesserungspotential auf. Der Ring des MR wird händisch verschoben und mithilfe von Schrauben fixiert, wodurch die Messungen insbesondere bei der Aufnahme vieler Einzelmessungen sehr zeitaufwändig sind. Darüber hinaus besteht die Gefahr, dass der Ring nicht immer exakt auf die gleiche Art und Weise elektrisch kontaktiert wird, was zu Schwankungen des Reflexionsfaktors führen kann.

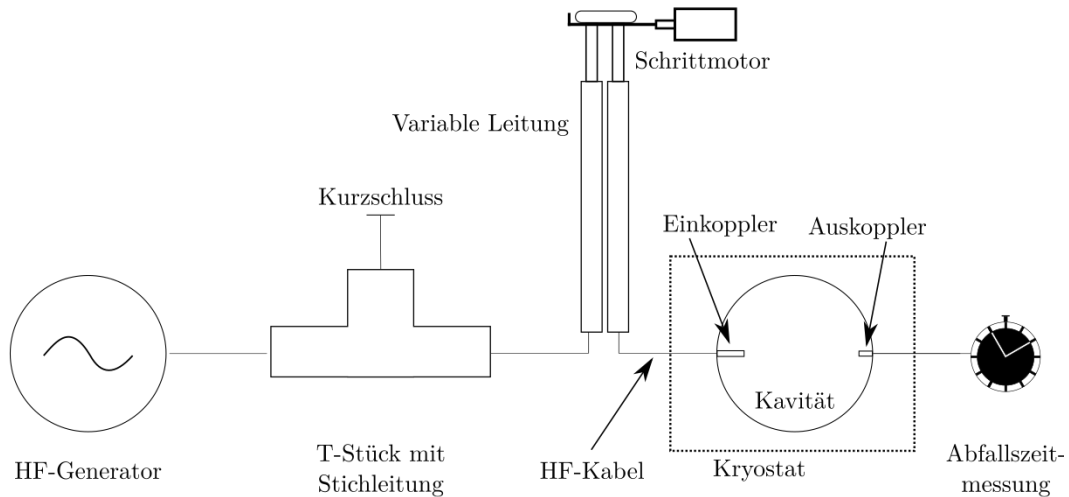


Abbildung 6.9: Schematische Darstellung der Messanordnung zur vollautomatischen Gütemessung mittels kurzgeschlossener Stichleitung und einer motorbetriebenen Teleskopleitung.

Daher wurden die im Weiteren durchgeführten Messungen mithilfe von dem in Abbildung 6.9 dargestellten Aufbau vorgenommen, bei dem eine Stichleitung als Reflektor verwendet wurde. Eine Stichleitung — ein Leitungs-T-Stück, bei dem ein Leitungsarm mit einem Kurzschluss oder einem offenen Ende abgeschlossen ist — kann als ein symmetrisches Zweitor betrachtet werden, bei dem der Reflexionsfaktor an beiden verbleibenden Toren durch die Länge der abgeschlossenen Leitung festgelegt wird (siehe Anhang A.7). Die verwendete Stichleitung wurde bei einer Frequenz von 216.816 MHz für einen Reflexionsfaktor von $\Gamma = 0.96$ an den beiden freien Ausgängen ausgelegt. Durch eine Teleskopleitung zwischen Resonator und Stichleitung kann deren elektrischer Abstand variiert werden. Um den Zeitaufwand bei einer hohen Anzahl an Einzelmessungen zu reduzieren, wurde die Teleskopleitung mit einem Schrittmotor ausgestattet, wodurch ihre Länge ferngesteuert und mit hoher Wiederholgenauigkeit variiert werden kann.

Zusätzlich wurde eine Steuersoftware entwickelt, die den gesamten Messprozess automatisiert und dabei die Messung der Abklingzeit τ_L für eine im Vorfeld definierte Anzahl von Leitungslängen L durchführt. Nach der Aufzeichnung aller Messdaten werden die Güte Q_0 und der Kopplungsfaktor β ermittelt, indem Gleichung (6.25) an diese Daten angepasst wird. Für jede Leitungslänge L wird

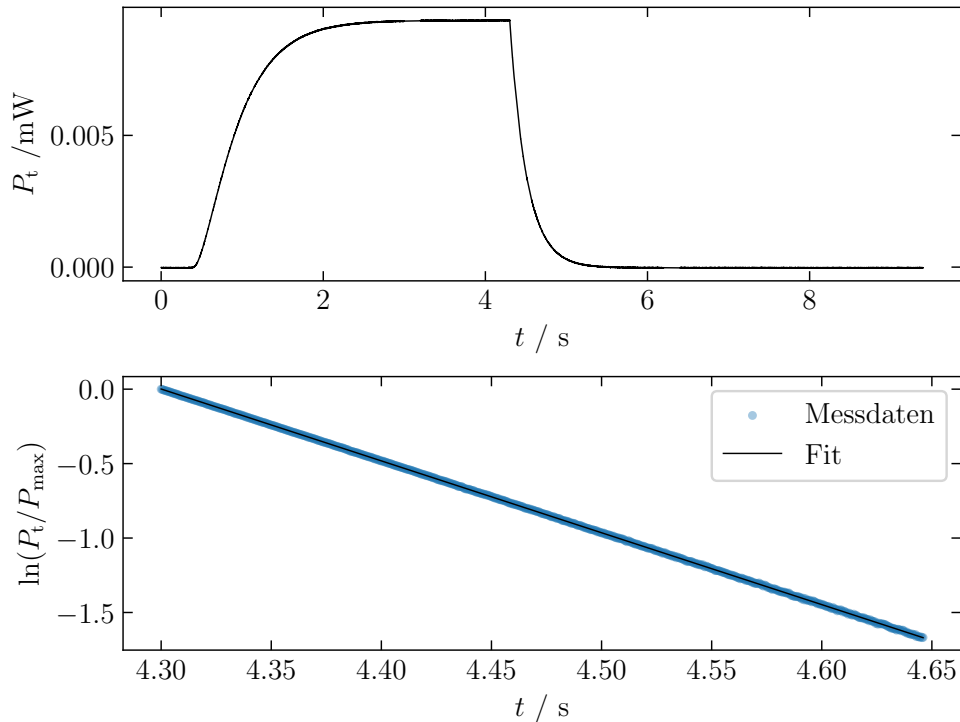


Abbildung 6.10: Auswertung eines gemessenen HF-Pulses; im oberen Diagramm ist die während des gesamten HF-Pulses transmittierte Leistung P_t dargestellt. Das untere Diagramm zeigt die abfallende Flanke dieses Pulses in logarithmischer Darstellung. Die Abklingzeit τ_L wird als Steigung der Regressionsgeraden ermittelt.

durch das Steuerprogramm, nach automatischer Ausrichtung der Teleskopleitung, ein HF-Puls ausgelöst. Der zeitliche Verlauf der transmittierten Leistung P_t wird automatisiert mit einem Leistungssensor erfasst und analysiert. In logarithmischer Darstellung der abfallenden Flanke des Signals kann die Abklingzeit τ_L für die jeweilige Leitungslänge als Steigung einer Regressionsgeraden ermittelt werden. Ein durch die Messsoftware ausgewerteter Puls ist exemplarisch in Abbildung 6.10 dargestellt. Der obere Graph zeigt den vollständigen HF-Puls, während unten die logarithmierte, abfallende Flanke des Pulses samt der durchgeführten Anpassung dargestellt ist. Auf diese Weise ist es möglich, in einem Zeitraum von etwa 20 min rund 100 Einzelmessungen reproduzierbar und mit hoher Messgenauigkeit durchzuführen.

In Abbildung 6.11 sind die für die Kavität CH0 gemessenen Abklingzeiten τ_L in Abhängigkeit von der Leitungslänge L dargestellt (blau), sowie die Anpassung der Daten mittels Gleichung (6.25) (schwarz). Die Fitkurve zeigt qualitative Übereinstimmung mit den Messdaten, folgt aber deren asymmetrischen

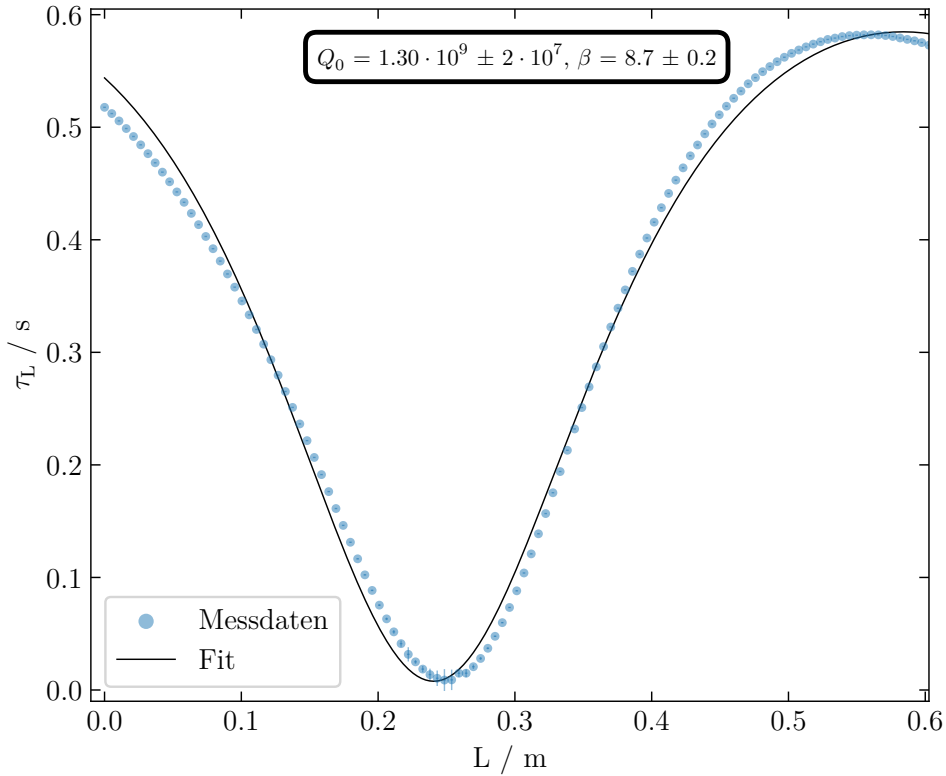


Abbildung 6.11: Gemessene Abklingzeit τ_L der Kavität CH0 in Abhängigkeit von der Leitungslänge L unter Verwendung der optimierten Messanordnung mit Teleskopleitung und Stichleitung; die Messdaten sind in Blau dargestellt und die Anpassung von Gleichung (6.25) in Schwarz.

Verteilung nicht.

Wie im Unterabschnitt 3.1.2 beschrieben, kann der Zähler der Breit-Wigner-Funktion in Gleichung (3.14) komplexwertig sein, was eine Erweiterung des Ausdrucks um einen Phasenfaktor $e^{i\theta}$ zur Folge hat. Unter Berücksichtigung dieses Phasenfaktors wird der Ausdruck für die Abklingzeit folgendermaßen modifiziert:

$$\tau_L^*(L, \Gamma) = \frac{1}{2\pi} \left[\gamma_0 + \gamma_1 \left(\frac{1}{2} - \frac{e^{-4L\alpha} \Gamma^2 \cos(\theta) - e^{-2L\alpha} \Gamma \cos(2kL + \phi + \theta)}{1 + e^{-4L\alpha} \Gamma^2 - 2 e^{-2L\alpha} \Gamma \cos(2kL + \phi)} \right) \right]^{-1}. \quad (6.26)$$

Wenn Gleichung (6.26) an die Messdaten angepasst wird, kann die Asymmetrie abgebildet werden (siehe Abbildung 6.12), was eine sehr hohe Übereinstimmung der angepassten Kurven mit den Messdaten ermöglicht. Der ermittelte Gütefaktor, $Q_0 = 1.2560 \cdot 10^9$, liegt im Fehlerintervall der konventionellen Mes-

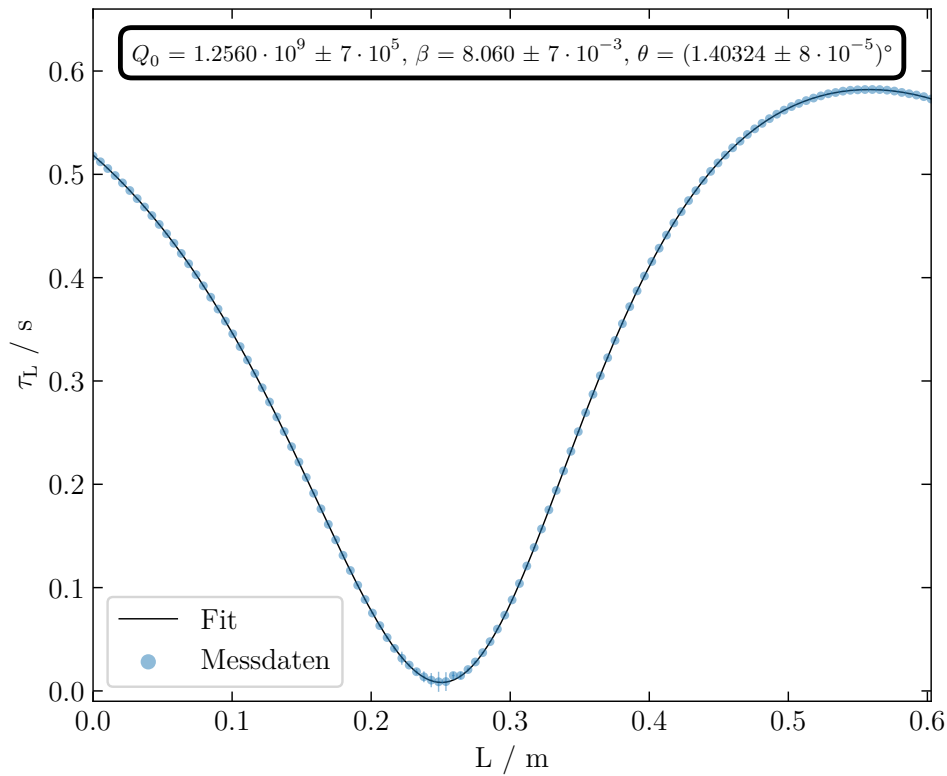


Abbildung 6.12: Anpassung von Gleichung (6.26) (schwarz) an die in Abbildung 6.11 gezeigten Messdaten (blau).

sung ($Q_0 = 1.22 \cdot 10^9 \pm 1.2 \cdot 10^8$), womit er mit dieser kompatibel ist. Die statistische Messunsicherheit beträgt $\Delta Q_0 = \pm 7 \cdot 10^5$, was etwa 0.05 % des Messwerts entspricht (siehe dazu Unterabschnitt 6.4.1).

Durch die Optimierung des Messaufbaus und der Automatisierung des Messverfahrens konnten die eingangs erläuterten Einschränkungen des Aufbaus (siehe Unterabschnitt 6.2.2) erfolgreich überwunden werden. Durch diese Verbesserungen ist es möglich, eine große Menge an Messdaten automatisch zu erfassen und die statistische Messunsicherheit der Güte Q_0 bis in den Subprozentbereich zu reduzieren.

6.2.4 Messung der externen Güte des Pickups

Die oben beschriebene Methode ermöglicht nicht nur die Bestimmung der Gütefaktoren Q_0 und Q_e , sondern kann auch zur direkten Messung der externen Güte des Pickups Q_t genutzt werden. Hierbei werden MR und Generator an die Leitung des Pickups angeschlossen, wie in Abbildung 6.13 dargestellt.

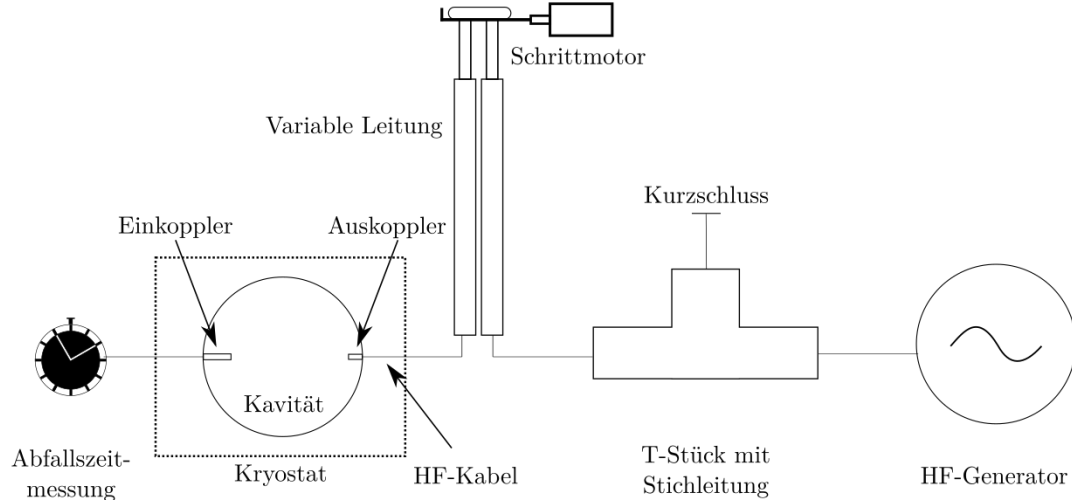


Abbildung 6.13: Schematische Darstellung der Messanordnung zur automatischen Messung der externen Güte des Pickups Q_t .

Bei dieser Variante der Messung wird die Partialbreite γ_2 mittels der Funktion $\Lambda(\Gamma, L)$ (Gleichung (6.9)) modelliert. Zur Bestimmung der Abklingzeit wird Gleichung (6.25) zu

$$\tau_L^*(L, \Gamma) = \frac{1}{2\pi} \left[\gamma_{01} + \gamma_2 \frac{1 - e^{-4L\alpha} \Gamma^2 e^{-4\chi_0}}{1 + e^{-4L\alpha} \Gamma^2 e^{-4\chi_0} - 2 e^{-2L\alpha} \Gamma e^{-2\chi_0} \cos(2kL + \phi)} \right]^{-1} \quad (6.27)$$

umgeschrieben. Die Partialbreiten des Resonators γ_0 und des Einkopplers γ_1 können in dieser Messung nicht separat bestimmt werden und werden daher zu $\gamma_{01} = \gamma_0 + \gamma_1$ zusammengefasst. Wie in Abschnitt 6.2 beschrieben, wird die Abklingzeit τ_L für mehrere Leitungslängen L gemessen. Dabei wird Gleichung (6.27) an die gemessenen Datenpunkte angepasst, wobei γ_2 als Anpassungsparameter dient. Analog zur Bestimmung der externen Güte des Einkopplers Q_e kann die externe Güte des Pickups mit $Q_t = f_0/\gamma_2$ berechnet werden.

Abbildung 6.14 zeigt die so an Kavität CH0 gemessenen Abklingzeiten in Abhängigkeit von der Leitungslänge L in blau. Die zugehörige Fitkurve ist in Schwarz dargestellt. Die so bestimmte externe Güte des Auskopplers beträgt $Q_t = f_0/\gamma_2 = 2.5 \cdot 10^{10} \pm 7 \cdot 10^8$. Im Jahr 2015 wurde nach Auslieferung von CH0 eine transmittierte Güte von $Q_t = 2.3 \cdot 10^{10} \pm 4 \cdot 10^9$ gemessen [56]. Ähnlich wie bei der unbelasteten Güte, befindet sich auch der Wert der externen Güte des

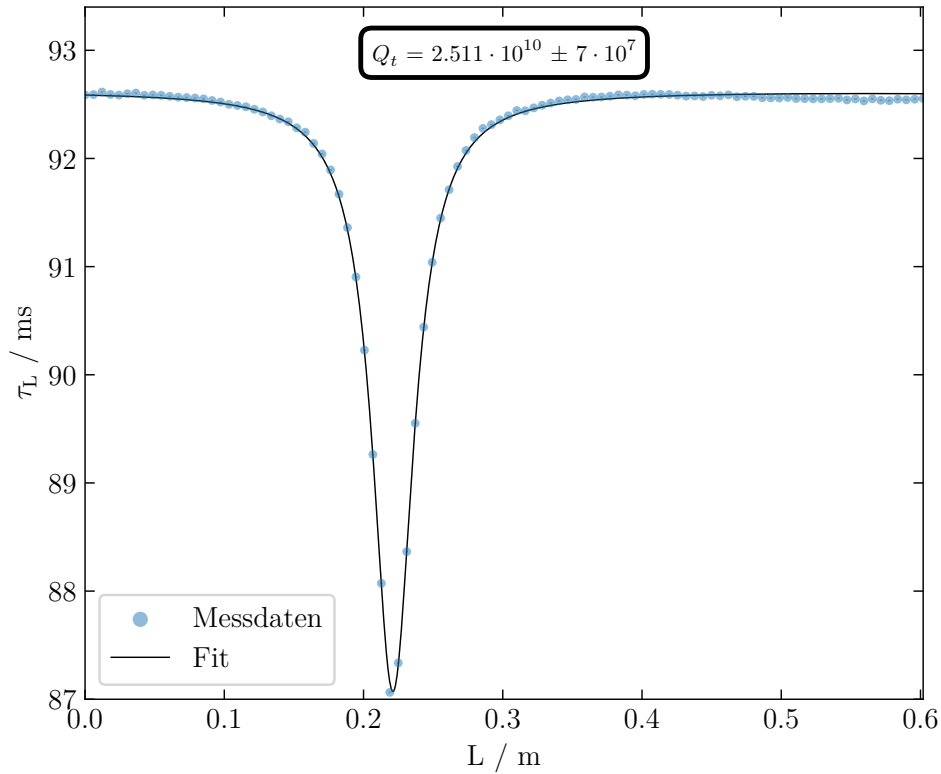


Abbildung 6.14: Anpassung von Gleichung (6.27) an Messdaten zur Ermittlung der externen Güte Q_t des Auskopplers; in dieser Darstellung sind die Fehlerbalken der Messdaten zu klein, um sichtbar dargestellt zu werden.

Auskopplers im Fehlerintervall des mit der konventionellen Methode ermittelten Messwerts.

Die externe Güte der Pickupsonde wird bei einer konventionellen HF-Messung mithilfe der Leistungsbilanz bestimmt, und durch

$$Q_t = Q_0 \frac{P_f - P_r - P_t}{P_t} \quad (6.28)$$

berechnet. Dabei wird die unbelastete Güte Q_0 zunächst bei niedrigem Feldpegel ermittelt. Die Messungenauigkeit wird daher sowohl durch den Fehler der Gütemessung, als auch den Fehler der Leistungsmessung (Gleichung (3.33)) bestimmt. Im Gegensatz dazu fließen bei der oben beschriebenen Messmethode lediglich Fehler aus den Zeitmessungen ein, wodurch der Gesamtfehler von Q_t erheblich reduziert wird. Um die Messgenauigkeit weiter zu erhöhen, kann insbesondere bei hohen Kopplungsfaktoren des Einkopplers die Partialbreite γ_1^* durch

den Einsatz eines zweiten MR in der Resonatorzuleitung minimiert werden. Somit kann, die externe Güte des Auskopplers auch an Resonatoren gemessen werden, bei denen bereits ein Leistungskoppler installiert ist.

6.3 Gütemessung bei hohen Beschleunigungsgradienten

Wie beim konventionellen Gütemessverfahren kann eine Gütemessung mittels Impedanztransformation bei hohen Feldgradienten nur mithilfe von Leistungsmessungen durchgeführt werden, da eine Abklingzeitbestimmung für hohe Feldpegel nicht möglich ist (siehe Unterabschnitt 3.1.4).

Wenn im Resonator ausschließlich lineare Verluste auftreten, folgt aus Gleichung (6.22), dass die Pegel der Vorwärtsleistung P_f und der transmittierten Leistung P_t bei beliebigen Leitungslängen L in einem festen Verhältnis stehen:

$$\rho_0 := \frac{P_f^{\text{low}}}{P_f^{\text{high}}} = \frac{P_t^{\text{low}}}{P_t^{\text{high}}}. \quad (6.29)$$

Für hohe Feldpegel treten nichtlineare Verluste auf, die zu einer Verringerung der Güte Q_0 (erhöhte Halbwertsbreite γ_0) führen. Dadurch verändert sich ebenfalls das Verhältnis der transmittierten Leistungen

$$\rho := \frac{P_t^{\text{low}}}{P_t^{\text{high}}}, \quad (6.30)$$

während das Verhältnis der Vorwärtsleistungen konstant bleibt. Setzt man Gleichung (6.22) in Gleichung (6.30) ein, ergibt sich:

$$\frac{\gamma_0^{\text{high}} + \gamma_1^*}{\gamma_0^{\text{low}} + \gamma_1^*} \sqrt{\rho_0} = \sqrt{\rho}, \quad (6.31)$$

wobei γ_1^* die von der Leitungslänge abhängige transformierte Partialbreite (siehe Gleichung (6.14)) darstellt. Gleichung (6.31) nach γ_0^{high} aufgelöst ergibt:

$$\gamma_0^{\text{high}} = \gamma_0^{\text{low}} \frac{\sqrt{\rho}}{\sqrt{\rho_0}} + \gamma_1^* \frac{\sqrt{\rho} - \sqrt{\rho_0}}{\sqrt{\rho_0}}, \quad (6.32)$$

womit die Resonatorgüte $Q_0^{\text{high}} = f_0/\gamma_0^{\text{high}}$ berechnet werden kann. Der Beschleunigungsgradient E_a beim jeweiligen Leistungspegel P_t^{high} ist durch

$$E_a(L) = \sqrt{Q_t P_t^{\text{high}} (R/Q) / \mathcal{L}_{\text{ges}}} \quad (6.33)$$

gegeben. Dabei wird die effektive Resonatorlänge \mathcal{L}_{ges} und der R/Q-Wert des Resonators eingesetzt.

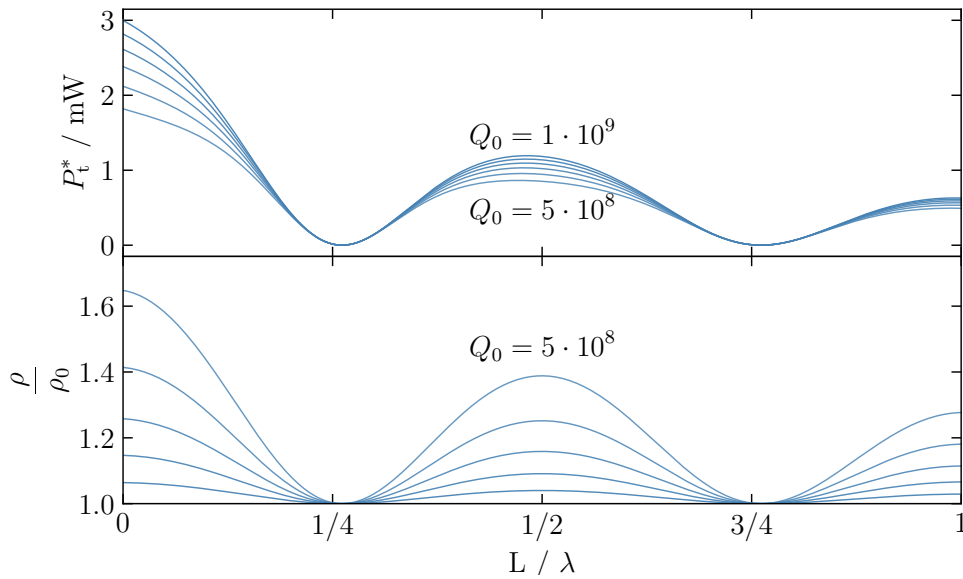


Abbildung 6.15: Transmittierte Leistung P_t^* gemäß Gleichung (6.22) (oben), sowie das Verhältnis $\rho = P_t^{\text{low}}/P_t^{\text{high}}$ (unten) jeweils in Abhängigkeit von der Leitungslänge L ; die einzelnen Kurven repräsentieren diese Größen bei sechs unterschiedlichen Güten Q_0 zwischen $5 \cdot 10^8$ und $1 \cdot 10^9$, im Abstand von $1 \cdot 10^8$. Im vorliegenden Beispiel hat der Reflexionsfaktor des Reflektors einen Wert von 0.99 und die externe Güte Q_e beträgt $2 \cdot 10^6$.

Abbildung 6.15 zeigt die transmittierte Leistung P_t^* (oben) sowie das Verhältnis der transmittierten Leistungen bei hohen und niedrigen Pegeln ρ (unten), jeweils in Abhängigkeit von der Leitungslänge L . Die einzelnen Linien repräsentieren diese beiden Größen für unterschiedliche unbelastete Güten Q_0 . Dabei wird ein Güteabfall in Schritten von $1 \cdot 10^8$ von anfangs $Q_0 = 1 \cdot 10^9$ auf $Q_0 = 5 \cdot 10^8$ dargestellt. Die externe Güte Q_e der angenommenen Kavität hat einen Wert von $2 \cdot 10^6$ und der Reflexionsfaktor des MR beträgt $\Gamma = 0.99$.

Es ist ersichtlich, dass eine ausreichend genaue Messung der Güte nicht für jede Leitungslänge L realisierbar ist. Bei einer Leitungslänge, für die ein Kopplungsminimum erreicht wird (siehe Gleichung (6.16)), ist der absolute Leistungspegel P_t^* und das Verhältnis $\rho = P_t^{\text{low}}/P_t^{\text{high}}$ maximal. Daher können die verschiedenen Gütefaktoren Q_0 , hier am besten unterschieden werden. Im Gegensatz dazu wird die Variation des Leistungspegels für eine abfallende Güte am Kopplungsmaximum (Gleichung (6.15)) minimal und ist in der Praxis vom Messrauschen überdeckt.

Darüber hinaus ist zu beobachten, dass sowohl der Pegel der übertragenen Leistung P_t^* als auch seine Variation bei abnehmender Güte Q_0 mit steigender Leitungslänge abnehmen. Als Folge von Leitungsverlusten zeigt jedes aufein-

anderfolgende Leistungsmaximum im Vergleich zum vorherigen bei den angenommenen Parametern etwa den halben Pegel. Idealerweise wird der MR im ersten Leistungsmaximum positioniert, da dort die transmittierte Leistung und die Messempfindlichkeit ein Maximum erreichen. Allerdings ist dies in der Regel nicht umsetzbar, da die Resonatorzuleitung in den Kryostaten hineingeführt werden muss (beispielsweise via Leistungskoppler) und der MR eine Mindestleitungslänge aufweist.

Die transmittierte Leistung für das k -te Leistungsmaximum kann berechnet werden, indem Gleichung (6.18) in Gleichung (6.22) eingesetzt wird:

$$P_{t,k} = \frac{4\gamma_1\gamma_2 \frac{1-\Gamma^2}{(1+\Gamma e^{-2\chi})^2}}{(\gamma_0 + \gamma_1 \frac{(1-\Gamma e^{-2\chi})}{(1+\Gamma e^{-2\chi})})^2} e^{-2\chi} P_f. \quad (6.34)$$

Hierbei entspricht $\chi = L_k^{\max} \alpha$ der Dämpfung der Leitung für das k -te Leistungsmaximum. Das Verhältnis $\rho = P_{t,k}^{\text{low}}/P_{t,k}^{\text{high}}$ ergibt sich dann zu

$$\rho = \rho_0 \left(1 + \frac{\xi}{\gamma_0 + \gamma_1 \frac{1-\Gamma e^{-2\chi}}{1+\Gamma e^{-2\chi}}} \right)^2, \quad (6.35)$$

wobei ξ eine durch nichtlineare Verluste verursachte Erhöhung der unbelasteten Partialbreite γ_0 darstellt⁴.

Die Messempfindlichkeit hängt, ähnlich wie bei Messungen mit niedrigem Feldgradienten (siehe Abschnitt 6.2), vom Produkt aus Reflexionsfaktor und Dämpfungsterm $\Gamma e^{-2\chi}$ ab. Im Grenzfall für $\Gamma e^{-2\chi} \rightarrow 1$ wird eine maximale Messempfindlichkeit erreicht, wodurch das Verhältnis der transmittierten Leistungen zu

$$\rho_{\max} = \rho_0 \left(1 + \frac{\xi}{\gamma_0} \right)^2 \quad (6.36)$$

wird.

In Ergänzung zur in Abschnitt 6.2 beschriebenen Vorgehensweise ermöglicht die in diesem Abschnitt vorgestellte Methode, mit derselben Messanordnung (Abbildung 6.9), die Güte einer Kavität sowohl bei niedrigen als auch bei hohen Feldern zu bestimmen. Dadurch wird die Erstellung einer „Q-gegen-E-Kurve“ auch für hohe Kopplungsfaktoren β mittels HF-Messung ermöglicht. Es ist zu beachten, dass die Spannung auf der Leitung zwischen MR und Resonator transformiert wird. Die resultierende Spannung kann dann erheblich höher als die vom HF-Generator erzeugte Spannung sein. Daher ist es unerlässlich sicherzustellen, dass insbesondere alle HF-Komponenten, welche Teil des MR oder der Leitung zum Resonator sind, eine ausreichend hohe Spannungsfestigkeit aufweisen. Im Rahmen dieser Arbeit konnte die Durchführbarkeit der Methode mangels passend ausgestatteter Resonatoren noch nicht überprüft werden. Ein erster Test ist bei der anstehenden Inbetriebnahme des CM1 geplant.

⁴Die unbelastete Güte ist dann durch $Q_0^{\text{high}} = f_0/(\gamma_0+\xi)$ definiert.

6.4 Betrachtung der Messunsicherheit

6.4.1 Messung bei niedrigen Feldern

Die Genauigkeit, mit der die unbelastete Güte Q_0 durch Impedanzanpassung bestimmt werden kann, hängt maßgeblich von der Anzahl der gemessenen (L, τ_L) -Paare, sowie der Messunsicherheit bei der Bestimmung dieser Größen ab.

An einem vertikalen Resonator-Teststand im Fermilab konnte die Abklingzeit der gespeicherten Energie einer Kavität τ_L , mit einer Genauigkeit von etwa 3% bestimmt werden [124]⁵. Melnychuk beschreibt in der Analyse der Ergebnisse, dass die Gesamtunsicherheit der Abklingzeit sich aus mehreren Beiträgen zusammensetzt. Ein wesentlicher Faktor sind Messunsicherheiten, die durch Verwendung eines Leistungssensors entstehen, welcher die Messdaten des Leistungsabfalls erfasst. In diesem Zusammenhang können drei verschiedene Arten von Fehlern auftreten: Nichtlinearität des Sensors, konstante Messabweichungen und Messrauschen. Die ersten beiden sind systematische Messunsicherheiten, während es sich beim Messrauschen um eine statistische Fehlerquelle handelt. Zusätzlich beeinflusst die statistische Unsicherheit der linearen Anpassung zur Erfassung der Abklingzeit die Gesamtunsicherheit. Eine weitere potenzielle, systematische Fehlerquelle stellt die Pegelabhängigkeit der Güte bzw. der Abklingzeit dar.

Nichtlinearität und konstante Abweichungen in den Sensormesswerten, sowie die Pegelabhängigkeit der Güte, können dazu führen, dass das gemessene Abklingverhalten der in einem Resonator gespeicherten Energie nicht mehr ausschließlich durch eine exponentielle Funktion dargestellt werden kann. Bei den in dieser Arbeit präsentierten Messungen wurde der Leistungssensor NRP8S der Firma Rhode und Schwarz verwendet, der typischerweise eine Nullpunktverschiebung von 28 pW aufweist [126]. Da die Pegel der Pickupsignale der HELIAC-Kavitäten meist oberhalb von 10 μ W liegen, können konstante Messabweichungen als vernachlässigbar angesehen werden. Darüber hinaus wurden die Messungen der Abklingzeit ausschließlich bei niedrigen Beschleunigungsfeldern durchgeführt, um Messfehler aufgrund einer pegelabhängigen Abklingzeit zu minimieren. In Abbildung 6.16 (oben) wird exemplarisch die gemessene transmittierte Leistung P_t (in Blau) und die exponenzierte Anpassungsfunktion $\exp(-t/\tau_{L,\text{fit}} + c_{\text{fit}})$ (in Schwarz) gezeigt. Die untere Grafik zeigt die Residuen. Diese Abweichungen sind stochastisch in einem Band von etwa ± 20 nW um die Messwerte verteilt. Dies zeigt, dass Effekte, die Abweichungen vom exponentiellen Verlauf herbeiführen, keine Rolle spielen. Die beobachteten Abweichungen können in guter Näherung ausschließlich auf das Rauschverhalten des Sensors zurückgeführt werden.

Im Rahmen der in Unterabschnitt 6.2.3 dargestellten Messung wurde die abklingende transmittierte Leistung mit einer Abtastrate von 2 kHz erfasst. Da-

⁵Dieser Wert wurde als Grundlage für die Monte-Carlo-Simulation in Abschnitt 6.2.1 genutzt.

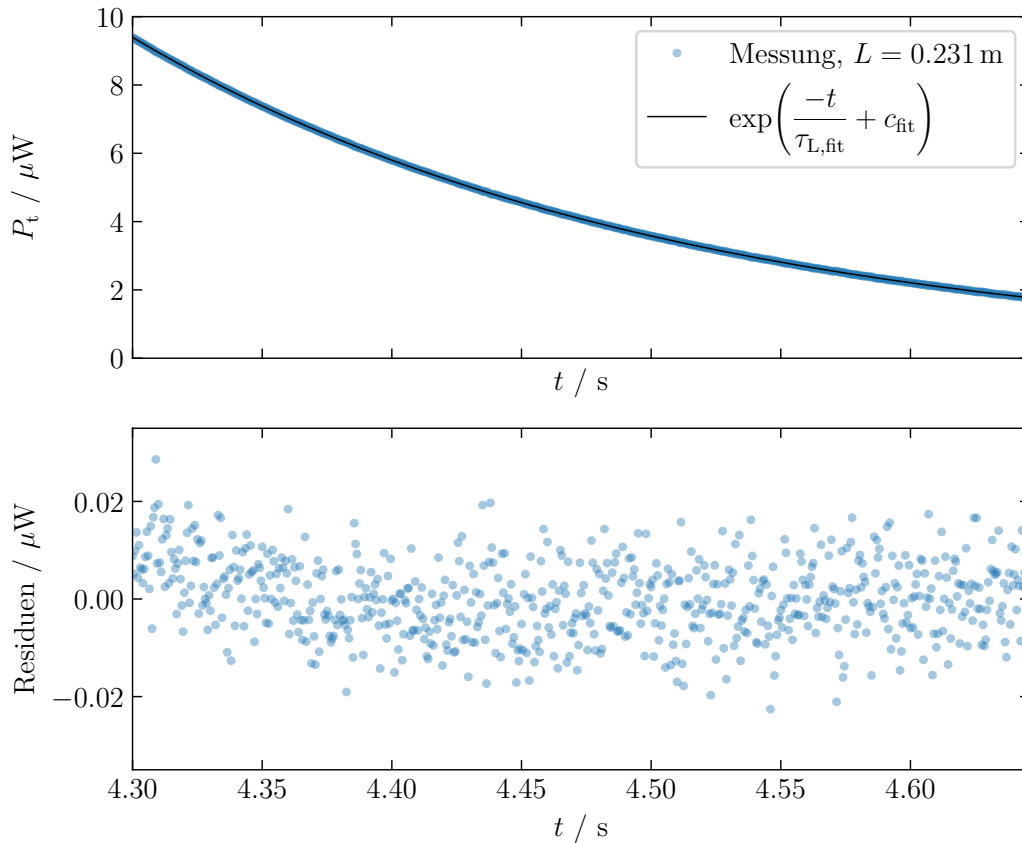


Abbildung 6.16: Oben: Messung (blau) der abfallenden Flanke des Pulses (siehe Abbildung 6.10), sowie die exponenzierte Anpassungsfunktion $\exp(-t/\tau_{L,\text{fit}} + c_{\text{fit}})$ (schwarz); unten: Residuen.

durch standen mehrere hundert Datenpunkte zur Anpassung an die abfallende Flanke zur Verfügung. Im Vergleich dazu wurden in der Arbeit von Melnychuk [124] lediglich zehn Datenpunkte für die Anpassung herangezogen. Durch diese Erhöhung der Datenmenge konnte die Messunsicherheit der Abklingzeit, die durch Sensorrauschen und statistische Anpassungsfehler entstehen, signifikant reduziert werden. Infolgedessen wurde für die im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführten Messungen der Abklingzeit eine sehr geringe Messunsicherheit von $\Delta\tau = 0.5\text{‰}$ erreicht.

Zur Beurteilung der Messunsicherheiten der Leitungslänge L sei zunächst die Modulation der Kopplungsbreite betrachtet, die gemäß Gleichung (6.14) periodisch mit der einer halben Wellenlänge erfolgt. Daher ist lediglich die relative Änderung der Leitungslänge und nicht die absolute Leitungslänge L relevant⁶. Messung und Kontrolle der Längenänderung der Teleskopleitung sind deutlich

⁶Die Mindestlänge L_0 der Leitung tritt in Gleichung (6.14) als Dämpfungsfaktor in der Form $e^{-2\alpha L_0}$ auf

einfacher zu realisieren als eine absolute Längenmessung. In den durchgeführten Messungen wurde ein Linearantrieb [127] eingesetzt, der zur Variation der Länge der Teleskopleitung diente. Dieser Antrieb ermöglichte eine Leitungslängenänderung mit einer Genauigkeit von $\Delta L = \pm 0.1$ mm.

Auf diesen Grundlagen wurde für die in Unterabschnitt 6.2.3 diskutierten Messung eine Messunsicherheit der Güte ΔQ_0 von ca. 0.055 % erreicht. Dieser Wert liegt deutlich unter der mithilfe der Monte-Carlo-Simulation prognostizierten Unsicherheit von ca. 2 % (siehe Unterabschnitt 6.2.1).

Bei Wiederholung der Monte-Carlo-Simulation mit den genannten Unsicherheiten ΔL und $\Delta\tau_L$ und den Parametern der durchgeführten Messung, wird eine Messunsicherheit der Gütebestimmung von ca. 0.052 % prognostiziert, wie in Abbildung 6.17 dargestellt. Dieser Wert stimmt in guter Näherung mit der gemessenen Unsicherheit (roter Stern) überein. Unter den genannten Voraussetzungen steigt die durch die Simulation ermittelte Messunsicherheit mit wachsendem Kopplungsfaktor deutlich langsamer an (vergleiche Abbildung 6.5). Messungen der Güte sind demnach bis zu einem Kopplungsfaktor von $\beta = 1000$ mit hoher Präzision durchführbar. Dies gilt insbesondere für das weitere untersuchte Szenario ($\Gamma e^{-2\alpha} = 0.966$), in dem ein Leistungskoppler (Leitung mit geringer Dämpfung) und ein Reflektor mit sehr hohem Reflexionsfaktor (siehe Anhang A.8) zum Einsatz kommen. In diesem Fall prognostiziert die Simulation für $\beta = 1000$ eine Messunsicherheit von etwa $\Delta Q_0 = 1.2$ %.

Wie zuvor ausgeführt, wurde für die Durchführung der Simulation eine konstante Messunsicherheit der Abklingzeit $\Delta\tau_L$ vorausgesetzt. Mit zunehmendem Kopplungsfaktor β verringert sich allerdings die Abklingzeit, was bei konstanter Abtastrate des Sensors zu einer geringeren Anzahl an Datenpunkten zur Ermittlung der Anpassung der Abklingzeit führt. Die geringere Anzahl an Datenpunkten führt zu einer größeren statistischen Unsicherheit der Abklingzeit $\Delta\tau_L$. Um die gleiche Qualität der Messdaten sicherzustellen, müsste daher beispielsweise für Messungen an der Kavität CH0 mit einem Kopplungsfaktor von $\beta = 1000$ im Vergleich zu $\beta = 8$ die Abtastrate um den Faktor 100 erhöht werden. Der oben beschriebene Leistungssensor verfügt über eine maximale Abtastrate von 2 MHz und einen Pufferspeicher von 8192 Punkten. Es ist daher grundsätzlich möglich, diese erhöhten Anforderungen ohne Modifikationen am Messaufbau zu erfüllen. Die Annahme einer konstanten Messunsicherheit der Abklingzeit für alle Kopplungsfaktoren ist daher gerechtfertigt.

Bei der Angabe der Messunsicherheit wurden keine systematischen Fehler berücksichtigt. Zu den systematischen Fehlerquellen zählen:

- Zusätzliche Reflexionen von HF-Leistung entlang der Zuleitung, verursacht durch Fehlanpassungen, die die Abklingzeit der Kavität beeinflussen.
- In dem für die Messungen verwendeten Modell wird ein idealer Reflektor ohne ohmsche Verluste angenommen. Abhängig von der Leitungslänge variiert jedoch der durch den Reflektor fließende Strom, was zu variablen

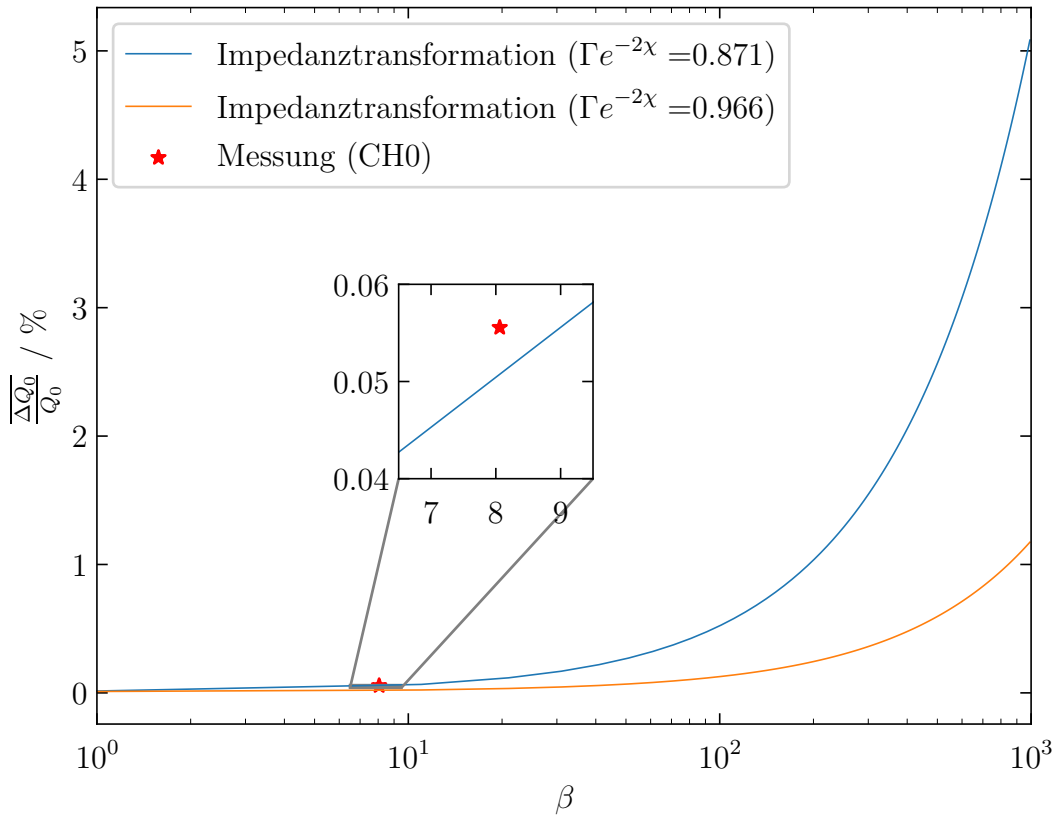


Abbildung 6.17: Prognostizierte Messunsicherheit bei der Bestimmung der unbelasteten Güte Q_0 als Funktion des Kopplungsfaktors β , abgeleitet aus einer erneuten Monte-Carlo-Simulation (vergleiche Abbildung 6.5); für diese Simulation wurden die in den Messungen erreichten Unsicherheiten der Abklingzeit $\Delta\tau_L = 0.5\%$ als Grundlage verwendet. Der rote Stern symbolisiert die Messunsicherheit der durchgeführten Messung (siehe Unterabschnitt 6.2.3).

Verlusten führen kann. Dieser Effekt wird durch das Modell nicht abgebildet.

- Obwohl bei den Messungen ein **PhaseLocked Loop** (PLL) zum Einsatz kommt, der die Frequenz des vom Generator emittierten Signals mittels Phasenmessung an die aktuelle Resonanzfrequenz der Kavität anpasst (siehe [70] für Details), können nicht reproduzierbare, variable Differenzen zwischen Generator- und Resonanzfrequenz auftreten. Dies kann die Phase des von der Kavität reflektierten Signals beeinflussen (siehe Abbildung 3.4b), sodass die resultierende Partialbreite γ_1^* und somit auch die gemessene Abklingzeit τ_L^* beeinflusst wird.

- Bei Variation der Leitungslänge und somit der externen Güte kann bei konstanter Vorwärtsleistung ein Feldpegel erreicht werden, der nicht-lineare Verluste verursacht. Wie bereits beschrieben, beeinflusst dies die Güte und die Abklingzeit.

Aufgrund der großen Anzahl der Einzelmessungen und der damit einhergehenden geringen statistischen Unsicherheit überwiegen bei der Gesamtmessunsicherheit die systematischen Fehler, deren Ermittlung jedoch schwer möglich ist. Als stärkster Einfluss auf die Messunsicherheiten gehen Fehlanpassungen der HF-Leitung ein. Dieser Effekt stellt auch bei konventionellen Messungen ein Problem dar (siehe [70, 122, 123]). Dies macht den Einsatz von Hochfrequenz-Komponenten mit bestmöglicher Anpassung unerlässlich. Weiterhin ist darauf zu achten, die Anzahl der Leitungs-Verbindungsunkte so gering wie möglich zu halten.

6.4.2 Messung bei hohen Feldern

Die Messunsicherheiten der vorliegenden Methode für hohe Beschleunigungsgradienten, bei denen Leistungsmessungen durchgeführt werden müssen, lassen sich durch Berechnung der Fehlerfortpflanzung bestimmen:

$$\Delta\gamma_0^{\text{high}} = \left[\frac{\rho}{\rho_0} (\Delta\gamma_0^{\text{low}})^2 + \left(\frac{\sqrt{\rho} - \sqrt{\rho_0}}{\sqrt{\rho_0}} \right)^2 (\Delta\gamma_1^*)^2 + \left(\frac{\gamma_0^{\text{low}} + \gamma_1^*}{2\sqrt{\rho_0}\sqrt{\rho}} \right)^2 \Delta\rho^2 + \left(\frac{\gamma_1^*}{2\sqrt{\rho_0}} + \frac{(\sqrt{\rho} - \sqrt{\rho_0})\gamma_1^* + \sqrt{\rho}\gamma_0^{\text{low}}}{2\rho_0^{3/2}} \right)^2 \Delta\rho_0^2 \right]^{1/2} \quad (6.37)$$

mit den Messunsicherheiten der Leistungsverhältnisse ρ_0 und ρ :

$$\Delta\rho = \sqrt{\left(\frac{1}{P^{\text{high}}} \Delta P^{\text{low}} \right)^2 + \left(\frac{P^{\text{low}}}{(P^{\text{high}})^2} \Delta P^{\text{high}} \right)^2}. \quad (6.38)$$

In ähnlicher Weise wie bei der konventionellen Messmethode ist die Messunsicherheit $\Delta\gamma_0$ von der Kopplung abhängig. In Gleichung (6.37) geht jedoch anstelle der initialen Kopplungspartialbreite γ_1 die durch Impedanzanpassung variable Partialbreite γ_1^* ein. Daher sollte die Güte Q_0 durch geeignete Wahl der Leitungslänge im Minimum von γ_1^* gemessen werden.

Im Beispiel (Abbildung 6.18) nimmt die Güte des Resonators von $Q_0 = 10^9$ auf $5 \cdot 10^8$ ab. Die mittels Gleichung (6.37) errechnete Messunsicherheit ist in Abhängigkeit vom Kopplungsfaktor β dargestellt, genauso wie die Messunsicherheiten der konventionellen Messmethode, die durch Berechnung der Leistungsbilanz bestimmt werden. Dabei wird eine Messunsicherheit der Leistungssensoren von $\Delta P = 5\%$ angenommen. Die Messunsicherheiten der Güte ΔQ_0 bzw. $\Delta\gamma_0$ wurden aus der zuvor beschriebenen Monte-Carlo-Simulation entnommen (siehe Abbildung 6.17). Ähnlich wie bei den Messungen mit niedrigen Feldern lässt sich feststellen, dass die Messunsicherheit bei der Messung mit Impedanztransformation für steigende Kopplungsfaktoren β signifikant langsamer zunimmt als bei einer konventionellen Messung. Durch die Anwendung hoher Reflexionsfaktoren Γ und niedriger Leitungsdämpfungen χ lässt sich diese Zunahme weiter verlangsamen. Im Beispiel (orange Kurve) wird ein Reflektor mit $\Gamma = 0.99$ verwendet (vergleiche Unterabschnitt 6.2.1 bzw. Abbildung 6.5 und 6.17), kann bei einem Kopplungsfaktor von $\beta = 1000$ mit einer Messunsicherheit von ca. 15% gerechnet werden.

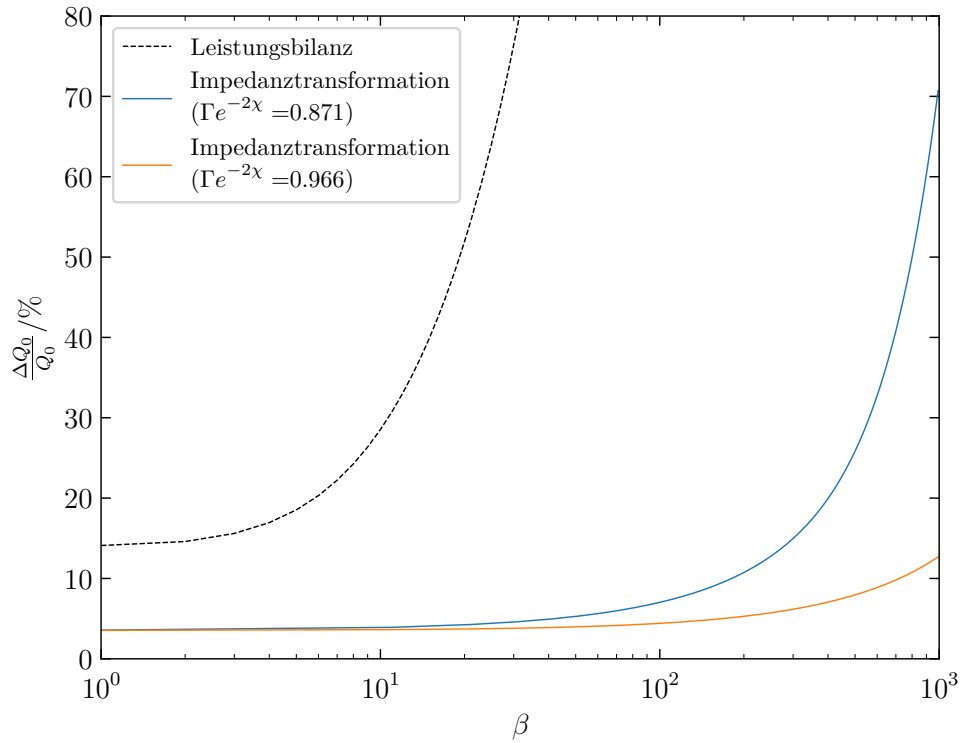


Abbildung 6.18: Berechnete Messunsicherheiten für eine Gütemessung bei hohen Beschleunigungsgradienten durch Impedanzanpassung gemäß Gleichung (6.37) in Abhängigkeit vom Kopplungsfaktor β ; angenommen wird eine Kavität, deren Güte bei niedrigem Feld bei $Q_0 = 10^9$ liegt und für ein hohes Beschleunigungsfeld auf $5 \cdot 10^8$ absinkt. Zum Vergleich sind ebenfalls die Messunsicherheiten der konventionellen HF-Messung (Leistungsbilanzbestimmung) abgebildet.

7 Zusammenfassung und Ausblick

An der GSI und am HIM wird derzeit der HELIAC entwickelt, ein supraleitender Dauerstrich-Linearbeschleuniger für schwere Ionen mit einem Masse-zu-Ladungsverhältnis von bis zu $A/q = 6$. Der Aufbau dieses Beschleunigers ist essenziell, um die SHE-Forschung der GSI nach dem Upgrade des UNILAC zum FAIR-Injektor aufrechtzuerhalten und weiter zu intensivieren. Im Rahmen des Advanced-Demonstrator-Projekts wird zurzeit ein erster Beschleunigerabschnitt aufgebaut, welcher ein Kryomodul umfasst. Dieses enthält vier neuartige CH-Kavitäten und zwei supraleitende Solenoide und soll einem Test mit Schwerionenstrahl unterzogen werden.

Für einen stabilen Strahlbetrieb ist es notwendig, die Beschleunigerkavitäten stark an die HF-Zuleitung zu koppeln. Dies führt jedoch zu einer erheblichen Zunahme des Leistungsbedarfs der Kavitäten im Vergleich zum Testbetrieb mit niedriger Kopplung. Die HF-Verstärker des HELIAC werden daher mit einer Ausgangsleistung von bis zu 3 kW betrieben. Zusätzlich tritt ein hohes Stehwellenverhältnis auf. Dementsprechend muss die HF-Zuleitung diesen speziellen Anforderungen gerecht werden, was insbesondere für den verwendeten Leistungskoppler eine Herausforderung darstellt. Der Leistungskoppler stellt die HF-Zuführung von der Kryostataußenwand bis zur Kavität sicher. Neben einer ausreichenden Spannungsfestigkeit und einer optimalen HF-Anpassung, ist auch eine minimale Wärmeübertragung in den Kryostaten von besonderer Wichtigkeit.

Im Rahmen der vorliegenden Dissertation wurde ein Leistungskoppler für die CH-Kavitäten des HELIACs entwickelt. Der neu entwickelte Leistungskoppler verfügt über einen modularen Aufbau mit zwei HF-Fenstern, welche die Sicherheit für die Resonatoren vor Kontamination erhöhen und eine einfache Integration in den Kryostaten ermöglichen. Mithilfe der gewählten Balganordnung lässt sich der Kopplungsfaktor der Kavität über einen weiten Bereich anpassen, wodurch sowohl Strahl- als auch Testbetrieb der Kavitäten mit demselben Leistungskoppler gewährleistet wird. Zudem erleichtert der modulare Aufbau die Montage und Reinigung des Leistungskopplers und erlaubt den Austausch einzelner Bauteile im Falle einer Fehlfunktion.

Der Leistungskoppler wurde geometrisch so ausgelegt, dass eine maximale Transmission bzw. minimale Reflexion der HF-Leistung erzielt wird. Die Reflexion hängt zwar von der Ausdehnung der Balgeinheit ab, die Geometrie konnte jedoch so optimiert werden, dass eine Anpassung von $S_{11} < -40$ dB für alle Bal-

gausdehnungen gewährleistet ist. Um einen effizienten Betrieb der Kavitäten mit Strahl zu ermöglichen und den Balgbereich optimal auszunutzen, wurde zudem die Länge der Kopplerantenne für jeden Resonator individuell angepasst.

Dank dünnwandiger Bauteile und der überwiegenden Verwendung von Materialien mit geringem Wärmeleitwert konnte der statische Wärmeeintrag des Leistungskopplers minimiert werden. Der Wellbalg des Kopplers, welcher die Variation des Kopplungsfaktors ermöglicht, erhielt zur Reduktion des dynamischen Wärmeeintrags und zur Erhöhung der technischen Sicherheit eine 100 μm Kupferbeschichtung. Der bei Resonanzfrequenz berechnete dynamische Wärmeeintrag in die Kavität beträgt, je nach Resonatortyp, zwischen 0.4 W und 1.4 W. Durch das Heliumschild werden Wärmeeinträge zwischen 0.7 W und 4.3 W kompensiert. Mit 1.3 W in die Kavität und 3.4 W in das Heliumschild bleibt der berechnete statische Wärmeeintrag trotzdem auf niedrigem Niveau.

Die Eignung des Leistungskopplerdesigns zum Einsatz am HELIAC konnte durch umfangreiche Tests bestätigt werden. Für Raumtemperaturtests wurde ein dedizierter Kopplerteststand entwickelt, mit dem Langzeittests über einen Zeitraum von mehreren Wochen durchgeführt wurden. Die ermittelte Temperatur an verschiedenen Messpunkten des Leistungskopplers wurde verwendet, um die Simulationsrechnungen für die weitere Optimierung des Designs zu verfeinern. Zur Unterdrückung von Multipactingeffekten, kam eine Bias-T-Anordnung zum Einsatz, die es ermöglicht, den Innenleiter des Kopplers auf ein Spannungspotential von bis zu $\pm 600\text{ V}$ anzuheben. Dadurch konnte das Auftreten von Multipacting während der Tests vollständig unterdrückt werden. Die Integration des Leistungskopplers in das Kryomodul CM1, das zu diesem Zeitpunkt mit Dummy-Kavitäten ausgestattet war, ermöglichte die Bestimmung des Temperaturprofils des Kopplers, was zur Verbesserung der Simulationsberechnungen beitrug. Der durch den Koppler in der Kavität induzierte statische Wärmeeintrag, lag bei diesem Test unter der Ablesegenauigkeit des Messgeräts von 2.6 W.

Die Erstinbetriebnahme des Kryomoduls CM1 ist für Ende 2023 geplant und schließt das Advanced-Demonstrator-Projekt ab. Bei diesem Test werden vier der im Rahmen dieser Dissertation entwickelten Leistungskoppler eingesetzt. Ein erfolgreicher Einsatz im Strahlbetrieb würde den Weg für eine Serienproduktion der Kopplerkomponenten ebnen, wobei insgesamt 16 Leistungskoppler sowie Ersatzexemplare für den gesamten Beschleuniger hergestellt werden sollen.

Neben Design und Test des Leistungskopplers wurde in der vorliegenden Dissertation auf Basis der Breit-Wigner-Funktion die Impedanztransformation im Resonator-Koppler-System mithilfe eines MR beschrieben (siehe Abschnitt 6.1). Aufbauend auf diesen Erkenntnissen wurde eine Methode zur Gütemessung eines supraleitenden Resonators entwickelt. Die in Unterabschnitt 6.2.1 beschriebene Methode ermöglicht die Gütebestimmung bei niedrigen Beschleunigungsgradienten, ohne dass dazu eine Leistungsmessung erforderlich ist. Diese Methode basiert stattdessen auf Zeit- und relativen Längenmessungen, welche grundsätzlich genauer als Leistungspegelmessungen sind. Die Messgenauigkeit wird durch die hohe Zahl unabhängiger Einzelmessungen zusätzlich signifikant erhöht, wodurch

die Bestimmung des Gütefaktors auch bei hohen Kopplungsfaktoren ($\beta \gg 10$) ermöglicht wird, was mit einer konventionellen HF-Messung nicht realisierbar ist. Darüber hinaus ermöglicht die vorgestellte Methode eine direkte Messung der externen Güte des Auskopplers Q_t . Üblicherweise wird diese indirekt mithilfe von stark fehlerbehafteten Messgrößen bestimmt.

Bei der Durchführung der Einzelmessungen sollte die Leitungslänge mit möglichst hoher Wiederholgenauigkeit variiert werden. Daher wurde eine vollautomatisierte Messanordnung inklusive passender Steuerungssoftware entwickelt, der die automatisierte Sammlung großer Mengen an Messdaten mit geringer Messunsicherheit in kurzer Zeit ermöglicht. Die entwickelte Software wertet anschließend diese Daten aus und berechnet die Güte Q_0 bzw. Q_t .

Die in Abschnitt 6.3 beschriebene Vorgehensweise ermöglicht zusätzlich die Messung der Güte eines supraleitenden Resonators bei hohen Feldgradienten (und hohen Kopplungen). Dazu muss vorab die unbelastete Güte Q_0 , gemäß Abschnitt 6.2 bestimmt werden. Da die Abklingzeit für hohe Gradienten vom Pegel abhängt, kommen hier im Unterschied zur Methode bei niedrigen Feldgradienten Leistungspegelmessungen zum Einsatz. Vor der Durchführung einer Leistungsmessung wird die Impedanz so angepasst, dass ein Minimum der Kopplung erreicht wird. Durch Vergleich der Quotienten aus den Vorwärtsleistungen $P_f^{\text{low}}/P_f^{\text{high}}$ und transmittierten Leistungen $P_t^{\text{low}}/P_t^{\text{high}}$ bei niedrigem und hohem Feldpegel kann die Güte bestimmt werden.

Die Durchführbarkeit der vorgeschlagenen Methode konnte in ersten Tests erfolgreich demonstriert werden. Dabei wurden die unbelastete Güte Q_0 und die externe Güte des Auskopplers der Kavität CH0 mit einer Kopplung von $\beta \approx 8$ gemessen. Die mittels Impedanztransformation bestimmten Güten Q_0 und Q_t (siehe Unterabschnitte 6.2.3 und 6.2.4) stimmten im Rahmen der Fehlertoleranz mit den Ergebnissen der konventionellen Messungen überein. Die statistischen Messunsicherheiten lagen für beide Messungen im Subprozentbereich (0.055 % für Q_0 und 0.4 % für Q_t).

Wie die Untersuchungen zeigen, ist die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Methode dazu geeignet, die unbelastete Güte Q_0 aller Resonatoren des Advanced-Demonstrator (siehe Tabelle 4.7) im Kryomodul mit Leistungskoppler (bei hohem Kopplungsfaktor) zu bestimmen. Im Rahmen der Inbetriebnahme des Advanced-Demonstrators ist geplant, eine Q-gegen-E-Kurve aller Resonatoren aufzunehmen, um die Anwendbarkeit der Messmethode bei hohen Kopplungsfaktoren und Gradienten zu bestätigen.

Die Güte Q_0 und der maximale Beschleunigungsgradient E_a supraleitender Kavitäten können im langjährigen Betrieb aufgrund von eingetragenen Kontaminationen abnehmen [128]. Besonders betroffen sind Resonatoren, die an nicht-kryogene Strahlführungsabschnitte angrenzen, in denen Kontaminationen nicht ausgeschlossen werden können. Im Falle des HELIAC betrifft dies die dem normalleitenden Injektor als erstes folgende Kavität CH0 und die (je nach Ausbaustufe) letzte Kavität des Beschleunigers, der die Strahlführung zum UNILAC folgt. Die hier entwickelte Messmethode soll in der Zukunft dazu eingesetzt wer-

den, die Leistungsfähigkeit der HELIAC-Resonatoren zu überwachen. Sie kann dazu beitragen, rechtzeitig geeignete Gegenmaßnahmen zu ergreifen und deren Wirkung zu beurteilen.

Bei zuverlässiger Anwendung des Gütemessverfahrens mittels Impedanzanpassung kann die Notwendigkeit, den Kopplungsfaktor auf einen Wert von $\beta < 10$ zu verstellen, entfallen. Dies führt unmittelbar zur Vereinfachung des Designs des Leistungskopplers, da der komplexe Wellbalg (siehe Unterabschnitt 4.3.2) wesentlich vereinfacht werden kann. Neben der Vereinfachung der Konstruktion kann so der dynamische Wärmeeintrag des Kopplers signifikant reduziert werden.

Die beiden in dieser Dissertation vorgestellten Entwicklungen stellen wichtige Schritte zur erfolgreichen Inbetriebnahme des HELIAC dar. Während die Leistungskoppler für den effizienten HF-Betrieb der Resonatoren unerlässlich sind, leistet die neu entwickelte Messmethode einen entscheidenden Beitrag zur langfristigen Effizienz und Zuverlässigkeit des Betriebs.

Die in Abschnitt 6.1 beschriebene mathematische Modellierung eines Impedanzsprungs in der Zuleitung des Resonators sowie die Erkenntnisse, die aus der Anwendung des entwickelten Messverfahrens hervorgehen, lassen sich auch außerhalb des HELIAC-Projekts für unterschiedliche beschleunigerphysikalische Untersuchungen bzw. im Betrieb von Hochfrequenzbeschleunigern gewinnbringend anwenden. Zum einen kann die in Unterabschnitt 6.2.3 beschriebene Messanordnung zur automatisierten Gütemessung mittels Stichleitung ohne wesentliche Modifikationen für Beschleunigerkavitäten eines ähnlichen Frequenzbereichs adaptiert werden¹. Dies erlaubt die Gütemessung bei hohen Kopplungsfaktoren und kann dadurch auch zur Überprüfung anderer Gütemessverfahren dienen. In der Literatur werden wiederholt die Schwierigkeiten, bei der Bestimmung von externen Gütefaktoren von Resonatoren in Anwesenheit nicht-idealer HF-Komponenten beschrieben [70, 122]. Durch die in der vorliegenden Arbeit beschriebene Modellierung lassen sich die Auswirkungen dieser ungewollten Impedanzsprünge präzise berechnen. Somit können die resultierenden Unsicherheiten von Gütemessungen quantifiziert und im Zuge einer geeigneten Datenauswertung verringert werden.

Außerdem kann das verwendete Modell zur mathematischen Beschreibung und Entwicklung eines reaktiven Frequenz-Tuners (siehe dazu [118–121]), genutzt werden.

Reaktives Tuning bezeichnet die Anpassung der Resonatorfrequenz durch Kopplung an eine externe, elektrisch einstellbare Reaktanz. Aufgrund des Fehlens be-

¹Mit zunehmender HF-Frequenz steigen die zu erwartenden Leitungsverluste, wodurch die Genauigkeit des Verfahrens abnimmt. Bei zunehmender HF-Wellenlänge (sinkender Frequenz) muss die Leitungslänge mit wachsender Streckenlänge variiert werden. Um beispielsweise eine Messung mit einem 75 MHz-Viertelwellenresonator (siehe Schwerionen-Beschleunigeranlage RIKEN, Japan [129]) mit vergleichbarer Genauigkeit durchzuführen, müsste die Teleskopleitung einen Maximalhub von ca. 2 m aufweisen, was nur mit großem technischen Aufwand umsetzbar ist.

weglicher Teile ermöglicht diese Methode, im Vergleich zu rein mechanischen Tunersystemen, eine besonders schnelle Frequenzanpassung. Sie eignet sich daher insbesondere zum Ausgleich von schnellen Resonanzfrequenzschwankungen, die z.B. durch Heliumdruckschwankungen entstehen können. Die sehr schnell agierenden sogenannten Ferroelectric Fast Reactive Tuner Systeme sind außer für Ionenbeschleuniger niedriger Strahllast vor allem für Energy Recovery Linacs, von denen sich weltweit derzeit mehrere in Bau oder Planung befinden [130], von hohem Interesse [120]. Eine adäquate theoretische Beschreibung dieser Systeme mit geeigneten mathematischen Methoden ist dabei für eine zielgerichtete und erfolgreiche Weiterentwicklung essenziell.

A Anhang

A.1 Ergänzung zu Streuparametern eines verlustfreien Zweitors

Die Streuparameter eines idealen Zweitors (siehe Abschnitt 3.2.2)

$$S = \begin{pmatrix} \Gamma e^{i\phi} & \pm i\sqrt{1-\Gamma^2} e^{i\phi} \\ \pm i\sqrt{1-\Gamma^2} e^{i\phi} & \Gamma e^{i\phi} \end{pmatrix}$$

können unter der Annahme, dass das Zweitor eine infinitesimal kleine Ausdehnung besitzt, weiter vereinfacht werden. In diesem Fall muss die Spannungswelle oder ihre Ableitung am Ort des Zweitors stetig sein, wodurch ein Ausdruck für die Phase ϕ in Abhängigkeit des Betrags des Reflexionsfaktors Γ bestimmt werden kann. Zur Herleitung wird davon ausgegangen, dass nur eine Signalquelle existiert ($\vec{a} = (1, 0)$). Das Zweitor befindet sich am Ort $z = 0$, womit mit Gleichung (3.34) die folgenden Wellengleichungen

$$\frac{1}{Z_0}U(z) = \begin{cases} e^{ikz} + \Gamma e^{-ikz} e^{i\phi} & z \leq 0 \\ \pm i\sqrt{1-\Gamma^2} e^{ikz} e^{i\phi} & z \geq 0 \end{cases} \quad (\text{A.1})$$

bzw. ihre Ableitung

$$\frac{1}{Z_0} \frac{\partial U(z)}{\partial z} = \begin{cases} ik e^{ikz} - ik\Gamma e^{-ikz} e^{i\phi} & z \leq 0 \\ \mp k\sqrt{1-\Gamma^2} e^{ikz} e^{i\phi} & z \geq 0 \end{cases} \quad (\text{A.2})$$

aufgestellt werden können. Die Bedingung, dass eine der Gleichungen bei $z = 0$ kontinuierlich sein muss, führt zu

$$U_{z<0}(0) = U_{z>0}(0) \quad (\text{A.3})$$

$$\text{bzw.} \quad (\text{A.4})$$

$$\frac{\partial U_{z<0}(0)}{\partial z} = \frac{\partial U_{z>0}(0)}{\partial z}. \quad (\text{A.5})$$

Nach Einsetzen von (A.1) an der Stelle $z = 0$ kann zu

$$1 = \begin{cases} (-\Gamma + i\sqrt{1-\Gamma^2})e^{i\phi} & \text{für } t = +i\sqrt{1-\Gamma^2} \\ -(\Gamma + i\sqrt{1-\Gamma^2})e^{i\phi} = (\Gamma + i\sqrt{1-\Gamma^2})e^{i\pi}e^{i\phi} & \text{für } t = -i\sqrt{1-\Gamma^2} \end{cases} \quad (\text{A.6})$$

umgestellt werden. Anhand dessen kann geschlussfolgert werden, dass

$$|Z| = |\mp \Gamma + i\sqrt{1 - \Gamma^2}| = 1 \quad (\text{A.7})$$

eine komplexe Zahl mit dem Betrag 1 ist. Also kann Gleichung (A.6) zu:

$$1 = \begin{cases} e^{i \arg(Z)} e^{i\phi} & \text{für } t = +i\sqrt{1 - \Gamma^2} \\ e^{i \arg(Z)} e^{i\phi} e^{i\pi} & \text{für } t = -i\sqrt{1 - \Gamma^2} \end{cases} \quad (\text{A.8})$$

umgeformt werden, sodass

$$\phi = \begin{cases} -\arg(Z) & \text{für } t = +i\sqrt{1 - \Gamma^2} \\ \pi - \arg(Z) & \text{für } t = -i\sqrt{1 - \Gamma^2} \end{cases} \quad (\text{A.9})$$

wobei¹:

$$\arg Z = \begin{cases} \arctan\left(\frac{\sqrt{1-\Gamma^2}}{-\Gamma}\right) + \pi = -\arccos(\Gamma) + \pi & \text{für } t = +i\sqrt{1 - \Gamma^2} \\ \arctan\left(\frac{\sqrt{1-\Gamma^2}}{\Gamma}\right) = \arccos(\Gamma) & \text{für } t = -i\sqrt{1 - \Gamma^2} \end{cases}. \quad (\text{A.10})$$

Somit vereinfacht sich Gleichung (A.9) zu

$$\phi = \pm(\arccos(\Gamma) - \pi) \quad (\text{A.11})$$

Wird die Anschlussbedingung so gewählt, dass die Ableitung stetig ist, kann bei gleicher Vorgehensweise wie oben

$$\phi = \mp \arccos(\Gamma) \quad (\text{A.12})$$

berechnet werden. Damit ist die S-Matrix vollständig anhand seines Reflektionsfaktors Γ charakterisiert.

¹mit $\arctan\left(\frac{\sqrt{1-x^2}}{x}\right) = \arccos(x)$ für $x > 0$

A.2 CST-Modelle zur Auslegung des HELIAC-Leistungskopplers

A.2.1 Modell des Kopplerteststands bei Raumtemperatur

Abbildung A.1 zeigt das CST-Simulationsmodell des Kopplerteststands, das den Leistungskoppler des HELIAC repräsentiert. Dieses Modell wurde verwendet, um zu überprüfen, ob das thermische Verhalten des Kopplers den Erwartungen entspricht. Dadurch konnten die Richtigkeit der Simulationen zum statischen und dynamischen Wärmeeintrags (Abschnitt 4.5, Unterabschnitt A.2.2) bestätigt und die Genauigkeit der Simulationsergebnisse verbessert werden.

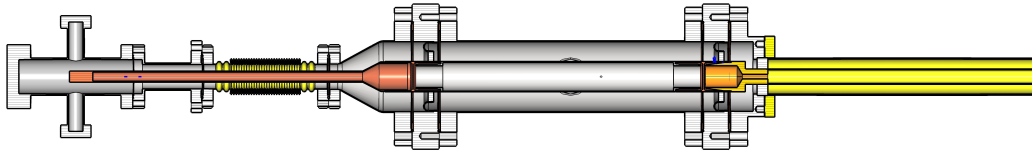


Abbildung A.1: Bildschirmfoto des CST-Simulationsmodells des Kopplerteststands: Leistungskoppler mit HF-Adapter und Vakuum-Kreuzstück sowie einem Abschnitt der HF-Zuleitung.

Für die Simulation wurde das 3D-Konstruktionsmodell des Kopplers in die CST-Feldsimulation importiert und mit dem im Kopplerteststand verwendeten HF-Adapter und dem Vakuum-Kreuzstück verbunden. Zusätzlich wurde ein Abschnitt der Zuleitung mit einer Länge von 300 mm und dem dazugehörigen HF-Adapter integriert.

In [87] wurde der Wärmeübergangskoeffizient von einem Edelstahlrohr zur Umgebung experimentell bestimmt ($\alpha = 4.44 \text{ W/m}^2/\text{K}$). Dieser Wert wurde bei Untersuchungen am Demonstratorkoppler verwendet und bestätigt. Beim aktuellen Modell wurde ebenfalls die Wärmeabgabe durch Konvektion simuliert und der ermittelte Wärmeübergangskoeffizient verwendet.

A.2.2 Modell zur Ermittlung des dynamischen Wärmeeintrags

Abbildung A.2 präsentiert einen Bildschirmfoto des CST-Modells, das den Wärmeeintrag des Leistungskopplers simuliert.

Für die Modellierung des Wärmeeintrags wurden temperaturabhängige Wärmeleitfähigkeiten und Wärmekapazitäten für die Kupfer- und Edelstahlkomponenten berücksichtigt. Die dazu benötigten Daten wurden aus den Quellen [131] und [98] entnommen. Im Modell wurden feste Temperaturpunkte festgelegt: die Außenseite des Kryostaten (293.15 K), das „kaltes“ Fenster (69 K) und der Resonator (4 K).

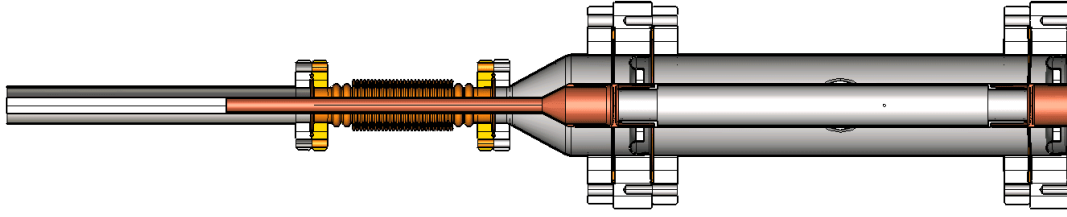


Abbildung A.2: Bildschirmfoto des CST-Simulationsmodells zur Berechnung des dynamischen Wärmeeintrags des Kopplers; Leistungskoppler mit zusätzlicher, verlustfreier Koaxialleitung zur Simulation der Reflexionsphase des Resonators.

Zur Simulation des dynamischen Wärmeeintrags in Abhängigkeit von der Abweichung der Resonanzfrequenz wurde eine verlustfreie Koaxialleitung am Ende des Leistungskopplers angebracht. Diese Leitung modelliert nicht nur das Cut-Off-Rohr des Resonators, sondern passt auch dessen Länge an, um die jeweilige Phase des Resonators abzubilden, die bei einer Verstimmung auftritt. Die zusätzlich erforderliche Länge der verlustfreien Koaxialleitung berechnet sich gemäß:

$$l_{\phi} = \frac{\lambda}{4} \left(1 - \frac{\phi}{\pi}\right). \quad (\text{A.13})$$

Dabei ist ϕ die Reflexionsphase $\arg(S_{11}^c)$ des Resonators (siehe Gleichung (3.14)) und λ die Wellenlänge der HF-Welle.

A.2.3 Ohmsche Verluste durch verkippte Antenne

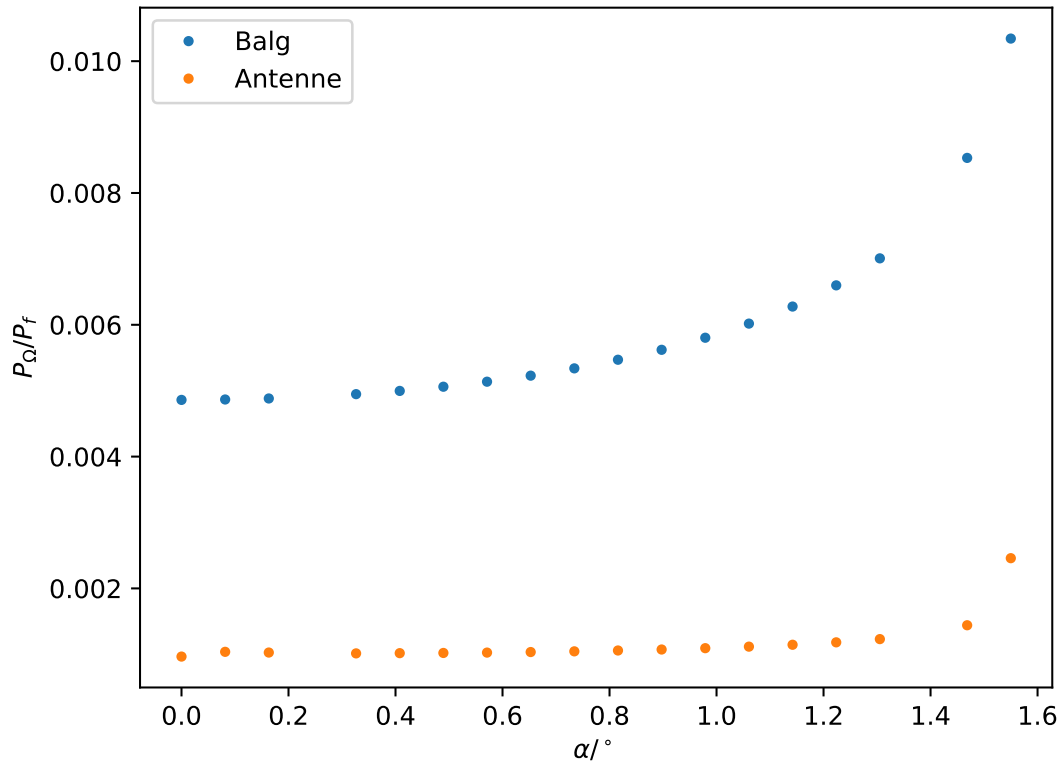


Abbildung A.3: In Simulationen ermittelte Verlustleistung P_{ω} pro W Vorwärtsleistung P_f des Balgs und der Antenne für eine transversal um den Winkel α ausgelenkte Antenne.

Um den Einfluss einer verkippten Antenne auf die Wärmeentwicklung im Leistungskoppler zu analysieren, wurde eine Simulation durchgeführt. Wenn die Spitze der Antenne einseitig dem Außenleiter (in diesem Fall dem Balg) näher kommt, steigt die Stromdichte an dieser Stelle an. Dies führt zu einer signifikanten Erhöhung der Verluste pro W Vorwärtsleistung.

Abbildung A.3 veranschaulicht, wie sich ein Kippwinkel α der Antenne relativ zur Leitungsachse auf den ohmschen Verlust pro W Vorwärtsleistung P_{Ω}/P_f der einzelnen Bauteile auswirkt. Bei einem Antennen-Kippwinkel von $\alpha = 1.5^\circ$ verdoppeln sich die Verluste bei Antenne und Balg.

A.3 HF-Adapter für HF-Messungen am Leistungskopplers

Abbildung A.4a zeigt ein auf den 15/8"-HF-Standard adaptiertes Fenster. Aufgrund der unterschiedlich weit hinausragenden Innenleiter auf beiden Seiten sind

zwei verschiedene HF-Adapter erforderlich. Abbildung A.4b hingegen stellt die Anpassung von Balg und Antenne an eine $1\frac{5}{8}$ "-HF-Leitung dar. Die Antenne des Prototyps ist an der Spitze mit einem Gewinde ausgestattet, das eine Aufnahme für ein $1\frac{5}{8}$ "Innenleiterverbindungselement ermöglicht.

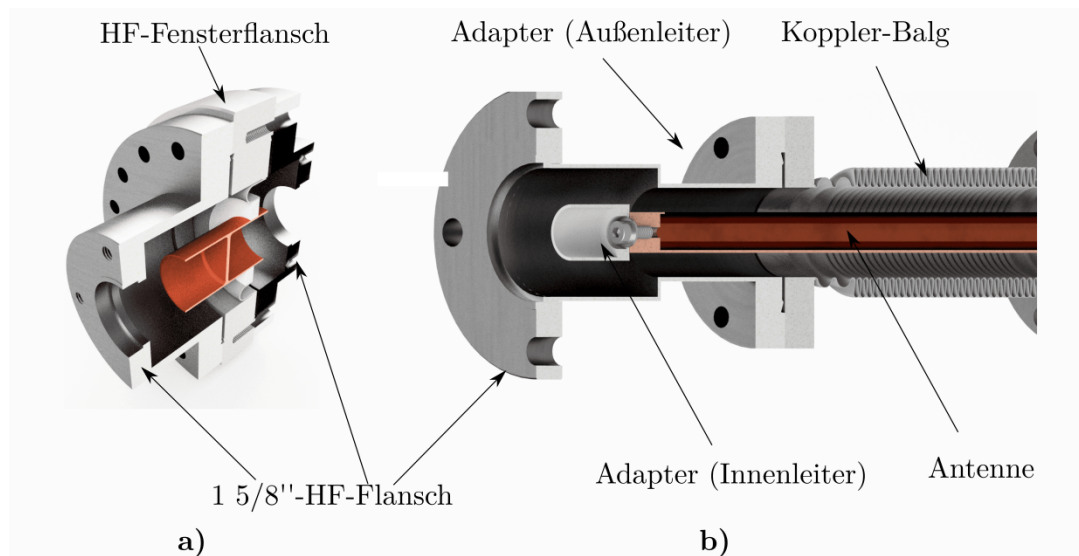


Abbildung A.4: Adapter zur Konvertierung der Kopplerkomponenten auf den $1\frac{5}{8}$ "-HF-Standard; (a) Fenster, ausgestattet mit zwei HF-Adapttern; (b) Balg und Antenne, verbunden mit dem HF-Adapter; eine Aufnahme für ein Standardverbindungselement ist an die Antenne geschraubt.

A.4 Zwischenfälle während der Kopplertestaktivitäten

Der sichere Betrieb eines Beschleunigers erfordert ein Interlocksystem. Dieses gewährleistet sowohl die Sicherheit von Personen als auch des Beschleunigers, indem es den Betrieb unterbricht, bevor potenziell gefährliche Situationen auftreten können. Bei den ersten Hochleistungstests wurde vorerst auf ein solches Interlocksystem verzichtet. Infolgedessen traten zwei Situationen auf, in denen Komponenten des Kopplers beschädigt wurden.

Bei einem dieser Vorfälle lösten sich Teile der Kupferbeschichtung vom Innenleiter und setzten sich auf dem Grundkörper sowie dem „kalten“ Fenster ab. Abbildung A.5 zeigt die Messdaten der Diagnoseinstrumente während dieses Zwischenfalls. Beim Zeitpunkt $t \approx 19.19$ h stieg der Druck um drei Größenordnungen auf $1 \cdot 10^{-2}$ mbar. Die Leistungsdifferenz $\Delta P = P_f - P_r - P_t$, die die umgesetzte Leistung innerhalb des Teststands repräsentiert, begann zu steigen, während die transmittierte Leistung deutlich zurückging. Diese erreichte nach

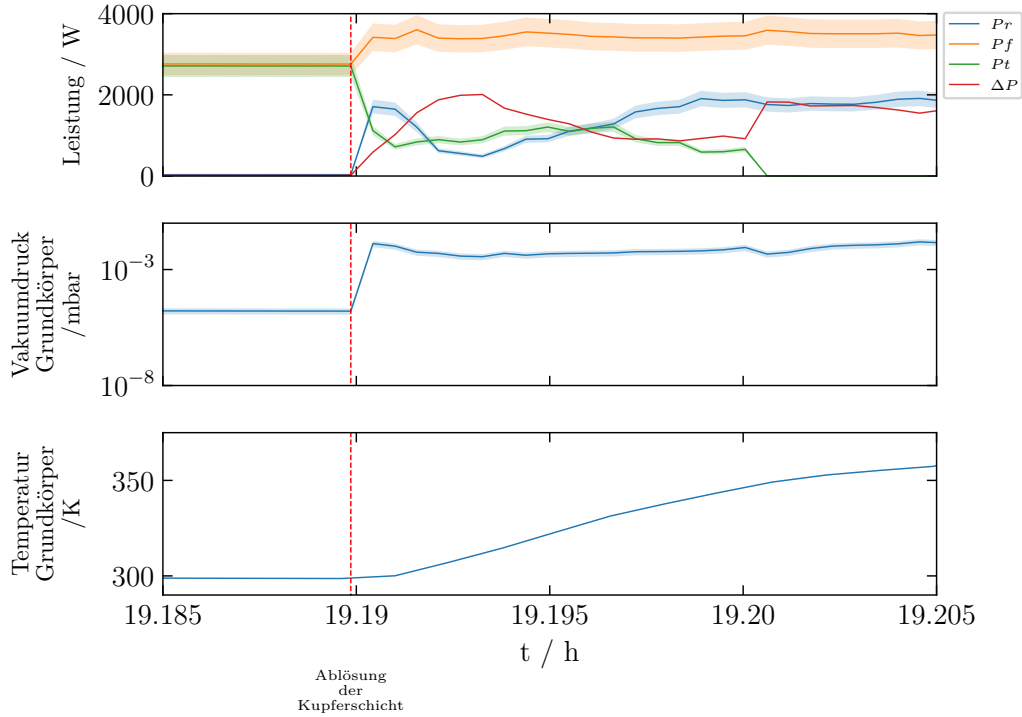


Abbildung A.5: Zeitlicher Verlauf der Sensordaten gemessen am Kopplerteststand während Ablösung der Kupferschicht des Kopplerinnenleiters; Darstellung von Messunsicherheiten der jeweiligen Messgrößen erfolgt durch ein farblich gedämpftes Band.

etwa 10 s ein Maximum. Im Anschluss daran begann die reflektierte Leistung allmählich zu steigen. Dies deutet darauf hin, dass Kupferpartikel nach und nach auf das Fenster gelangten und eine leitende Verbindung zwischen Innen- und Außenleiter entstand. Nach rund 36 s brach die Transmission vollständig ab. Zu diesem Zeitpunkt hatten sich ausreichend Kupferpartikel auf dem „kalten“ Fenster abgesetzt, um einen Kurzschluss zwischen Innen- und Außenleiter zu verursachen. Während dieses Vorfalls stieg die Temperatur des Grundkörpers um etwa 50 K an, was auf die aufprallenden erhitzten Kupferpartikel zurückzuführen ist.

Abbildung A.6 zeigt die betroffenen Bauteile nach deren Ausbau. Auf dem Innenleiter (siehe Abbildung A.6a) sind die Bereiche, in denen Kupfer abgetragen wurde, deutlich sichtbar. Auf dem Fenster erscheinen die Kupferpartikel als dunkle Verfärbungen auf der Keramik. Eine mikroskopische Aufnahme der beschädigten Kupferschicht, die mit 35-facher Vergrößerung erstellt wurde, ist in Abbildung A.6b zu sehen. Der Kupferbelag auf dem Fenster konnte durch ein Sandstrahlverfahren vollständig entfernt werden. Nach diesem Prozess konnten die HF-Eigenschaften des Fensters vollständig wiederhergestellt werden.

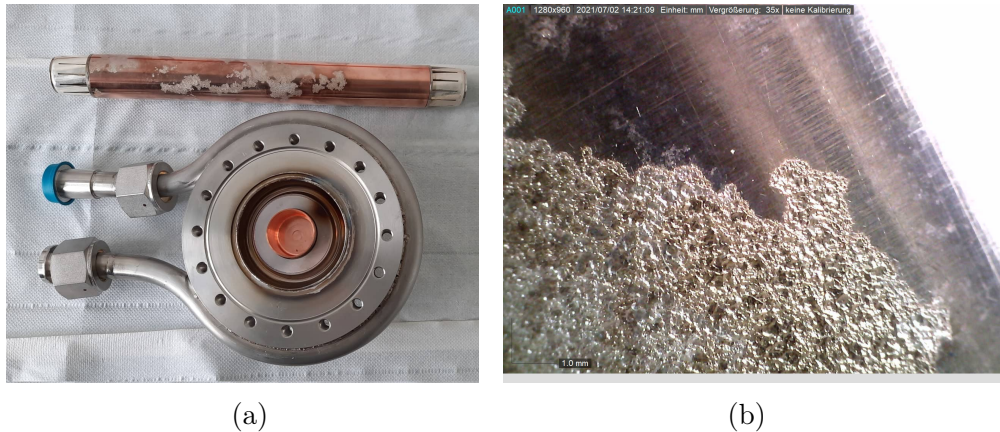


Abbildung A.6: Beschädigte Kopplerkomponenten: **a)** Innenleiter mit teilweise abgelöster Kupferschicht sowie Kopplerfenster mit dunkler Verfärbung durch aufgetragene Kupferpartikel; **b)** beschädigte Kupferschicht in 35-facher Vergrößerung.

Wie bereits in Abschnitt 4.5.1 dargestellt, verdoppelt sich der statische Wärmeeintrag des Innenleiters bereits bei einer Schichtdicke von $18\ \mu\text{m}$. Um den statischen Wärmeeintrag zu minimieren wurde der Innenleiter ursprünglich mit einer Schichtdicke von $10\ \mu\text{m}$ ausgelegt, während die Skintiefe für $216.816\ \text{MHz}$ jedoch einem Wert von $\delta = 4.56\ \mu\text{m}$ entspricht. Wie aus Tabelle 4.5 hervorgeht, ist jedoch der Innenleiter der Hauptverursacher von ohmschen Verlusten im „warmen“ Abschnitt des Kopplers. Diese Verluste führten zu einer erheblichen Erwärmung der Kupferschicht, was in Verbindung mit hohen elektrischen Feldern den Abtrag des Kupfers auslöste. Die Kupferschichtdicke des Innenleiters wurde für zukünftige Anwendungen auf $30\ \mu\text{m}$ erhöht, um derartige Probleme zu vermeiden.

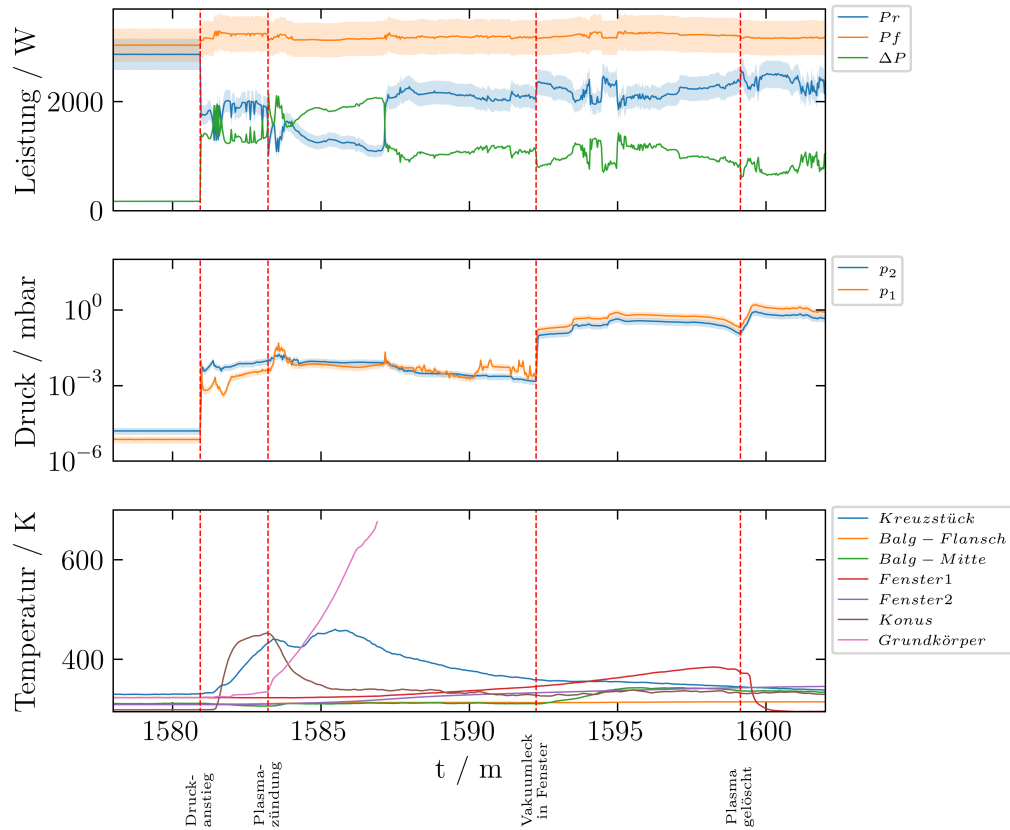


Abbildung A.7: Darstellung des zeitlichen Verlaufs der Sensordaten, die am Kopplerteststand während eines unerwarteten Zwischenfalls, bei dem sich ein Plasma zwischen den Kopplerfenstern bildete und zu Schäden an den Komponenten des Kopplers führte, erfasst wurden; die Unsicherheiten der entsprechenden Messgrößen sind als farblich gedämpftes Band dargestellt.

Während eines Tests mit einer Vorwärtsleistung von 3000 W unter Vollreflexionsbedingungen kam es zu einem weiteren gravierenden Vorfall. Da nur eine einzige Vakuumpumpe zur Verfügung stand, waren in diesem Test beide Vakuumkammern des Teststands miteinander verbunden - der Kopplergrundkörper und das Vakuumkreuzstück mit der Kopplerantenne. Dies ermöglichte den Partikeltransfer von einem Bereich in den anderen. Wie Abbildung A.7 zeigt, löste sich nach einer Testdauer von $t = 26.35$ h spontan eine beträchtliche Menge Gas, was zu einem starken Druckanstieg in beiden Vakuumabschnitten führte. Zunächst stieg die Temperatur aufgrund von Aktivitäten im Kreuzstück und Konus. Rund zwei Minuten später begann auch die Temperatur im Grundkörper stark zu steigen. Nach wenigen Minuten war die Temperatur derart angestiegen, dass der Temperatursensor am Grundkörper beschädigt wurde. Die zuletzt registrierte Temperatur lag bei 675 K.

Dieser dramatische Temperaturanstieg kann nur durch die Zündung eines Plasmas zwischen dem Innen- und Außenleiter im Kopplergrundkörper erklärt werden, verursacht durch den ansteigenden Druck und die konstante HF-Spannung. Ungefähr 11 min nach dem anfänglichen Druckanstieg wurde das „warme“ Fenster undicht, wie am Vakuumdruck erkennbar ist. Weitere 7 min später erhöhte sich das Vakuum um eine weitere Größenordnung. Das Plasma konnte aufgrund des Zusammenbruchs des Vakuums nicht länger aufrechterhalten werden, was dazu führte, dass die Temperatur am Fenster schnell auf Raumtemperatur absank.

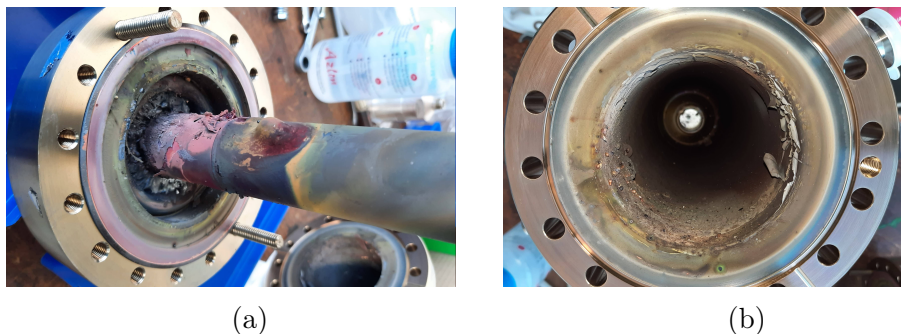


Abbildung A.8: Beschädigte Kopplerbauteile durch das zwischen beiden Kopplerfenstern entstandene Plasma: **(a)** Kopplerfenster mit Innenleiter, **(b)** Grundkörper.

Abbildung A.8 zeigt die Bauteile, die durch den Vorfall beschädigt wurden. Das „warme“ Keramikfenster ist, wie auf Abbildung A.8a zu sehen, irreparabel beschädigt. In unmittelbarer Nähe zum Fenster ist ein Teil des Innenleiters geschmolzen, was durch eine erstarre Metallblase sichtbar ist. Im Grundkörper (siehe Abbildung A.8b) sind Spuren von geschmolzenen Metallen zu erkennen, die vom Innenleiter stammen.

Der erste Temperaturanstieg im Konus nach dem Druckanstieg begann erst nach etwa 30 s. Zwischen dem ersten Druckanstieg und dem Entstehen des Va-

A Anhang

kuumlecks lagen 11 min. In diesem Szenario hätte ein Druckinterlock-System jeglichen Schaden verhindern können. In allen nachfolgenden Tests wurde daher der HF-Verstärker sofort nach Überschreiten eines Vakuumdrucks im Koppler von $5 \cdot 10^{-5}$ mbar abgeschaltet.

A.5 Koppler-Konditionierungssoftware

Zur Minimierung des personellen Aufwands bei der Kopplerkonditionierung wurde eine Software entwickelt, die diesen Prozess automatisiert. Dabei werden die Diagnosedaten des Kopplers kontinuierlich überwacht und basierend auf vorher festgelegten Kriterien die entsprechenden HF-Leistungspegel eingestellt. Die

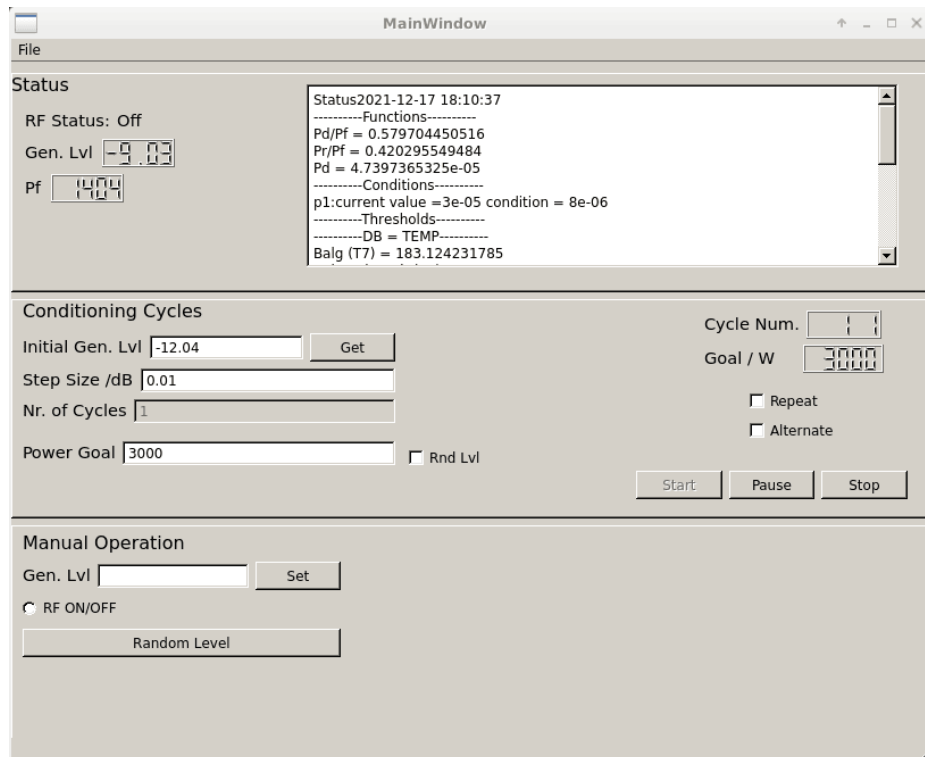


Abbildung A.9: Bildschirmfoto der Software, die zur Automatisierung der Kopplerkonditionierung geschrieben wurde.

Software arbeitet nach einem festgelegten Regelmechanismus. Es werden jeweils obere und untere Schwellenwerte für Druck, Multipacting-Strom und Temperaturen definiert. Die durch die Diagnosegeräte gemessenen Werte werden ständig mit diesen Schwellenwerten verglichen. Wenn ein oder mehrere Parameter ihre obere Schwellenwerte überschreiten, wird die HF-Vorwärtsleistung reduziert, um Schäden zu vermeiden. Unterschreiten alle Parameter ihre unteren Schwellenwerte, wird die HF-Leistung erhöht, bis mindestens ein Parameter seine untere Schwelle wieder überschreitet. Falls ein oder mehrere Parameter zwischen den unteren und oberen Schwellenwerten liegen, wird die Leistung beibehalten, bis einer der oben genannten Fälle eintritt. So wird verfahren, bis ein vorher festgelegter Ziel-Vorwärtsleistungspegel erreicht ist. Um sicherzustellen, dass alle Multipacting-Schwellen vollständig konditioniert sind, kann der Prozess in einer Schleife wiederholt werden oder für den Leistungspegel kann ein zufällig wechselnder Wert eingestellt werden. Sobald keine Aktivitäten mehr festgestellt

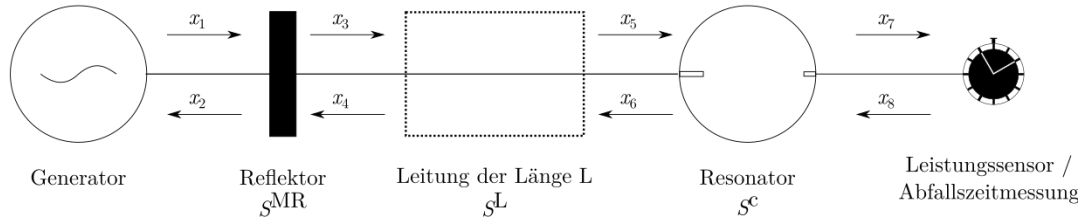


Abbildung A.10: Impedanzanpassung durch MR: Schematische Darstellung des Aufbaus mit Streumatrizen und Amplituden x_i .

werden, wird der Koppler als vollständig konditioniert betrachtet.

Ein Bildschirmfoto der grafischen Benutzeroberfläche des Programms ist in Abbildung A.9 dargestellt. Der obere Bereich der Oberfläche zeigt Systeminformationen an, einschließlich der Überschreitung von Schwellenwerten für verschiedene Parameter. In der Mitte des Fensters können Benutzer den Konditionierungsprozess starten und dessen Einstellungen (Zielwert, Schrittgröße und Wiederholungsoptionen) anpassen. Zusätzlich kann im unteren Bereich des Fensters der Signalpegel bei Bedarf manuell eingestellt werden.

A.6 Herleitung der Gleichungen zur Resonator-Impedanztransformation mittels Streumatrizen

Im Folgenden wird mittels des Streuparameterformalismus untersucht, wie ein Reflektor in der Zuleitung die externe Güte Q_e bzw. den Kopplungsfaktor β eines Resonators beeinflusst. Hierbei wird angenommen, dass der Leitungsabstand zwischen Reflektor und Resonator variabel ist. Der betrachtete Aufbau wird in Abbildung A.10 gezeigt. Ein HF-Generator versorgt einen (supraleitenden) Resonator mit HF-Leistung, wobei sich zwischen beiden Elementen ein MR (im Abstand L von der Kavität) befindet². Ein Leistungssensor, der sich am Pickup des Resonators angeschlossen ist, ermöglicht Diagnosemessungen.

Der Reflektor kann gemäß Gleichung (3.57) mittels einer S-Matrix wie folgt modelliert werden:

$$S^{\text{MR}} = \begin{pmatrix} \Gamma e^{i\phi} & \pm i\sqrt{1-\Gamma^2} e^{i\phi} \\ \pm i\sqrt{1-\Gamma^2} e^{i\phi} & \Gamma e^{i\phi} \end{pmatrix}.$$

Die Leitung der Länge L zwischen MR und Kavität wird durch die S-Matrix

$$S^{\text{L}} = \begin{pmatrix} 0 & e^{ikL}e^{-\alpha L} \\ e^{ikL}e^{-\alpha L} & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.14})$$

²Dabei wird angenommen, dass der HF-Generator für die vom MR-Resonator-System reflektierte Leistung eine 50- Ω -Last darstellt und seinerseits keine Leistung reflektiert

repräsentiert, wobei α die durchschnittliche Dämpfungskonstante der Leitung in den Einheiten Np/m bezeichnet. Wie in Unterabschnitt 3.1.2 beschrieben, kann eine Kavität gemäß Gleichung (3.12) durch die Streuparameter

$$S_{jk}^C = \delta_{jk} + i \frac{\sqrt{\gamma_j \gamma_k}}{f - f_0 - i \frac{\gamma}{2}} \quad (\text{A.15})$$

charakterisiert werden. Dabei ist f_0 die Resonanzfrequenz und $\gamma = \gamma_0 + \gamma_1 + \gamma_2$ die in Unterabschnitt 3.1.2 definierte Halbwertsbreite der Resonanzkurve, welche sich aus den Partialbreiten γ_0 (Resonator), γ_1 (Einkoppler) und γ_2 (Auskoppler) zusammensetzt.

Unter Anwendung der genannten Matrizen und Gleichung (3.34) ergibt sich das nachstehende Gleichungssystem:

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} x_2 \\ x_3 \end{pmatrix} &= S^{\text{MR}} \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ x_4 \end{pmatrix} \\ \begin{pmatrix} x_4 \\ x_5 \end{pmatrix} &= S^{\text{L}} \cdot \begin{pmatrix} x_3 \\ x_6 \end{pmatrix} \\ \begin{pmatrix} x_6 \\ x_7 \end{pmatrix} &= S^{\text{c}} \cdot \begin{pmatrix} x_5 \\ 0 \end{pmatrix} \end{aligned}$$

Die Zuordnung der jeweiligen Amplituden x_i kann Grafik A.10 entnommen werden. Die Amplitude x_7 entspricht dem vom Resonator am Pickup emittierten Signal und ist direkt proportional zu der in der Kavität gespeicherten Energie. Dies ermöglicht eine unmittelbare Untersuchung der Auswirkungen einer Impedanzanpassung durch den MR auf die Kavität. Löst man das Gleichungssystem nach x_7 auf, erhält man den Ausdruck:

$$x_7 = \pm \frac{\sqrt{\gamma_1 \gamma_2} \frac{\sqrt{(1-\Gamma^2)}}{\Gamma} e^{-ikL} e^{L\alpha} \Lambda(\Gamma, L)}{(f - f_0) - \frac{1}{2}i\gamma + i\gamma_1 \Lambda(\Gamma, L)} \sqrt{P_{\text{f}}}. \quad (\text{A.16})$$

Dieser Ausdruck entspricht der in Abschnitt 6.1 hergeleiteten Gleichung (6.8).

A.7 Stichleitung als Reflektor

Eine Stichleitung - realisiert als koaxiales T-Stück mit einem kurzgeschlossenen oder offen abgeschlossenen Abzweig - (siehe Abbildung A.11), kann (aufgrund des einen abgeschlossenen Ausgangs) als Zweitor betrachtet werden. Die Streumatrix dieser Anordnung lässt sich näherungsweise durch die unitäre 2x2-S-Matrix darstellen, wie in Gleichung (3.57) angegeben:

$$S = \begin{pmatrix} \Gamma e^{i\phi} & \pm i \sqrt{1 - \Gamma^2} e^{i\phi} \\ \pm i \sqrt{1 - \Gamma^2} e^{i\phi} & \Gamma e^{i\phi} \end{pmatrix}.$$

Um die Bedingungen zu ermitteln, unter denen diese Näherung anwendbar ist, soll zunächst der vollständige, nicht vereinfachte Ausdruck ermittelt werden. Eine T-Verbindung in einer Koaxialleitung kann durch die 3x3-Streumatrix repräsentiert werden:

$$S^T = \begin{pmatrix} -1/3 & 2/3 & 2/3 \\ 2/3 & -1/3 & 2/3 \\ 2/3 & 2/3 & -1/3 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.17})$$

Die Leitung kann hingegen durch die Matrix A.14 dargestellt werden. Beim offenen oder kurzgeschlossenen Ende der Leitung wird die folgende Matrix verwendet:

$$S^{o/s} = \begin{pmatrix} \pm 1 & 0 \\ 0 & \pm 1 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.18})$$

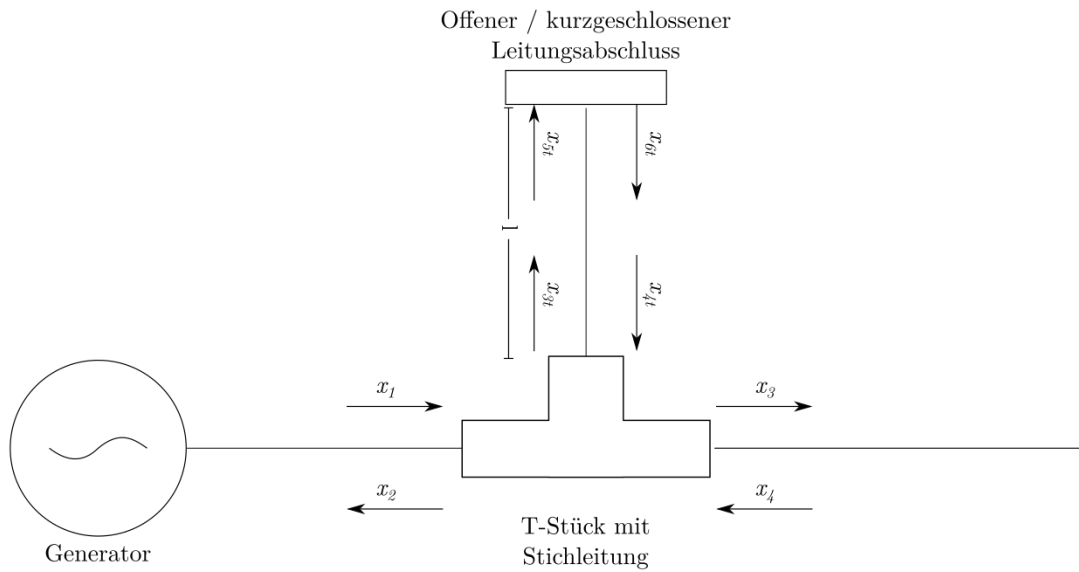


Abbildung A.11: Schematische Darstellung eines T-Stücks mit einer Stichleitung der Länge l ; das Leitungsende des Abzweigs kann entweder offen oder kurzgeschlossen sein.

Die Anwendung der obigen Matrizen mit Gleichung (3.34) führt zum folgenden System von Gleichungen:

$$\begin{pmatrix} x_2 \\ x_3 \\ x_{3t} \end{pmatrix} = S^T \begin{pmatrix} x_1 \\ x_4 \\ x_{4t} \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} x_{4t} \\ x_{5t} \end{pmatrix} = S^L(l) \begin{pmatrix} x_{3t} \\ x_{6t} \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} x_{6t} \\ x_{7t} \end{pmatrix} = S^{o/s} \begin{pmatrix} x_{5t} \\ 0 \end{pmatrix}.$$

In diesem Zusammenhang entspricht die Amplitude x_2 dem komplexen Reflexionsfaktor Γe^ϕ . Unter der Verwendung von

$$\Gamma = |x_2| \quad (\text{A.19})$$

$$\phi = \text{Arg}(x_2) \quad (\text{A.20})$$

$$t = |x_3| \quad (\text{A.21})$$

kann das System mit einer 2-Port Matrix, wie in Gleichung 3.57 angegeben, dargestellt werden. Die Lösung des Gleichungssystems für x_2 ergibt:

$$x_2 = \Gamma = \frac{e^{2ikl} e^{-2l\alpha} \mp 1}{e^{2ikl} e^{-2l\alpha} \pm 3} \quad (\text{A.22})$$

$$x_3 = t = 2 \frac{e^{2ikl} e^{-2l\alpha} \pm 1}{e^{2ikl} e^{-2l\alpha} \pm 3}. \quad (\text{A.23})$$

Dabei steht das obere Vorzeichen für eine offene Leitung und das untere für einen Kurzschluss.

Für die Umwandlung der hier abgeleiteten Streuparameter in eine Streumatrix eines Zweitports, gemäß Gleichung (3.57), müssen die Bedingungen

$$|x_2|^2 + |x_3|^2 = 1 \quad (\text{A.24})$$

$$x_2 x_3^* + x_2^* x_3 = 0 \quad (\text{A.25})$$

, die sich aus der Unitarität der Matrix ergeben und gemäß Gleichung (3.51) und (3.50) formuliert sind, erfüllt sein. Setzt man die Amplituden x_2 und x_3 ein, erhält man:

$$|x_2|^2 + |x_3|^2 = \frac{5(1 + e^{-4l\alpha}) \pm 6 \cos(2kl)}{9 + e^{-4l\alpha} \pm 6 e^{-2l\alpha} \cos(2kL)} \quad (\text{A.26})$$

$$x_2 x_3^* + x_2^* x_3 = \frac{4(e^{-4\alpha l} - 1)}{9 + e^{-4l\alpha} \pm 6 e^{-2l\alpha} \cos(2kL)}. \quad (\text{A.27})$$

Es wird deutlich, dass diese Bedingungen im Allgemeinen nicht erfüllt sind. Jedoch sind sie für kurze Stichleitungen, bei denen $-\alpha l \approx 0$ gilt, annähernd erfüllt.

A.8 Reflektoren mit hohen Reflexionsfaktoren

Für die Durchführung einer hochpräzisen Gütemessung mit Impedanzanpassung, wie in den Abschnitten 6.2 und 6.3 beschrieben, sind Reflektoren mit besonders hohen Reflexionsfaktoren erforderlich. Abbildung A.12a zeigt einen Screenshot aus einer FEM-Simulation mit dem Programm CST. In dieser Simulation wird eine Koaxialleitung durch eine zwischen Innen- und Außenleiter platzierte Scheibe kurzgeschlossen. In die Scheibe sind Löcher eingelassen, durch welche ein kleiner Teil des elektrischen Feldes passieren kann. Die Breite der Löcher bestimmen den Reflexionsfaktor der Anordnung. Mit dieser Methode lassen sich sehr hohe Reflexionsfaktoren von $\Gamma > 0.99$ erreichen. Zusätzlich sind diese Reflektoren einfach herzustellen und können auch bei höheren Leistungen eingesetzt werden.

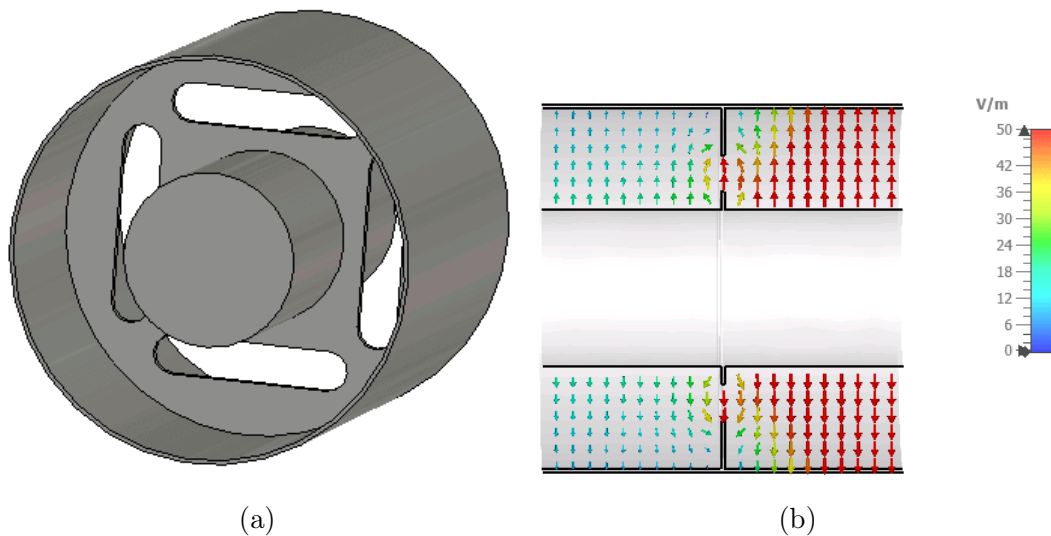


Abbildung A.12: FEM-Simulation (CST) eines Reflektors mit hohem Reflexionsfaktor: **(a)** 3D-Modell des Reflektors bestehend aus einer Koaxialleitung und einer mit Löchern versehenen Scheibe; **(b)** Darstellung des elektrischen Feldes innerhalb der Anordnung, die verdeutlicht, wie das elektrische Feld nach der Durchdringung der Löcher abgeschwächt wird.

Danksagung

Aus Datenschutzgründen ist diese Seite in dieser Version nicht enthalten.

Abkürzungsverzeichnis

CEBAF Continuous Electron Beam Accelerator Facility

CH Crossbar H-Mode

CM Cryo Modul

CST CST Microwave Studio Suite

DUT Device Under Test

ECR Elektron Cyclotron Resonance

FAIR Facility for Antiproton and Ion Research

FEM Finite Elemente Methode

GSI Gesellschaft für SchwerIonenforschung

GUF Goethe-Universität Frankfurt

HBS High Brilliance Neutron Source

HELIAC HEmholtz LInear ACcelerator

HF HochFrequenz

HIM Helmholtz-Institut-Mainz

HLI Hoch Ladungs Injektor

HPR High Pressure Rinsing

HSI Hoch Strom Injektor

IAP Institut für Angewandte Physik Frankfurt

IFMIF International Fusion Materials Irradiation Facility

IH Interdigital H-mode

JGU Johannes Gutenberg Universität Mainz

JINR Joint Institute for Nuclear Research

LEBT Low Energy Beam Transport

LBNL Lawrence Berkeley National Laboratory

LHC Large Hadron Collider

MESA Mainz **E**nergy-Recovering **S**uperconducting **A**ccelerator

MEVVA **M**etal-Vapor **V**acuum **A**rc

MLI Multi **L**ayer **I**nsulation

MR Movable **R**eflector

MUCIS **M**ulti-Cusp **I**on **S**ource

MYRRHA Multi **P**urpose **h**ybrid **R**esearch **R**eactor for **H**igh-tech **A**pplications

NWA Net**W**ork **A**nalysier

PLL Phase**L**ocked **L**oop

PIG Penning **I**onisation **G**auge

QD Quadrupole **D**oublet

QT Quadrupole **T**riplet

RB Re-**B**uncher

RF Radio-**F**requency

RFQ Radio **F**requency **Q**uadropol

RIKEN **R**ikagaku **K**enkyūjo

SHE Super **H**eavy **E**lement

SARAF Soreq **A**ppplied **R**esearch **A**ccelerator **F**acility

UNILAC **U**NIversal **L**inear **A**Celerator

XFEL X-Ray **F**ree **E**lectron **L**aser

Literatur

- [1] G. Gamow. „Mass defect curve and nuclear constitution“. In: *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*. Bd. 126. 803. The Royal Society London, 1930, S. 632–644 (zitiert auf S. 1).
- [2] H. A. Bethe und R. F. Bacher. „Nuclear Physics A. Stationary States of Nuclei“. In: *Rev. Mod. Phys.* 8 (1936), S. 82–229. DOI: [10.1103/RevModPhys.8.82](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.8.82) (zitiert auf S. 1).
- [3] N. Bohr und J. A. Wheeler. „The mechanism of nuclear fission“. In: *Physical Review* 56.5 (1939), S. 426 (zitiert auf S. 1).
- [4] L. Meitner und O. R. Frisch. „Disintegration of uranium by neutrons: a new type of nuclear reaction“. In: *Nature* 143.3615 (1939), S. 239–240 (zitiert auf S. 1).
- [5] M. G. Mayer. „On Closed Shells in Nuclei“. In: *Physical Review* 74 (3 Aug. 1948), S. 235–239. DOI: [10.1103/PhysRev.74.235](https://doi.org/10.1103/PhysRev.74.235) (zitiert auf S. 1).
- [6] O. Haxel, J. H. D. Jensen und H. E. Suess. „On the „magic numbers“ in nuclear structure“. In: *Physical Review* 75.11 (1949), S. 1766 (zitiert auf S. 1).
- [7] S. Hofmann. „Auf der Jagd nach Superschweren“. In: *Physik Journal 4 Nr.5* (2005), S. 37–43 (zitiert auf S. 1).
- [8] E. Fermi. „Radioactivity induced by neutron bombardment“. In: *Nature* 133.3368 (1934), S. 757 (zitiert auf S. 2).
- [9] A. B. Garrett. „The chemistry of elements 93, 94, 95 and 96 (neptunium, plutonium, americium and curium)“. In: *Ohio Journal of Science* (1947) (zitiert auf S. 2).
- [10] S. Thompson, A. Ghiorso und G. Seaborg. „Element 97“. In: *Physical Review* 77.6 (1950), S. 838 (zitiert auf S. 2).
- [11] S. Thompson u. a. „The new element californium (atomic number 98)“. In: *Physical Review* 80.5 (1950), S. 790 (zitiert auf S. 2).
- [12] J. Redfern. „Einsteinium declassified“. In: *Nature Chemistry* 8.12 (2016), S. 1168 (zitiert auf S. 2).

- [13] S. Hofmann und G. Münzenberg. „Discovery of the Heaviest Elements“. In: *Reviews of Modern Physics* 72 (Juli 2000). DOI: [10.1103/RevModPhys.72.733](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.72.733) (zitiert auf S. 2, 3).
- [14] P. Schwerdtfeger, O. Smits und P. Pyykkö. „The periodic table and the physics that drives it“. In: *Nature Reviews Chemistry* 4 (Juni 2020). DOI: [10.1038/s41570-020-0195-y](https://doi.org/10.1038/s41570-020-0195-y) (zitiert auf S. 2).
- [15] H. Kragh. „The search for superheavy elements: historical and philosophical perspectives“. In: *arXiv preprint arXiv:1708.04064* (2017) (zitiert auf S. 2).
- [16] J. Khuyagbaatar u. a. „Search for elements 119 and 120“. In: *Physical Review C* 102 (6 Dez. 2020), S. 064602. DOI: [10.1103/PhysRevC.102.064602](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.102.064602) (zitiert auf S. 2).
- [17] C. E. Düllmann u. a. „Five decades of GSI superheavy element discoveries and chemical investigation“. In: *Radiochimica Acta* 110.6-9 (2022), S. 417–439. DOI: [10.1515/ract-2022-0015](https://doi.org/10.1515/ract-2022-0015) (zitiert auf S. 3).
- [18] M. Schädel. „Chemistry of the superheavy elements“. In: *Philosophical Transactions of the Royal Society A* 373.2037 (2015), S. 20140191 (zitiert auf S. 3).
- [19] C. Schmelzer. „Study of a variable energy heavy ion linear accelerator“. In: *Proceedings of of the Proton Linear Accelerator Conference 1968*. Bd. 680520. 1968, S. 735–744 (zitiert auf S. 3).
- [20] W. Barth. „Commissioning of the 1.4-MeV/u high current heavy ion linac at GSI“. In: *Proceedings of LINAC'2000*. 2000, S. 1033–1037 (zitiert auf S. 3).
- [21] U. Ratzinger. „The new GSI prestripper linac for high current heavy ion beams“. In: *Proceedings of LINAC'96*. 1996, S. 288–292 (zitiert auf S. 3).
- [22] N. Angert u. a. „UNILAC modifications for an improved synchrotron injector performance“. In: *Proceedings of EPAC'90*. 1990, S. 503–505 (zitiert auf S. 3).
- [23] W. Barth u. a. „Unilac-upgrade programme for the heavy element research at GSI-SHIP“. In: *Proceedings of EPAC'06*. 2006, S. 1565–1567 (zitiert auf S. 3).
- [24] P. Gerhard u. a. „Status of the Unilac-upgrade Programme for the Heavy Element Research at GSI-Ship“. In: *Proceedings of EPAC'08*. 2008, S. 3416–3418 (zitiert auf S. 3).
- [25] L. W. Alvarez u. a. „Berkeley proton linear accelerator“. In: *Review of Scientific Instruments* 26.2 (1955), S. 111–133 (zitiert auf S. 3).
- [26] K. Blasche u. a. „SIS-A Two Stage Synchrotron Facility for Heavy Ions“. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 28.3 (1981), S. 2013–2015 (zitiert auf S. 3).

- [27] N. Angert u. a. „Two Ion Time Share Operation of the UNILAC“. In: *Proceedings of LINAC'94*. 1994, S. 707–709 (zitiert auf S. 3).
- [28] L. Dahl u. a. „UNILAC Upgrades for Coulomb barrier energy experiments“. In: *Proceedings of LINAC'10*. 2010, S. 148–150 (zitiert auf S. 3).
- [29] W. Barth u. a. „Upgrade program of the high current heavy ion UNILAC as an injector for FAIR“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 577.1-2 (2007), S. 211–214 (zitiert auf S. 3).
- [30] W. Barth u. a. „U 28+-intensity record applying a H 2-gas stripper cell“. In: *Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams* 18.4 (2015), S. 040101 (zitiert auf S. 3).
- [31] W. Barth u. a. „High brilliance uranium beams for the GSI FAIR“. In: *Physical Review Accelerators and Beams* 20.5 (2017), S. 050101 (zitiert auf S. 3).
- [32] S. Yaramyshev u. a. „Virtual charge state separator as an advanced tool coupling measurements and simulations“. In: *Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams* 18.5 (2015), S. 050103 (zitiert auf S. 3).
- [33] A. Adonin und R. Hollinger. „Beam brilliance investigation of high current ion beams at GSI heavy ion accelerator facility“. In: *Review of Scientific Instruments* 85.2 (2014), 02A727 (zitiert auf S. 3).
- [34] L. Groening u. a. „Upgrade of the UNILAC for FAIR“. In: *Proceedings of HIAT'15*. 2015, S. 880–882. DOI: [10.18429/JACoW-HIAT2015-TUA1I02](https://doi.org/10.18429/JACoW-HIAT2015-TUA1I02) (zitiert auf S. 3).
- [35] S. Hofmann u. a. „Heavy Element Research at SHIP“. In: *Proceedings of EXON'04*. Juli 2004, S. 157–167 (zitiert auf S. 4).
- [36] S. Mickat u. a. „The sc cw-LINAC-Demonstrator-SRF Technology finds the way to GSI“. In: *Proceedings of SRF'11*. 2011, S. 646–649 (zitiert auf S. 4).
- [37] S. Minaev u. a. „Superconducting, energy variable heavy ion linac with constant β , multicell cavities of CH-type“. In: *Physical Review Special Topics-accelerators and Beams* 12 (Dez. 2009). DOI: [10.1103/PhysRevSTAB.12.120101](https://doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.12.120101) (zitiert auf S. 4).
- [38] M. Schwarz u. a. „Reference beam dynamics layout for the SC CW heavy ion HELIAC at GSI“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 951 (2020), S. 163044 (zitiert auf S. 4, 6).
- [39] M. A. Schwarz. „Beam dynamics design of an energy-variable superconducting heavy ion accelerator“. Dissertation. Goethe-Universität-Frankfurt, 2021, S. 126. DOI: [10.21248/gups.64448](https://doi.org/10.21248/gups.64448) (zitiert auf S. 4).

- [40] S. Lauber u. a. „An Alternating Phase Focusing injector for heavy ion acceleration“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 1040 (2022), S. 167099 (zitiert auf S. 6).
- [41] M. Basten u. a. „Continuous wave interdigital H-mode cavities for alternating phase focusing heavy ion acceleration“. In: *Review of Scientific Instruments* 93.6 (2022), S. 063303 (zitiert auf S. 6).
- [42] W. Barth u. a. „Advanced basic layout of the HELmholtz LLinear ACcelerator for cw heavy ion beams at GSI“. In: *Proceedings of IPAC'23 (bis dato nicht veröffentlicht)*. 2023 (zitiert auf S. 7).
- [43] W. Barth u. a. „Superconducting CH-cavity heavy ion beam testing at GSI“. In: *Journal of Physics: Conference Series* 1067 (Sep. 2018), S. 052007. DOI: [10.1088/1742-6596/1067/5/052007](https://doi.org/10.1088/1742-6596/1067/5/052007) (zitiert auf S. 7, 11, 36).
- [44] W. Barth u. a. „First heavy ion beam tests with a superconducting multi-gap CH cavity“. In: *Physical Review Accelerators and Beams* 21.2 (2018), S. 020102 (zitiert auf S. 7, 11).
- [45] C. Düllmann u. a. *White Paper on the Impact of a High Intensity Continuous Wave Linac – HELIAC – on the GSI/FAIR Science Program*. Techn. Ber. GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung, Juni 2017 (zitiert auf S. 7).
- [46] T. P. Wangler. *RF Linear accelerators*. John Wiley & Sons, 2008 (zitiert auf S. 9, 97).
- [47] J. P. Blewett. „Linear Accelerator Injectors for Proton Synchrotrons“. In: *CERN Symposium on High-Energy Accelerators and Pion Physics*. Juni 1956, S. 159–166 (zitiert auf S. 10).
- [48] U. Ratzinger und R. Tiede. „Status of the HIIF RF linac study based on H-mode cavities“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 415.1-2 (1998), S. 229–235 (zitiert auf S. 10).
- [49] U. Ratzinger. *Effiziente Hochfrequenz-Linearbeschleuniger für leichte und schwere Ionen*. Habilitation. IAP, Goethe University, Frankfurt am Main, Germany, 1998 (zitiert auf S. 10).
- [50] U. Ratzinger u. a. „A 70 MeV Proton linac for the FAIR facility based on CH cavities“. In: *Proceedings of LINAC'06*. 2006, S. 526–530 (zitiert auf S. 10).
- [51] H. A. Abderrahim u. a. „MYRRHA—A multi-purpose fast spectrum research reactor“. In: *Energy conversion and management* 63 (2012), S. 4–10 (zitiert auf S. 10).
- [52] K. Kümpel u. a. „The New Injector Design for MYRRHA“. In: *Proceedings of IPAC'17*. 2017, S. 2234–2236 (zitiert auf S. 10).

- [53] U. Rücker u. a. „The Jülich high-brilliance neutron source project“. In: *The European Physical Journal Plus* 131.1 (2016), S. 19 (zitiert auf S. 10).
- [54] H. Podlech u. a. „Conceptual Design of the Proton LINAC for the High Brilliance Source HBS“. In: *Proceedings of IPAC'19*. 2019, S. 910–913 (zitiert auf S. 10).
- [55] H. Podlech u. a. „Superconducting CH structure“. In: *Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams* 10 (8 Aug. 2007), S. 080101. DOI: [10.1103/PhysRevSTAB.10.080101](https://doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.10.080101) (zitiert auf S. 10).
- [56] F. Dziuba. „Entwicklung und Test einer supraleitenden 217 MHz CH-Kavität für das Demonstrator-Projekt an der GSI“. Dissertation. Goethe-Universität-Frankfurt (zitiert auf S. 10, 69, 113).
- [57] M. Basten. „Entwicklung und Inbetriebnahme zweier supraleitender 217 MHz CH-Strukturen für das HELIAC-Projekt“. Dissertation. Goethe-Universität-Frankfurt, 2019 (zitiert auf S. 10, 69).
- [58] F. Dziuba u. a. „Development of superconducting crossbar-H-mode cavities for proton and ion accelerators“. In: *Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams* 13.4 (2010), S. 041302 (zitiert auf S. 11).
- [59] F. Dziuba u. a. „First cold tests of the superconducting cw demonstrator at GSI“. In: *Proceedings of RuPAC'16*. Bd. 25. 2016, S. 83–85 (zitiert auf S. 11).
- [60] M. Basten u. a. „Cryogenic tests of the superconducting beta= 0.069 CH-cavities for the HELIAC-project“. In: *Proceedings of LINAC'18*. 2018, S. 855–858 (zitiert auf S. 11).
- [61] F. Dziuba u. a. „A Superconducting 217 MHz Single Spoke Cavity for the Helmholtz Linear Accelerator at GSI“. In: (2022), S. 200–202 (zitiert auf S. 11).
- [62] T. Conrad u. a. „Cavity Designs for the CH3 to CH11 and Bellow Tuner Investigation of the Superconducting Heavy Ion Accelerator Heliac“. In: *Proceedings of IPAC'22*. 2022, S. 1204–1207. DOI: [10.18429/JACoW-IPAC2022-TUPOTK008](https://doi.org/10.18429/JACoW-IPAC2022-TUPOTK008) (zitiert auf S. 11).
- [63] H. Padamsee, J. Knobloch und T. Hays. *RF Superconductivity for Accelerators*. Wiley, 2008. ISBN: 978-3-527-40842-9 (zitiert auf S. 11, 15, 20, 23, 97, 100).
- [64] H. Padamsee. *RF Superconductivity: Science, Technology, and Applications*. Wiley, 2009. ISBN: 978-3-52-740572-5 (zitiert auf S. 11, 31, 32).
- [65] M. Amberg u. a. „The fast Piezo-based frequency tuner for sc CH-cavities“. In: *Proceedings of LINAC'14*. 2014, S. 214–216 (zitiert auf S. 11).
- [66] M. Amberg. „Entwicklung eines schnellen, piezobasierten Frequenz-tuners für supraleitende CH-Kavitäten“. Dissertation. Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2015 (zitiert auf S. 11).

- [67] H. Alt u. a. „Gaussian orthogonal ensemble statistics in a microwave stadium billiard with chaotic dynamics: Porter-thomas distribution and algebraic decay of time correlations“. In: *Physical review letters* 74.1 (1995), S. 62 (zitiert auf S. 16).
- [68] H. Alt u. a. „Resonances of a superconducting microwave cavity: A test of the Breit-Wigner formula over a large dynamic range“. In: *Nuclear Physics A* 560.1 (1993), S. 293–305 (zitiert auf S. 17).
- [69] F. Schäfer. „Untersuchung der Zeitumkehrinvarianz in Quantenbillards“. Diplomarbeit. TU Darmstadt, 2005 (zitiert auf S. 17).
- [70] T. Powers. *Theory and practice of cavity RF test systems*. Techn. Ber. 2006 (zitiert auf S. 26, 93, 121, 122, 128).
- [71] D. Pozar. *Microwave Engineering*. Wiley, 2005. ISBN: 978-0-471-44878-5 (zitiert auf S. 28, 30, 95).
- [72] L. Stiny. *Passive elektronische Bauelemente: Aufbau, Funktion, Eigenschaften, Dimensionierung und Anwendung*. Springer Fachmedien Wiesbaden, 2015. ISBN: 978-3-658-08652-7 (zitiert auf S. 31).
- [73] B. Dwersteg, D. Kostin und W. Möller. „TESLA RF power couplers development at DESY“. In: *Proceedings of 10th Workshop on RF Superconductivity, Tsukuba, Japan*. Citeseer. 2001, S. 443–47 (zitiert auf S. 31).
- [74] S. Belomestnykh. „Review of high power CW couplers for superconducting cavities“. In: *Workshop on High-Power Couplers for Superconducting Accelerators, Jefferson Lab* (2002), S. 11 (zitiert auf S. 31).
- [75] D. Böhne, M. Emmerling und A. Gasper. „Recent improvements of accelerator components at the UNILAC“. In: *Proceedings of LINAC'79*. 1979, S. 348–355 (zitiert auf S. 31, 32).
- [76] F. Maimone u. a. „325 MHz High Power RF Coupler for the CH-Cavities of the FAIR p-LINAC“. In: *Proceedings of IPAC'15*. 2015, S. 3712–3714 (zitiert auf S. 31).
- [77] M. Heilmann u. a. „Final Design of the FOS Alvarez-Cavity for the upgraded UNILAC“. In: *Proceedings of IPAC'18*. 2018, S. 920–923 (zitiert auf S. 31).
- [78] S. Kutsaev, M. Kelly und P. Ostroumov. „Design of RF power coupler for superconducting cavities“. In: *Journal of Instrumentation* 7.11 (2012), P11004 (zitiert auf S. 31).
- [79] H. Jenhani u. a. „Input power coupler for the IFMIF SRF Linac“. In: *Proceedings of IPAC'12*. 2012, S. 2200–2202 (zitiert auf S. 31).
- [80] K. Ozeki u. a. „Design of input coupler for RIKEN superconducting quarter-wavelength resonator“. In: *Proceedings of SRF'15*. 2015, S. 1335–1339 (zitiert auf S. 31).

- [81] I. Campisi. „State of the Art Power Couplers for Superconducting RF Cavities“. In: *Proceedings of EPAC'02*. 2002, S. 144–148 (zitiert auf S. 31).
- [82] K. Shepard u. a. „Variable CW RF power coupler for 345 MHz superconducting cavities“. In: *2007 IEEE Particle Accelerator Conference (PAC)*. IEEE. 2007, S. 2230–2232 (zitiert auf S. 31).
- [83] M. Kelly u. a. „Status of superconducting spoke cavity development“. In: *Proceedings of SRF'07*. 2007, S. 414–418 (zitiert auf S. 31).
- [84] D. Boussard und T. P. R. Linnecar. „The LHC Superconducting RF System“. In: *Proceedings of CEC'99*. 1999 (zitiert auf S. 31).
- [85] C. Burandt u. a. „Considerations for Efficient RF Operation for the Advanced cw-Linac Demonstrator at GSI“. In: *Proceedings of SRF'19*. 2019, S. 267–272. DOI: [10.18429/JACOW-SRF2019-MOP081](https://doi.org/10.18429/JACOW-SRF2019-MOP081) (zitiert auf S. 34, 68).
- [86] R. Blank. „Entwicklung eines 217 MHz Hochleistungskopplers für das cw-LINAC-Demonstrator Projekt“. Masterarbeit. Goethe-Universität-Frankfurt, 2015 (zitiert auf S. 36).
- [87] J. List. „Untersuchungen an den 217 MHz Leistungskopplern für das cw-LINAC-Demonstrator-Projekt an der GSI“. Masterarbeit. Goethe-Universität-Frankfurt, 2018 (zitiert auf S. 36, 37, 132).
- [88] J. List u. a. „High Power Coupler R&D for Superconducting CH-cavities“. In: *Proceedings of LINAC'18*. 2018, S. 920–923. DOI: [10.18429/JACoW-LINAC2018-THP0107](https://doi.org/10.18429/JACoW-LINAC2018-THP0107) (zitiert auf S. 37).
- [89] S. Kazakov. Private Korrespondenz. 2021 (zitiert auf S. 40, 59).
- [90] *Kyocera Fineceramics Precision GmbH*. Website (Zugriff: 07.04.2022). URL: <https://www.kyocera-precision.com> (zitiert auf S. 40).
- [91] METALCOR. *Werkstoffdatenblatt: ALLOY42*. Website (Zugriff: 07.04.2022). URL: <https://www.metalcor.de/datenblatt-pdf/80/> (zitiert auf S. 40).
- [92] N. J. Simon. *Cryogenic Properties Of Inorganic Insulation Materials For Iter Magnets: A Review*. 1994 (zitiert auf S. 41).
- [93] *CST Microwave Studio Suite*. Website (Zugriff: 07.04.2022). URL: <https://www.3ds.com/de/produkte-und-services/simulia/produkte/cst-studio-suite/> (zitiert auf S. 47).
- [94] H. Meinke und F. Gundlach. *Taschenbuch der Hochfrequenztechnik*. 3. Aufl. Springer Berlin Heidelberg, 1968. ISBN: 978-3-662-13083-4 (zitiert auf S. 49).
- [95] *Kyocera Fineceramics Precision GmbH*. *Werkstoffdatenblatt Frialit F99,7*. Website (Zugriff: 07.04.2022). URL: https://www.kyocera-precision.com/wp-content/uploads/2021/05/KYOCERA_Selb_FRIALIT_997_DE.pdf (zitiert auf S. 49, 53, 62).

- [96] S. Giere, M. Kurrat und U. Schumann. „HV Dielectric Strength of Shielding Electrodes in Vacuum Circuit-Breakers“. In: *20th International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum*. 2002, S. 119–122. DOI: [10.1109/ISDEIV.2002.1027323](https://doi.org/10.1109/ISDEIV.2002.1027323) (zitiert auf S. 53).
- [97] R. F. Barron und G. Nellis. *Cryogenic Heat Transfer*. CRC Press, Taylor & Francis Group, 2016. ISBN: 978-1-482-22744-4. URL: <https://books.google.de/books?id=VCvMjgEACAAJ> (zitiert auf S. 55, 59).
- [98] J. E. Jensen u. a. *Brookhaven National Laboratory Selected Cryogenic Data Notebook*. 1980 (zitiert auf S. 56, 59, 63, 132).
- [99] O. Heaviside. *Electrical Papers, Vol. I*, Macmillan, 1892, S. 440–441 (zitiert auf S. 63).
- [100] T. Conrad. Private Korrespondenz. 2022 (zitiert auf S. 72).
- [101] T. Conrad. „Development of a modular cavity design for mass production of superconducting CH cavities for the superconducting heavy ion accelerator HELIAC at GSI“. Dissertation. Goethe-Universität-Frankfurt, 2022. DOI: [10.21248/gups.72031](https://doi.org/10.21248/gups.72031) (zitiert auf S. 73).
- [102] M. Miski-Oglu u. a. „Steps Towards Superconducting CW-linac for Heavy Ions at GSI“. In: *Proceedings of SRF'17*. 2017, S. 112–114. DOI: [10.18429/JACoW-SRF2017-MOPB024](https://doi.org/10.18429/JACoW-SRF2017-MOPB024) (zitiert auf S. 76).
- [103] M. Busch u. a. „Further Tests on the Final State of the SC 325 MHz CH-Cavity and Coupler Test Bench Update“. In: *Proceedings of IPAC'18*. 2018, S. 2783–2785. DOI: [10.18429/JACoW-IPAC2018-WEPML040](https://doi.org/10.18429/JACoW-IPAC2018-WEPML040) (zitiert auf S. 76).
- [104] E. Somersalo, P. Ylä-Oijala und D. Proch. „Analysis of multipacting in coaxial lines“. In: *Proceedings of PAC'95*. 1995, S. 1500–1502. DOI: [10.1109/PAC.1995.505264](https://doi.org/10.1109/PAC.1995.505264) (zitiert auf S. 81).
- [105] E. Somersalo u. a. „Computational methods for analyzing electron multipacting in RF structures“. In: *Particle Accelerators* 59 (Jan. 1998), S. 107–141 (zitiert auf S. 81, 85).
- [106] R. Woo. „Multipacting Discharges between Coaxial Electrodes“. In: *Journal of Applied Physics* 39.3 (1968), S. 1528–1533. DOI: [10.1063/1.1656390](https://doi.org/10.1063/1.1656390) (zitiert auf S. 81).
- [107] R. Udiljak u. a. „Multipactor in a coaxial transmission line. I. Analytical study“. In: *Physics of Plasmas* 14.3 (2007), S. 033508. DOI: [10.1063/1.2710464](https://doi.org/10.1063/1.2710464). eprint: <https://doi.org/10.1063/1.2710464> (zitiert auf S. 81).
- [108] B. Kaizer u. a. „Warming Rate Reduction of the SARAF RF Couplers by Application of a High Voltage DC Bias“. In: *Proceedings of LINAC'14*, S. 1168–1170 (zitiert auf S. 81).

- [109] M. Pekeler und P. Schmüser. „Supraleitung für Teilchenbeschleuniger“. In: *Physik Journal 5 Nr. 3* (2006), S. 45–51 (zitiert auf S. 81).
- [110] P. N. Ostroumov u. a. „Suppression of Multipacting in High Power RF Couplers Operating with Superconducting Cavities“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 856 (2017), S. 77–80. ISSN: 0168-9002. DOI: [10.1016/j.nima.2017.02.081](https://doi.org/10.1016/j.nima.2017.02.081) (zitiert auf S. 85).
- [111] A. Perot und C. Fabry. „On the application of interference phenomena to the solution of various problems of spectroscopy and metrology“. In: *Astrophysical Journal, vol. 9, p. 87* 9 (1899), S. 87 (zitiert auf S. 97).
- [112] B. Bogdanovich u. a. „Design of an EH tuner and an adjustable directional coupler for high-power waveguide systems“. In: *Proceedings of EPAC'02*. 2002, S. 506–508 (zitiert auf S. 97).
- [113] V. Katalev, S. Choroba u. a. „Tuning of external Q and phase for the cavities of a superconducting linear accelerator“. In: *Proceedings of LINAC'04*. 2004, S. 16–20 (zitiert auf S. 97).
- [114] V. Veshcherevich und S. Belomestnykh. *Correction of the coupling of CESR RF cavities to klystrons using three-post waveguide transformers*. Techn. Ber. SIS-2002-455, 2002 (zitiert auf S. 97).
- [115] Y. Kang, M. Tiefenback und P. Chevtsov. „Reactive RF Tuning for Compensation of a Detuned Accelerating Cavity“. In: *Proceedings of LINAC'02*. 2002, S. 731–733 (zitiert auf S. 97).
- [116] B. Dwersteg. „SC-cavity operation via WG-transformer“. In: *Proceedings of 4th workshop on RF superconductivity, Tsukuba, Japan*. 1990, S. 593–604 (zitiert auf S. 97).
- [117] H. Wang und M. Tiefenback. „Waveguide stub tuner analysis for CEBAF application“. In: *Proceedings of LINAC'04*. 2004, S. 757–759 (zitiert auf S. 97).
- [118] V. Andreev u. a. „Design of the Fast Tuner Loop for Superconducting RFQs at INFN-LNL“. In: *Proc. PAC'00*. 2000, S. 2013–2015 (zitiert auf S. 97, 128).
- [119] C. Vollinger und F. Caspers. „Ferrite-tuner Development for 80 MHz Single-Cell RF-Cavity Using Orthogonally Biased Garnets“. In: *Proceedings of IPAC'15*. 2015, S. 3159–3162 (zitiert auf S. 97, 128).
- [120] N. Shipman u. a. „A Ferroelectric Fast Reactive Tuner (FE-FRT) to Combat Microphonics“. In: *Proceedings of ERL'19*. 2019, S. 42–47 (zitiert auf S. 97, 128, 129).
- [121] I. Ben-Zvi u. a. „High-power ferro-electric fast reactive tuner“. In: *arXiv preprint arXiv:2109.06806* (2021) (zitiert auf S. 97, 128).

- [122] J. Holzbauer u. a. „Systematic uncertainties in RF-based measurement of superconducting cavity quality factors“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 830 (2016), S. 22–29 (zitiert auf S. 97, 103, 122, 128).
- [123] J. Holzbauer u. a. „Improved RF measurements of SRF cavity quality factors“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 913 (2019), S. 7–14 (zitiert auf S. 97, 122).
- [124] O. Melnychuk, A. Grassellino und A. Romanenko. „Error analysis for intrinsic quality factor measurement in superconducting radio frequency resonators“. In: *Review of Scientific Instruments* 85.12 (2014), S. 124705 (zitiert auf S. 103, 118, 119).
- [125] S. Kazakov, B. Hanna, O. Pronitchev u. a. „Testing of 325 MHz couplers at test stand in resonance mode“. In: *Proceedings of SRF'15*. 2015, S. 1376–1378 (zitiert auf S. 106).
- [126] Rohde & Schwarz GmbH & Co. KG. *R & S NRP POWER METER FAMILY (Specification)*. Website (Zugriff: 16.06.2023). URL: https://scdn.rohde-schwarz.com/ur/pws/dl_downloads/pdm/cl_brochures_and_datasheets/specifications/3607_0852_22/NRP-Family_dat-sw_en_3607-0852-22_v1302.pdf (zitiert auf S. 118).
- [127] IGUS GmbH. *drylin® E elektrische Linearachsen und Linearantriebe mit Motor*. Website (Zugriff: 16.06.2023). URL: <https://www.igus.de/info/linearachsen-mit-motor> (zitiert auf S. 120).
- [128] H. Sakai u. a. „Long-term operation with beam and cavity performance degradation in compact-ERL main linac in KEK“. In: *Proceedings of LINAC'18*. 2018, S. 695–698 (zitiert auf S. 127).
- [129] k Yamada u. a. „First vertical test of superconducting QWR prototype at RIKEN“. In: *Proc. LINAC'16*. 2016, S. 939–942 (zitiert auf S. 128).
- [130] F. Hug. *ARIES milestone report MS28—parameter data-base for various ERL & linac facilities*. 2019 (zitiert auf S. 129).
- [131] P. E. Bradley, R. Radebaugh u. a. „Properties of selected materials at cryogenic temperatures“. In: *NIST Publ.* 680 (2013), S. 1–14 (zitiert auf S. 132).

Lebenslauf

Aus Datenschutzgründen ist diese Seite in dieser Version nicht enthalten.

Aus Datenschutzgründen ist diese Seite in dieser Version nicht enthalten.

Aus Datenschutzgründen ist diese Seite in dieser Version nicht enthalten.

Aus Datenschutzgründen ist diese Seite in dieser Version nicht enthalten.