

**Entwicklung von normal- und
supraleitenden CH-Strukturen
zur effizienten Beschleunigung
von Protonen und Ionen**

Habilitationsschrift

vorgelegt beim
Fachbereich Physik
der
Johann Wolfgang Goethe Universität
Frankfurt am Main

von
Dr. Holger J. Podlech

2008

Wenn der Wind des Wandels weht,
bauen die einen Mauern und die anderen Windmühlen.

Chinesische Weisheit

Zusammenfassung

In den letzten Jahrzehnten hat sich die Entwicklung von Hochfrequenzlinearbeschleunigern für Protonen bis hin zu schweren Ionen für den Nieder- und Mittelenergiebereich zu einem vitalen Forschungsgebiet entwickelt. Der überwiegende Teil dieser Aktivitäten lag dabei im Bereich von Injektoren für Synchrotrons wie z.B. bei der GSI (Darmstadt) oder am CERN (Genf) und der Nachbeschleunigung von radioaktiven Ionenstrahlen an Anlagen wie REX-ISOLDE am CERN oder ISAC am TRIUMF (Vancouver). Seit den letzten Jahren gibt es starke Tendenzen zur Entwicklung von Hochleistungslinearbeschleunigern, insbesondere für die angewandte Forschung an Spallationsneutronenquellen, zur Isotopenproduktion oder zur Transmutation von langlebigen Abfällen aus Spaltreaktoren.

Um diese Anwendungen optimal bedienen zu können, werden Beschleuniger benötigt, an die hinsichtlich Effizienz, Strahlstrom, Teilchenverluste und Zuverlässigkeit teilweise signifikant höhere Anforderungen gestellt werden als dies bestehende Anlagen bieten können. Der Einsatz von Hochfrequenzkavitäten, die in transversal elektrischen Moden (TE) bzw. H-Moden betrieben werden, hat sich als äußerst erfolgreiches Konzept bezüglich Betriebssicherheit, Spannungsfestigkeit, Investitionskosten und Effizienz etabliert. Zur Vorbeschleunigung direkt nach einer Ionenquelle werden routinemäßig Radiofrequenzquadrupole (RFQ) eingesetzt. Neben dem im Institut für Angewandte Physik (IAP) entwickelten 4-Rod-RFQ werden als RFQ-H-Strukturen der IH-RFQ (H_{111}) und der 4-Vane-RFQ (H_{211}) verwendet. Bei höheren Energien geht man zu Driftröhrenstrukturen über. Bisher wurde die IH-Driftröhrenstruktur erfolgreich in vielfältiger Weise bei Frequenzen zwischen 36 und 217 MHz sowie im Energiebereich zwischen 120 keV/u und 7 MeV/u eingesetzt.

Aufgrund der verwendeten Mode werden die Querdimensionen bei den typischen Frequenzen moderner Protonenlinacs (300-400 MHz) für IH-Strukturen aber zu klein. Für diese Frequenzen eignet sich die **Crossbar-H-Moden-** oder **CH-Struktur** wesentlich besser. Diese Driftröhrenstruktur wird in der H_{211} -Mode betrieben und hat bei gleicher Frequenz einen etwa doppelt so großen Tankdurchmesser wie IH-Strukturen. Die CH-Struktur ist eine neuartige vielzellige Beschleunigerstruktur, deren Entwicklung der Inhalt der vorliegenden Arbeit ist.

Neben den bekannten Vorteilen von IH-Strukturen wie eine hohe Shuntimpedanz, hohe Spannungsfestigkeit und eine gleichmäßige Verteilung der Verlustleistung besitzt die CH-Struktur aufgrund ihrer Geometrie eine sehr hohe mechanische Stabilität. Dies ermöglicht die Realisierung nicht nur von normalleitenden sondern auch von supraleitenden Kavitäten. Zusammen mit der KONUS-Strahldynamik, die lange linsenfreie Sektionen ermöglicht, wird damit erstmals die Realisierung von kompakten supraleitenden, effizienten Linearbeschleunigern bei hohen Tastverhältnissen bis hin zum Dauerstrichbetrieb möglich.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine 19-zellige supraleitende CH-Kavität entwickelt und

im Frankfurter Hochfrequenz-Kryolabor getestet. Dabei wurden bisher Beschleunigungsgradienten von 7 MV/m im Dauerstrichbetrieb erreicht, was einer effektiven Beschleunigungsspannung von 5.6 MV entspricht. Dieser Wert stellt einen weltweiten Rekord für supraleitende Nieder- und Mittelenergiestrukturen bis zu einem Teilchen- β von 0.47 dar. Die supraleitende CH-Struktur stellt eine neue Klasse supraleitender Kavitäten dar, die sich deutlich von den bisher realisierten unterscheidet. Die CH-Struktur ist die

- Erste vielzellige supraleitende Kavität für den Nieder- und Mittelenergiebereich
- Erste supraleitende H-Moden-Kavität
- Erste supraleitende Kavität mit angepasstem Geschwindigkeitsprofil
- Erste supraleitende Kavität mit variablem g/L -Verhältnis.

Diese Neuerungen hatten entsprechend viele innovative Entwicklungen bezüglich Tuning, Einkopplung und Design zu Folge.

Parallel zur Entwicklung des supraleitenden CH-Prototyps wurden verschiedene Projekte, die von diesen Arbeiten profitieren können, hinsichtlich der strahldynamischen Auslegung und dem Design der Kavitäten unterstützt. Dazu gehören z.B. EUROTRANS zur Transmutation radioaktiver Abfälle und IFMIF, eine Neutronenquelle zur Entwicklung neuer Materialien zukünftiger Fusionsreaktoren. An beiden Projekten ist das IAP beteiligt.

Insbesondere für Anwendungen mit kleinem Tastverhältnis eignet sich die normalleitende CH-Struktur zum Bau von kompakten, effizienten und kostengünstigen Linearbeschleunigern. Die Motivation zur Entwicklung der normalleitenden CH-Struktur war zum Großteil durch den geplanten 70 MeV, 70 mA Protonenlinac für FAIR gegeben. Im Rahmen dieses Projektes wurde die Kopplung von CH-Strukturen vorgeschlagen. Der CH-Linac soll 6 CH-Dubletts besitzen, wobei jedes Dublett aus zwei CH-Strukturen besteht, die hochfrequenztechnisch mittels einer Koppelzelle verbunden sind. Dies reduziert die Anzahl der benötigten Klystron um die Hälfte.

Die positiven Ergebnisse von Simulationsrechnungen und der Messungen an verschiedenen Prototypen zeigen, dass die CH-Struktur eine äußerst attraktive Alternative zu konventionellen Hochfrequenzstrukturen für die Beschleunigung von Protonen und Ionen im Nieder- und Mittelenergiebereich ist.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	4
1.1	Historischer Überblick	4
1.2	Hadronen-Linearbeschleuniger	6
1.3	Supraleitende Hochfrequenzresonatoren	9
2	Hochfrequenzsupraleitung	15
2.1	Einführung	15
2.2	Oberflächenwiderstand R_s	18
3	Hochfrequenzresonatoren: Wichtige Begriffe	24
3.1	Güte Q_0	25
3.2	Beschleunigungsspannung und Gradient	26
3.3	Gespeicherte Energie W	28
3.4	Verlustleistung P	29
3.5	Impedanz	29
3.6	Geometriefaktor G	31
3.7	R_a/Q_0	31
3.8	Kryogene Last	32
3.9	Elektrische und magnetische Peakfelder	33
3.10	Skalierung von Resonatorparametern	34
4	Die CH-Struktur	36
4.1	Feldverteilungen im zylindrischen Hohlraum	36
4.2	H-Moden-Beschleuniger	42
4.3	Analytische Beschreibung von CH-Kavitäten für genäherte Felder	48
5	Designkriterien von supraleitenden CH-Kavitäten	58
5.1	Endzellendesign	58
5.2	Einfluss von Rippen	61
5.3	Minimierung von Peakfeldern	63
5.4	Produktion und Präparation der supraleitenden Prototyp-Kavität	67

6	Einkopplung von HF-Leistung	73
6.1	Kapazitive Kopplung	73
6.2	Induktive Kopplung	76
6.3	Numerische Bestimmung von Q_e	80
6.4	Skalierung der externen Güte	87
7	Hochfrequenzmessungen an supraleitenden Resonatoren	89
7.1	Die belastete Güte Q_L	89
7.2	Resonator mit einem Koppler	92
7.3	Eingeschaltete Hochfrequenz	98
7.4	Abschalten der Hochfrequenz	100
7.5	Einschalten der Hochfrequenz	101
7.6	Verwendung von Rechteckimpulsen	103
7.7	Bestimmung der externen Güte Q_e	103
7.8	Messung von Q_0 gegen E_a	106
7.9	Konditionierung der supraleitenden CH-Struktur	111
7.10	Kalttest der supraleitenden CH-Struktur	112
8	Limitierungen von supraleitenden Resonatoren	128
8.1	Restwiderstand	128
8.1.1	Gefangener magnetischer Fluss	129
8.1.2	Hydridbildung	133
8.2	Multipacting	133
8.3	Thermaler Zusammenbruch	140
8.4	Feldemission	143
8.5	Lorentzkraftverstimmung	151
8.6	Microphonics	154
9	Tuning von CH-Kavitäten	159
9.1	Frequenztuning	159
9.2	Feldtuning	161
9.3	Entwicklung eines Tuners für die supraleitende CH-Struktur	163
10	Vergleich verschiedener supraleitender Resonatoren	173
11	Optimierte CH-Kavitäten für hohe Leistungen und Intensitäten	183
12	Entwicklung der normalleitenden CH-Kavität	187
13	Leistungsbedarf bei normal- und supraleitenden CH-Kavitäten	193

14 Strahldynamik in CH-Kavitäten	199
14.1 Grundlagen der longitudinalen und transversalen Strahldynamik	200
14.2 KONUS-Dynamik und der LORASR-Code	203
15 Anwendung von CH-Strukturen in aktuellen Großprojekten	208
15.1 EUROTRANS	208
15.2 IFMIF	222
15.3 FAIR Protonen-Injektor	231
A Verwendete Symbole und Akronyme	235
B Danksagung	243
Literaturverzeichnis	247

Kapitel 1

Einleitung

Die Entwicklung von Teilchenbeschleunigern begann in der ersten Hälfte des 20. Jahrhunderts und hat seitdem einen bemerkenswerten Fortschritt erfahren. Während die Motivation zum Bau früherer Beschleuniger im Wesentlichen darin begründet war, tiefere Einblicke in die Struktur der Materie und die zugehörigen Wechselwirkungen zu gewinnen, liegt ein Schwerpunkt vieler aktueller Projekte im Bereich der angewandten Forschung. Nach einem historischen Überblick werden aktuelle Trends in der Entwicklung von Linearbeschleunigern und verschiedene zum Einsatz kommende Hochfrequenzstrukturen vorgestellt.

1.1 Historischer Überblick

Im Jahre 1924 schlug Gustav Ising einen Beschleuniger auf der Basis zeitabhängiger Felder vor [1]. Inspiriert von dieser Idee realisierte Rolf Wideröe 1927 in Aachen den ersten Hochfrequenzbeschleuniger [2]. Der Beschleuniger bestand aus zwei geerdeten Elektroden und einem Driftröhr dazwischen. In seinem Experiment konnte er einfach geladene Kaliumionen auf 50 keV beschleunigen, was der doppelten Spaltspannung entsprach. Prinzipiell war es dadurch möglich, geladenen Teilchen praktisch eine beliebig hohe Energie durch die Aneinanderreihung von Driftröhren zuzuführen und die Limitierungen der elektrostatischen Beschleuniger zu überwinden. Damit die Teilchen immer synchron zur verwendeten Hochfrequenz sind, muss für den Abstand L_c zweier beliebiger Spaltmitten die Wideröesche Bedingung gelten:

$$L_c = 0.5\beta_i\lambda$$

Dabei ist $\beta_i = v_i/c$ die relative Geschwindigkeit im i -ten Spalt und λ die Wellenlänge der verwendeten Hochfrequenz. Um diese Bedingung immer zu erfüllen, muss trivialerweise die jeweilige Länge L_i bei konstanter Frequenz zunehmen. Bei der von Wideröe verwendeten Frequenz von 1 MHz wären aber diese Längen bei höherer Energie schnell unpraktikabel groß geworden.

1929 schlug Ernest O. Lawrence das Prinzip des Zyklotrons vor [3]. Dabei wird ein senkrecht zur Bewegungsebene der Teilchen stehendes Magnetfeld verwendet, um diese auf eine

Kreisbahn zu zwingen. Durch zwei gegenüberliegende Beschleunigungsspalte gewinnen die Teilchen Energie, was zu einem Anwachsen der Bahnradien führt. Im nichtrelativistischen Fall ist die Umlaufperiode von der Energie unabhängig. Livingston konnte 1931 experimentell die Funktionsweise des Zyklotrons zeigen und Protonen auf 80 keV beschleunigen. Ein Jahr später bauten beide gemeinsam ein Zyklotron, das Protonen mit einer Energie von 1.25 MeV lieferte. Trotz verschiedener Maßnahmen sind Zyklotrons auf Energien bis etwa 1 GeV begrenzt. Der zur Zeit leistungsfähigste Protonenbeschleuniger bezüglich der durchschnittlichen Strahlleistung ist das 590 MeV Zyklotron am PSI in Villingen/Schweiz. Mit einem Strahlstrom von bis zu 1.9 mA ergibt sich eine Leistung von 1.1 MW, die in Zukunft bis auf 1.8 MW gesteigert werden soll [4].

Für die Weiterentwicklung der Linearbeschleuniger spielte die Entwicklung von Hochfrequenzgeneratoren bei höheren Frequenzen eine entscheidende Rolle. Während des Zweiten Weltkrieges wurden im Rahmen von RADAR-Anwendungen Hochfrequenzverstärker im Bereich von 200 MHz und darüber entwickelt. Dies machte den Weg frei für einen von Luis Alvarez vorgeschlagenen Linearbeschleuniger [5]. Dieser besteht aus einem zylindrischen Tank, in dem die TM_{010} -Mode angeregt wird. Mittels Stützen werden Driftröhren entlang der Strahlachse untergebracht. Entsprechend der Mode sind die Felder in den Spalten alle gleichgerichtet. Deshalb müssen die Beschleunigungszellen im Gegensatz zum Wideöbeschleuniger eine Länge von $\beta\lambda$ aufweisen. Um die transversale Fokussierung zu gewährleisten, sind in den Driftröhren Quadrupolmagnete untergebracht. Der erste Alvarezbeschleuniger wurde 1946 in Berkeley gebaut. Er konnte Protonen von 4 auf 32 MeV bei 200 MHz beschleunigen [6]. Alvarez-Beschleuniger wurden als Injektoren populär in großen Beschleunigerkomplexen wie CERN, FNAL, DESY, GSI oder RAL.

Bisher war ausschließlich von Hadronenbeschleunigern die Rede. Natürlich lassen sich auch Elektronen bzw. Positronen in Hochfrequenzbeschleunigern beschleunigen. Aufgrund der wesentlich kleineren Masse, werden diese aber bereits bei einigen MeV hochrelativistisch, so dass sich ihre Geschwindigkeit kaum noch ändert. Der erste Elektronenbeschleuniger war das Betatron von D.W. Kerst (1941) [7], das Energien von einigen 10 MeV liefert. 1945 wurde unabhängig von E.M. McMillan [8] und von V. Veksler [9] das Synchrotron vorgeschlagen. Es ermöglichte den Bau von kompakten Hochenergiebeschleunigern. Die Magnetfelder, die den Strahl auf der Sollbahn halten, werden entsprechend der Teilchenenergie synchron mit dieser hochgefahren, wobei der Bahnradius konstant gehalten wird. Bereits 1945 wurde das erste Synchrotron für Elektronen mit einer Endenergie von 320 MeV an der Universität von Kalifornien (Lawrence Berkeley National Laboratory) gebaut. Anfang der 50er Jahre wurde das erste Protonensynchrotron, das 3 GeV Cosmotron, in Brookhaven in Betrieb genommen [10].

Im weiteren Verlauf wurden mittels Synchrotrons immer höhere Energien erreicht. Um die Dimensionen und damit die Kosten der Hadronensynchrotrons möglichst klein zu halten, wurden schließlich supraleitende Magnete verwendet, die wesentlich höhere Magnetfel-

der erreichen und dem Ring eine entsprechend höhere Steifigkeit geben. Beispiele sind der Relativistic Heavy Ion Collider (100 GeV/u) in Brookhaven [11], HERA bei DESY (920 GeV) [12], oder das TEVATRON am Fermilab (1 TeV) [13]. Die bisher höchsten Energien sind am Large Hadron Collider LHC am CERN mit 7 TeV für Protonen und 574 TeV für Bleiionen geplant, der 2008 in Betrieb gehen soll [14].

Während für Protonen und Ionen die Limitierung in der Energie eher in den erreichbaren Magnetfeldern liegt, sind Elektronensynchrotrons aufgrund der Abstrahlung von Synchrotronstrahlung begrenzt, wobei die Verlustleistung mit E^4 wächst. So war es nur möglich, die Schwerpunktsenergie des LEP-Colliders von 100 auf 214 GeV zu erhöhen, indem die normalleitenden Hochfrequenzkavitäten durch supraleitende Kavitäten mit wesentlich höheren Gradienten ersetzt wurden [15]. Zur Zeit erscheint die einzige Lösung, einen Elektronen-Positronen-Collider mit noch höheren Energien (Schwerpunktsenergie $W \geq 500$ GeV) zu realisieren, ein Linearcollider zu sein. Diese, ILC (International Linear Collider) genannte Maschine wird vermutlich auf der am DESY entwickelten supraleitenden TESLA-Technologie aufbauen [16].

Während einige wenige Anlagen immer höhere Energie zu erreichen versuchen, gibt es eine parallele Entwicklung zu immer höheren Intensitäten bei kleineren Energien.

1.2 Hadronen-Linearbeschleuniger

In den letzten Jahren gab es ein wachsendes Interesse an neuen leistungsfähigen Linearbeschleunigern für Protonen und Ionen. Die verschiedenen Maschinen lassen sich in vier Hauptgruppen einteilen:

- Injektoren für Synchrotrons
- Treiberbeschleuniger zur Isotopenproduktion
- Nachbeschleuniger für radioaktive Ionen
- Treiberbeschleuniger zur Neutronenproduktion

Immer mehr elektrostatische Vorbeschleuniger werden durch effiziente Hochfrequenzlinearbeschleuniger ersetzt, um den gestiegenen Anforderungen hinsichtlich der Intensität Rechnung zu tragen und den Wartungsaufwand zu reduzieren. Der am weitesten verbeitete elektrostatische Beschleuniger, der Van-de-Graaf-Generator, ist auf Intensitäten unter 1 mA begrenzt. Um den gelieferten Gleichstromstrahl (DC) für einen nachfolgenden Hochfrequenzbeschleuniger vorzubereiten, wird in der Regel ein Chopper eingesetzt, der den Großteil des Strahls ausschneidet. Moderne Injektorsysteme bestehend aus einer Ionenquelle, einem Radiofrequenz-Quadrupol (RFQ) und einem Driftröhrenbeschleuniger (DTL), können mit typisch 90-95% Effizienz den von der Quelle gelieferten DC-Strahl

longitudinal einfangen. Die Injektorenergie und das Tastverhältnis werden jeweils an die Anforderungen der Injektion in das Synchrotron angepasst. Aktuelle Beispiele sind der neue Schwerioneninjektor für RHIC am BNL [17], der den Tandem-Beschleuniger ersetzen soll, der neue Protoneninjektor für das FAIR-Projekt bei der GSI [18] (Kap. 15.3), LINAC-4 am CERN [19] oder der 180 MeV H^- -Injektor für die Spallationsneutronenquelle ISIS [20].

Ein Schwerpunkt heutiger kernphysikalischer Forschung ist die Untersuchung radioaktiver Kerne fern vom Tal der Stabilität. Aufgrund der kurzen Lebensdauern müssen diese Kerne durch Treiberbeschleuniger produziert werden. Dabei gibt es zwei grundsätzliche Verfahren: Bei der ISOL-Methode (Isotope Separation Online) wird ein Protonenstrahl auf eine Energie von einigen 100 MeV bis 1 GeV beschleunigt und trifft auf ein dickes Produktions-target. Durch Spallationsreaktionen entstehen eine Vielzahl radioaktiver Kerne. In einer Ionenquelle werden diese dann meist einfach positiv geladen und mit einigen 10 kV statisch beschleunigt. Die gewünschten Isotope werden in Massenseparatoren getrennt und den jeweiligen Experimenten zu Verfügung gestellt. Zur Zeit werden als Protonentreiber Zyklotrons und kleine Synchrotrons verwendet. Für das ISAC-Projekt am TRIUMF [21] dient ein 500 MeV Zyklotron mit einem Strom von 100 μA und für ISOLDE am CERN [22] das 1 GeV Booster-Synchrotron (PSB) mit einem mittleren Strom von 2.1 μA als Treiber. Zum Teil werden die langsamen Isotope auf wenige MeV/u bis an die Coulombschwelle nachbeschleunigt. Existierende Anlagen sind der normalleitende ISAC-I-, der supraleitende ISAC-II-Beschleuniger sowie der Nachbeschleuniger des REX-ISOLDE-Projektes am CERN [23].

Die Produktionsraten der Isotope hängen neben den jeweiligen Wirkungsquerschnitten auch von der Energie des Primärstrahls und von dessen Intensität ab. Grundsätzlich gilt, dass die Produktionsrate sinkt, je weiter man sich vom Stabilitätstal entfernt. Um weiter in den unbekanntenen Bereich der exotischen radioaktiven Kerne vorzustoßen, sind deshalb wesentlich leistungsfähigere Treiberbeschleuniger notwendig, die alle auf dem Linearbeschleunigerkonzept basieren werden und prinzipiell hohe Ströme bei hohen Tastverhältnissen beschleunigen können. Dazu gehören die Isotope Science Facility (ISF) an der Michigan State University [24] bzw. die Advanced Exotic Beam Facility (AEBF) in Argonne [25]. Beide konkurrierenden Anlagen sollen Protonen auf 580 MeV und Uran auf 200 MeV/u bei einer Leistung von bis zu 400 kW im Dauerstrichbetrieb beschleunigen.

Die ISOL-Methode ist auf Isotope beschränkt, die hinreichend lange Lebensdauern besitzen, um überhaupt den Produktionsprozess und den Transfer zu den Experimenten zu überstehen. Für die Untersuchung kurzlebiger Isotope hat sich die so genannte In-Flight-Fragmentation bewährt, bei der schwere Ionen mit Energien zwischen einigen 100 MeV/u bis einigen GeV/u auf ein dünnes Produktionstarget treffen. Die schnellen Fragmentierungsprodukte werden durch einen Fragmentseparator analysiert und getrennt. Nachfolgend können diese z.B. in Speicherringe injiziert werden, um Lebensdauer- und Mas-

senmessungen durchzuführen. Bestehende Fragmentierungsanlagen befinden sich z.B. bei der GSI mit dem Fragmentseparator FRS und dem nachfolgenden ESR-Speicherring sowie mit den gekoppelten Zyklotrons am National Superconducting Cyclotron Laboratory (NSCL) [26]. Im selben Labor gibt es zur Zeit Pläne, die Fragmentierungsprodukte in einer Gaszelle abzubremesen und mittels eines supraleitenden Nachbeschleunigers (mit normalleitendem RFQ) in einer ersten Ausbaustufe auf 3 MeV/u zu beschleunigen [27, 28]

Zur Zeit befinden sich zwei Projekte im Aufbau, die Protonen und Deuteronen auf Energien von 40 MeV im Dauerstrichbetrieb beschleunigen, um radioaktive Isotope zu produzieren. Das SPIRAL2-Projekt bei GANIL ($I=5$ mA) verwendet supraleitende zweispartige Viertelwellenresonatoren [29], während beim SARAF-Projekt in Israel ($I=4$ mA) Halbwellenresonatoren zum Einsatz kommen [30]. Die genannten zwei Projekte sind die ersten Treiberbeschleuniger mit hohen Strahlleistungen, die bis auf den Niederenergiebereich (RFQ) auf supraleitende Technologie zurückgreifen.

Supraleitende Kavitäten für einen Hochleistungsprotonentreiber wurden erstmals im Rahmen der Spallations-Neutronenquelle (SNS) in Oakridge eingesetzt [31]. Diese Anlage befindet sich seit 2006 in Betrieb [32]. Der Treiberbeschleuniger liefert 1 GeV Protonen mit einem Pulsstrom von 26 mA bei einem Tastverhältnis von 6%. Der durchschnittliche Strom am Target beträgt 1.4 mA, was einer Strahlleistung von 1.4 MW entspricht. Ein Makropuls wird in einem Kompressorring zeitlich komprimiert. Die Strahlpulse treffen mit einer Repetitionsrate von 60 Hz auf ein flüssiges Quecksilbertarget, um mittels Spallationsreaktionen die gewünschten Neutronen zu produzieren. Bis zu einer Energie von 200 MeV besteht der Linac aus normalleitenden Strukturen. Zunächst beschleunigt ein RFQ den Strahl auf 2.5 MeV, dann folgt ein Alvarez-DTL bis 87 MeV, gefolgt von einem Coupled Cavity Linac (CCL). Ab 200 MeV übernehmen zwei Gruppen 6-zelliger supraleitender, elliptischer 805 MHz-Kavitäten die Hauptbeschleunigung bis 1000 MeV. Neben Spallationsquellen, die Neutronen für vielfältige Untersuchungen in den Materialwissenschaften, Chemie, Biologie oder Medizin bereitstellen, gibt es eine weitere Anwendung von Protonentribern, die das Problem des langlebigen hochradioaktiven Abfalls aus Spaltungsreaktoren zumindest reduzieren könnte. Bei dieser als Transmutation bekannten Technologie treibt ein intensiver Protonenstrahl einen subkritischen Reaktor (Accelerator Driven System, ADS), in dem sich die problematischen Spaltprodukte befinden. Der Strahl wird auf ein Schwermetalltarget geschossen. Die entstehenden Neutronen werden von Spaltprodukten absorbiert, welche sich in kurzlebige Isotope umwandeln [33]. Neben der reinen Transmutation besteht grundsätzlich auch die Möglichkeit, unter Verwendung von Th-232 über den Brutprozess zu U-233 Energie zu gewinnen [34]. Während anfangs Zyklotrons als Treiber vorgeschlagen wurden, werden aus Gründen der Betriebszuverlässigkeit und der höheren erreichbaren Strahlleistungen heute Linearbeschleuniger bevorzugt. Eines der Hauptprobleme bei der Transmutation wird die extrem hohe geforderte Zuverlässigkeit des Beschleunigers sein, welche nur wenige kurze Strahlunterbre-

chungen ($t < 1$ s) pro Jahr erlaubt. In Kapitel 15.1 wird das Europäische Programm zur Transmutation, EUROTRANS näher vorgestellt. Es ist eines der Projekte, in dem die supraleitende CH-Struktur für Energien bis 17 MeV vorgesehen ist.

Um Materialien für zukünftige Fusionreaktoren zu testen, wird eine beschleunigergetriebene Hochflussneutronenquelle benötigt. Dieses als IFMIF bekannte Projekt muss 40 MeV Deuteronen mit einem Gesamtstrom von 250 mA liefern, was einer Strahlleistung von 10 MW im Dauerstrichbetrieb entspricht. Auch für IFMIF kann die CH-Struktur verwendet werden, wie in Kapitel 15.2 erläutert wird.

1.3 Supraleitende Hochfrequenzresonatoren

In den letzten vier Jahrzehnten wurde eine Vielzahl verschiedener supraleitender Hochfrequenzkavitäten im Frequenzbereich zwischen 50 und 3000 MHz entwickelt. Dabei verwendet man normalerweise umso niedrigere Frequenzen, je schwerer und langsamer die zu beschleunigenden Teilchen sind. Für Ionen und Protonen liegen die typischen Frequenzen der supraleitenden Resonatoren zwischen 50 und 800 MHz, für Elektronen dagegen zwischen 350 und 3000 MHz. Da Elektronen schon bei einer Energie von wenigen MeV relativistisch werden, sind praktisch alle Elektronenresonatoren $\beta=1$ Strukturen. Protonen bzw. Ionen werden erst bei mehreren 10 GeV/u relativistisch. Das heißt, in einem Ionenlinearbeschleuniger müssen die Resonatoren dem Geschwindigkeitsprofil des Teilchenstrahls folgen. Die Wahl der Frequenz hängt von mehreren Faktoren ab. Bei Elektronenbeschleunigern verwendet man meist eine hohe Frequenz wie z.B. 1.3 GHz bei den 9-zelligen TESLA-Strukturen [35] und hält diese entlang des Beschleunigers konstant. Da die Elektronen relativistisch sind, kann man den gesamten Beschleuniger mit identischen Resonatoren ausstatten, was den Entwicklungsaufwand entsprechend reduziert. Aufgrund ökonomischer Überlegungen ist man insbesondere bei langen Linearbeschleunigern bestrebt, transversal möglichst kleine Resonatoren zu verwenden, was eine höhere Betriebsfrequenz bedeutet. Allerdings ist man bei der Wahl der Frequenz nach oben hin durch zwei Faktoren auf etwa 3 GHz limitiert. Zum einen steigt der Oberflächenwiderstand mit dem Quadrat der Frequenz f an (Kap. 2.2), zum anderen wachsen die Einflüsse sogenannter Wakefelder mit f^2 (parallel) bzw. f^3 (senkrecht) [36]. Dabei wechselwirkt das elektrische Feld des Teilchenstrahls mit dem Resonator und beeinflusst selbst wieder den Teilchenstrahl. Besonders bei Beschleunigern, die eine extrem gute Strahlqualität besitzen müssen, wie z.B. bei Freien Elektronen Lasern (FEL) oder dem International Linear Collider (ILC) muss dies beachtet werden.

Während bei Elektronenbeschleunigern praktisch ausschließlich elliptische Resonatoren konstanter Frequenz verwendet werden, ist die Situation bei Ionenbeschleunigern bezüglich der Wahl des Resonators und der Frequenz meist komplizierter. Bei Protonen beginnt man meist mit Frequenzen von 300-400 MHz. Wesentlich höhere Startfrequenzen



Fig. 1.1: Supraleitende Splitring Resonatoren, die für den ATLAS Beschleuniger am Argonne National Laboratory entwickelt wurden. Die Betriebsfrequenz ist 97 MHz (Eigentum Argonne National Laboratory, Argonne, IL, USA).

werden insbesondere aufgrund von strahldynamischen Gründen nicht gewählt. Bei langen Protonenlinearbeschleunigern führt man meist bei einer Energie von etwa 100-200 MeV ($\beta \approx 0.5-0.6$) einen Frequenzsprung auf die doppelte Frequenz durch.

Bei Ionenbeschleunigern ist die Situation noch etwas komplizierter, da bei der Wahl der Frequenzen auch das Verhältnis von der Ladung und der Masse der Ionen (Masse-zu-Ladungs-Verhältnis) berücksichtigt werden muss. Bei sehr kleinen Verhältnissen (z.B. 240) beginnt man mit extrem kleinen Frequenzen von typischerweise 10 MHz (normalleitend), bei mittleren Werten von 8 liegen die typischen Frequenzen bei 50 bis 150 MHz. Unter Umständen durchlaufen die Ionen Stripper, in denen den noch nicht vollständig ionisierten Ionen weitere Elektronen entfernt werden. Dadurch wird das Masse-zu-Ladungs-Verhältnis erhöht und die Beschleunigung effizienter gemacht. Je höher die Ladung der Ionen und deren Energie wird, desto höher kann die Betriebsfrequenz der Resonatoren gewählt werden.

Beim Design von supraleitenden Resonatoren bzw. bei der Frage, welche Resonatoren in einem Beschleuniger eingesetzt werden sollen, gibt es eine Reihe grundsätzlicher Überlegungen. Wie schon erwähnt wurde, sind aufgrund ökonomischer Gründe eine hohe Frequenz und damit kleine Resonatoren wünschenswert. Andererseits steigt der Oberflächenwiderstand quadratisch mit der Frequenz und damit auch die Verluste im Resonator. Dies

1.3. Supraleitende Hochfrequenzresonatoren

wiederrum begünstigt niedrigere Frequenzen und damit größere Resonatoren. Allerdings steigt mit der Oberfläche des Resonators das Risiko, dass Defekte im Resonatormaterial oder Verunreinigungen vorkommen, welche die Performance des Resonators limitieren können (Kap. 8).

Der Einsatz der Supraleitung in der Beschleunigerphysik begann etwa im Jahr 1965. An der Stanford University wurden Elektronen mit bleibeschichteten Resonatoren beschleunigt [37]. 1977 wurde dort der Superconducting Accelerator (SCA) aus Niob-Resonatoren fertiggestellt. Es handelte sich um einen 27 Meter langen Elektronenlinearbeschleuniger, der eine Gesamtspannung von 50 MV lieferte [38].

Im Bereich der supraleitenden Protonen- und Ionenbeschleuniger war das Kernforschungszentrum Karlsruhe (heute Forschungszentrum Karlsruhe) in enger Zusammenarbeit mit dem IAP Frankfurt einer der Pioniere. In den späten Sechziger Jahren begann dort die Entwicklung der supraleitenden Wendel- oder Helixstruktur [39]. Allerdings zeigte dieser Resonator eine hohe Empfindlichkeit gegenüber mechanischen Schwingungen und bedurfte einer aufwendigen Regelung. Ein solcher supraleitender Wendelbeschleuniger arbeitete mehrere Jahre als Nachbeschleuniger eines Van-de-Graaf-Tandems in Saclay mit etwa 2 MV/m beschleunigender Feldstärke.

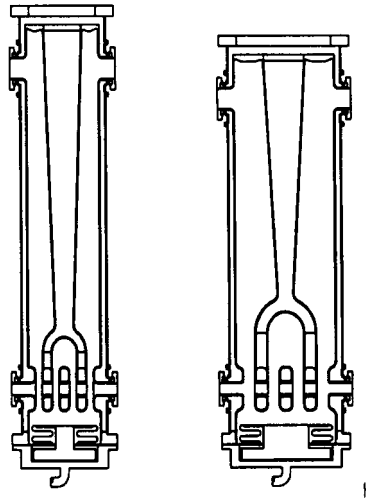


Fig. 1.2: Supraleitende, interdigitale Viertelwellen-Resonatoren mit 4 Spalten, wie sie für den ATLAS Beschleuniger am ANL entwickelt wurden. Die Betriebsfrequenz ist 48.5 MHz. (Eigentum Argonne National Laboratory, Argonne, IL, USA).

Im Jahre 1974 löste das California Institute of Technology das Problem der Schwingungsanfälligkeit durch die Abwandlung der Helixgeometrie zum so genannten Splitring Resonator [40]. Die Resonatoren wurden aus Kuper gefertigt und dann mit Blei beschichtet. Dieser Resonatortyp wurde die Basis für den Booster Beschleuniger der New York State Universität in Stony Brook [41], der seinen Betrieb 1985 aufnahm. Der Beschleunigungs-

Kapitel 1. Einleitung

gradient beträgt etwa 2.5 MV/m.

1975 begann die Entwicklung von supraleitenden Splitring-Resonatoren am Argonne National Laboratory (ANL) in Illinois, USA [42, 43]. Seit 1978 ist dort der ATLAS-Beschleuniger in Betrieb (Argonne Tandem Linear Accelerator System), der mit über 100000 Stunden Strahl am Target den Weltrekord für supraleitende Beschleuniger hält. Die Splitring Resonatoren, die bei einer Frequenz von 97 MHz operieren, wurden für Teilchengeschwindigkeiten von $\beta=0.06$, 0.1 und 0.16 designed und erreichen Gradienten von 2.5-3.5 MV/m (Abb. 1.1). Supraleitende Splitringe werden heute nicht mehr in Betracht gezogen, weil sie aufgrund ihrer sehr hohen magnetischen Peakfelder limitiert sind. Für den Niederenergiebereich des ATLAS-Beschleunigers wurden spezielle interdigitale Viertelwellen-Strukturen mit 4 Spalten entwickelt, die bei 48.5 MHz betrieben werden [44] (Abb. 1.2). In den Achtziger und Neunziger Jahren wurden 2-Spalt Viertelwellen-

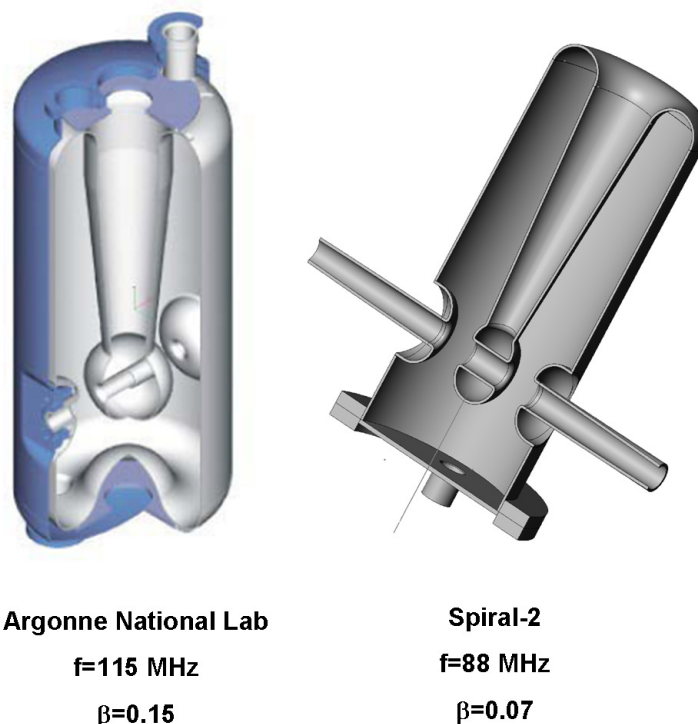


Fig. 1.3: Links: QWR für das AEBF-Projekt am Argonne National Lab mit $f=115$ MHz und $\beta = 0.15$ (Eigentum ANL) [25]. Rechts: QWR für das SPIRAL2-Projekt in GANIL mit $f=88$ MHz und $\beta = 0.07$ (Eigentum CEA).

Resonatoren (Quarterwave-Resonatoren, QWR) am JAERI (Japan) [45] und am INFN Legnaro (Italien) [46] entwickelt. Diese Resonatoren zeichnen sich durch relativ niedrige elektrische und magnetische Peakfelder aus. Allerdings sind die transversalen Dimensionen deutlich größer als die der Splitringe. Inzwischen sind QWR für eine Vielzahl aktueller

1.3. Supraleitende Hochfrequenzresonatoren

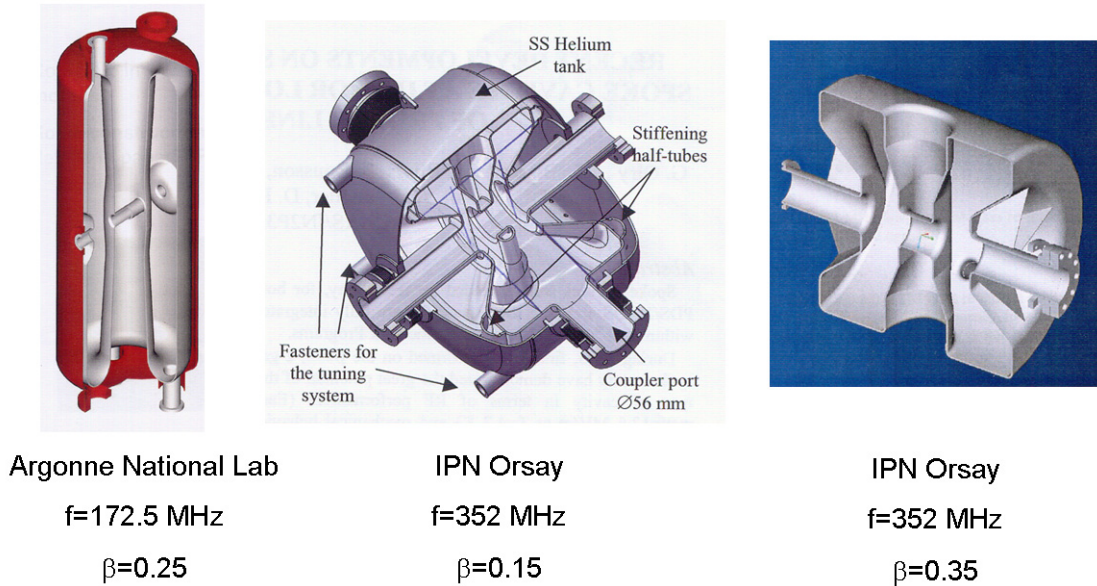


Fig. 1.4: Links: HWR für das AEBF-Projekt am Argonne National Lab mit $f=172.5$ MHz und $\beta = 0.25$ (Eigentum ANL) [25]. Mitte: Spoke-Kavität für das EUROTRANS-Projekt mit $f=352$ MHz und $\beta = 0.15$ (Eigentum IPN Orsay). Rechts: Spoke-Kavität für das EUROTRANS-Projekt mit $f=352$ MHz und $\beta = 0.35$ (Eigentum IPN Orsay).

Projekte vorgesehen wie z.B. für AEBF [25], ISF [24], NSCL-MSU-Nachbeschleuniger [28] oder SPIRAL2 [29]. Die Abbildung 1.3 zeigt typische QWR wie sie für AEBL- oder das SPIRAL2-Projekt vorgesehen sind. Typische Frequenzen von QWR liegen zwischen 50 und 200 MHz und Teilchengeschwindigkeiten zwischen $\beta=0.02$ bis 0.2.

Eine relativ neue Entwicklung stellen Halbwellen (HWR)- und Spoke-Resonatoren dar. Dabei handelt es sich um zylindrische Resonatoren mit einem kurzgeschlossenen inneren Leiter (Spoke), wobei dessen Länge der halben Wellenlänge entspricht. Solche Resonatoren mit 2 Spalten eignen sich vor allem für Frequenzen zwischen 150 und 800 MHz und Geschwindigkeiten zwischen $\beta=0.1$ bis 0.5. [47, 48]. Insbesondere die Entwicklung dieser Strukturen entwickelte sich in den letzten Jahren besonders lebhaft aufgrund der Vielzahl von Protonen- und Ionentreiberbeschleunigern mit hohen Tastverhältnissen. Die Abbildung 1.4 zeigt einen HWR des Argonne National Labs und zwei Spoke-Kavitäten ($\beta=0.15$ und 0.35) des Instituts für Kernphysik in Orsay, die im Rahmen des EUROTRANS-Projekts entwickelt wurden (s. Kap. 15.1).

Die bisher entwickelten supraleitenden Kavitäten zeichneten sich im Nieder- und Mittelenergiebereich durch die kleine Zahl von Beschleunigungszellen aus ($n \leq 4$). Für Beschleuniger, die keine variable Energie zu Verfügung stellen müssen, erhöht dies die Zahl der Komponenten, die Komplexität des Gesamtsystems und erzeugt zusätzliche Driftstrecken.

Kapitel 1. Einleitung

Um das erfolgreiche Konzept von vielzelligen IH-Strukturen auf supraleitende Kavitäten zu übertragen und den Frequenzbereich nach oben auszudehnen, wurde die supraleitende CH-Kavität entwickelt. Eine detaillierte Analyse der Eigenschaften verschiedener Resonatoren, vor allem in Hinblick auf die supraleitende CH-Kavität findet in Kapitel 10 statt. Seit der Einführung supraleitender Resonatoren in den 70er Jahren gab es eine dramatische Steigerung der installierten Beschleunigungsspannung weltweit. Seitdem stieg die installierte Spannung näherungsweise exponentiell mit der Zeit [36]. Dieser Prozess wird sich auch in der Zukunft fortsetzen, vor allem im Hinblick auf geplante oder im Bau befindliche Projekte wie AEBF/ISF (1000 MV), EUROTRANS (700 MV), SPL (2000 MV), XFEL (25000 MV) oder ILC (500000 MV).

Kapitel 2

Hochfrequenzsupraleitung

Dieses Kapitel soll eine kurze Einführung in das Phänomen der Supraleitung geben. Dabei wird der Schwerpunkt auf der Darstellung wichtiger Parameter und Effekte liegen, welche für die Entwicklung und den Betrieb von supraleitenden Beschleunigerkavitäten von besonderer Bedeutung sind. Insbesondere wird der Unterschied zwischen Gleichstrom- und Hochfrequenzsupraleitung dargestellt, da im letzteren Fall Ohmsche Verluste auftreten, die zu einem im Vergleich zur Normalleitung sehr kleinen aber von null verschiedenen Oberflächenwiderstand führen. Für eine tiefer gehende Beschreibung der Supraleitung wird auf die entsprechende Literatur verwiesen [49, 50]

2.1 Einführung

Das Phänomen der Supraleitung wurde bereits 1911 von Kamelinh Onnes am Element Quecksilber entdeckt [51]. Voraussetzung dafür war die wenige Jahre zuvor von ihm entwickelte Methode zur Verflüssigung von Helium [52]. Unterhalb einer kritischen Temperatur von $T_c=4.16$ K sank der elektrische Widerstand von Quecksilber entgegen aller Erwartungen abrupt auf einen Wert, welcher im Rahmen der Messgenauigkeit mit null verträglich war.

Im Laufe der Zeit wurde der supraleitende Zustand bei immer mehr chemischen Elementen und Verbindungen beobachtet. Interessanterweise sind einige der besten konventionellen Leiter wie Kupfer, Silber oder Gold keine Supraleiter. Ebenso werden die Ferromagnetika nicht supraleitend.

Die Elektronenzustände in einem Festkörper werden entsprechend der Fermistatistik sukzessive aufgefüllt. Bei $T=0$ K sind alle Zustände bis zur Fermienergie besetzt. Bei $T>0$ werden einige Elektronen in der Nähe der Fermikante in höhere Niveaus gehoben, was zu einer temperaturabhängigen Verschmierung der Besetzungsdichte führt. Die Fermienergien in Festkörpern liegen in der Größenordnung 1 eV, was Temperaturen von typischerweise 10^4 K entspricht. Die kritischen Temperaturen und die damit verbundenen Übergangsenergien im Falle der Supraleitung sind aber mehrere Größenordnungen kleiner. Es dauerte über 4 Jahrzehnte, bis eine mikroskopische Theorie der Supraleitung

Kapitel 2. Hochfrequenzsupraleitung

vorgestellt wurde, welche die beobachteten Phänomene und Parameter zumindest bei klassischen Supraleitern (z.B. keine Hochtemperatursupraleiter) in befriedigender Weise erklären konnte. Das Hauptproblem bestand darin, eine Wechselwirkung zu finden, die trotz der kleinen Übergangsenergien zu einem Ordnungszustand des Elektronensystems in der Nähe der Fermikante führt. Diese Theorie wurde 1957 von J. Bardeen, L.N. Cooper und J.R. Schrieffer veröffentlicht [50] und ist heute als BCS-Theorie bekannt.

Erste Ansätze zur Beschreibung der Supraleitung ergaben sich aus dem Isotopieeffekt. Messungen an verschiedenen Isotopen ergaben, dass die kritische Temperatur von der Atommasse m abhängt [53, 54]:

$$T_c \propto \frac{1}{\sqrt{m}} \quad (2.1)$$

Dies legte die Vermutung nahe, dass die Wechselwirkung des Elektronensystems mit dem Gitter eine entscheidende Rolle spielt. Im Rahmen der BCS-Theorie wird davon ausgegangen, dass zwei Elektronen über die Wechselwirkung mit dem Gitter schwach gebunden werden können, wenn bestimmte Bedingungen erfüllt sind. Zwei Elektronen bilden dann ein Cooper-Paar für dessen Impulse gilt:

$$\{\mathbf{p} \uparrow, -\mathbf{p} \downarrow\} \quad (2.2)$$

Der Gesamtimpuls und der Gesamtdrehimpuls des Paares ist null. Cooperpaare folgen daher der Bose-Einstein-Statistik. Die Wechselwirkung kommt letztendlich durch eine dynamische Polarisierung des Gitters zustande, welche das Coulombpotenzial des Elektronenpaares herabsetzt. Man kann vereinfacht von einer Ausdehnung des Elektronenpaares reden, über welche die Paarkorrelation wirksam ist. Diese charakteristische Länge heißt Kohärenzlänge [49] ξ_0 mit

$$\xi_0 = 0.18 \frac{\hbar v_F}{k_b T_c}, \quad (2.3)$$

wobei v_F die Fermigeschwindigkeit ist. Typische Werte von ξ_0 liegen bei einigen 10 bis einigen 100 nm. Mittels der Unschärferelation kann näherungsweise die "Bindungsenergie" eines Cooperpaares abgeschätzt werden, wenn man die Kohärenzlänge als Ortsunschärfe verwendet. Die Energien liegen bei 10^{-3} bis 10^{-4} eV, was die kleinen Übergangstemperaturen verständlich macht.

Die Elektronen eines Paares wechselwirken über den Austausch virtueller Phononen, wobei die übertragenen Impulse die Erhaltung von Bedingung 2.2 gewährleisten müssen. Daher können nur sich nur Elektronen in der Nähe der Fermikante paaren. Die Gesamtheit der Cooperpaare sammelt sich in einem gemeinsamen bosonischen Grundzustand, der als das Produkt der identischen Zwei-Elektronen-Wellenfunktionen dargestellt werden kann. Da die Energie dieses Zustandes niedriger liegt als die Fermienergie, entsteht eine von der Temperatur abhängige verbotene Zone der Breite $2\Delta(T)$. Solange die Elektronen nicht über diese Energielücke gehoben werden, ist nur verlustfreier Ladungstransport möglich.

Eine Änderung des Elektronenzustandes würde dem Aufbrechen des Cooperpaares entsprechen. Da sich nur Elektronen in der Nähe der Fermikante paaren können, bleibt auch bei $T=0$ K der größte Teil der Elektronen ungepaart.

Supraleiter besitzen herausragende magnetische Eigenschaften, die sich nicht mit der einfachen Annahme eines verschwindenden elektrischen Widerstandes erklären lassen. Bei Eintritt der Supraleitung wird das Magnetfeld aus dem Supraleiter herausgedrängt. Es verhält sich wie ein idealer Diamagnet mit $\mu = 0$. Dieses Phänomen ist als Meissner-Ochsenfeld-Effekt bekannt [55]. Die Verdrängung kann aber nicht vollständig sein, weil dies zu einer unendlich hohen Stromdichte an der Oberfläche führen würde. Die Deutung wurde im Rahmen der Londonschen Theorie möglich [56]. Zunächst wird davon ausgegangen, dass der elektrische Widerstand verschwindet, was durch

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{j} = \frac{1}{\mu_0 \lambda_L^2} \mathbf{E} \quad (2.4)$$

beschrieben werden kann. Die Anwendung des Induktionsgesetzes führt auf

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\nabla \times \mathbf{j} + \frac{1}{\mu_0 \lambda_L^2} \mathbf{B} \right) = 0. \quad (2.5)$$

Im statischen Fall ist 2.5 immer für beliebige Stromverteilungen und Magnetfelder erfüllt, was im Widerspruch zum Meissner-Ochsenfeld-Effekt steht. Daher muss der als Londonsche Gleichung bekannte Zusammenhang

$$\nabla \times \mathbf{j} = -\frac{1}{\mu_0 \lambda_L^2} \mathbf{B} \quad (2.6)$$

gelten. Dies führt auf eine Differenzialgleichung, die keine räumlich konstante Lösung für die Stromdichte und das Magnetfeld zulässt. Vielmehr dringt das Magnetfeld exponentiell abfallend in den Supraleiter ein, wobei die Eindringtiefe λ_L

$$\lambda_L = \sqrt{\frac{m_e}{\mu_0 n_s e_s^2}} \quad (2.7)$$

als Londonsche Eindringtiefe bekannt ist. Dabei sind die mit s indizierten Größen bezogen auf ein Cooperpaar. Typische Eindringtiefen liegen bei einigen 10 nm.

Die Supraleiter, bei denen das Magnetfeld aus dem Inneren vollständig heraus gedrängt wird, nennt man Typ I Supraleiter. Es gibt auch Typ II Supraleiter, welche unter Umständen nur einen unvollständigen Meissner-Ochsenfeld-Effekt zeigen. Das Verhältnis von Londonscher Eindringtiefe und Kohärenzlänge bestimmt die Klasse des Supraleiters, wobei gilt:

$$\begin{aligned} \text{Typ I: } & \lambda_L / \xi_0 < 1 / \sqrt{2} \\ \text{Typ II: } & \lambda_L / \xi_0 > 1 / \sqrt{2} \end{aligned}$$

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

Tab. 2.1: Parameter von Niob [36].

Unterhalb eines kritischen Magnetfeldes B_{c1} zeigen auch Typ-II Supraleiter den vollständigen Meissner-Ochsenfeld-Effekt. Zwischen B_{c1} und einem höher liegenden kritischen Feld B_{c2} dringt der magnetische Fluss teilweise ein, wobei die Supraleitung erhalten bleibt. Die Unterschreitung der kritischen Temperatur ist noch nicht hinreichend für die Erhaltung der Supraleitung. Es gibt auch temperaturabhängige kritische Werte für die Stromdichte und das Magnetfeld, oberhalb derer der supraleitende Zustand zusammenbricht. Insbesondere die Oberflächenmagnetfelder in supraleitenden Kavitäten stellen ein fundamentales Limit dar, weil die elektrischen Beschleunigungsfelder mit Oberflächenströmen und damit mit magnetischen Feldern verknüpft sind. In den Kapiteln 3, 5 und 8 werden diese Zusammenhänge näher erläutert. In der Tabelle 2.1 sind einige wichtige Parameter des Elementes Niob zusammengestellt, das sich in den letzten Jahren zum Standardmaterial zur Herstellung supraleitender Kavitäten entwickelt hat und aus dem der supraleitende CH-Prototyp hergestellt wurde.

2.2 Oberflächenwiderstand R_s

Bei Normalleitern hängt der Widerstand von der Leitfähigkeit σ und der Leiterkonfiguration ab. In Wechselfeldern kommt eine Frequenzabhängigkeit dazu, die sich allerdings bei Supraleitern deutlich von Normalleitern unterscheidet. Zusätzlich gibt es bei Supraleitern eine starke Temperaturabhängigkeit.

Bei hochfrequenten Wechselfeldern fließt der Strom in Normalleitern nicht homogen durch den Leiter, sondern nur in einer dünnen Schicht an der Oberfläche. Dies ist bekannt als Skin-Effekt. Die Schichtdicke δ , die dem Strom zu Verfügung steht, ist abhängig von der Frequenz. Die Abnahme des elektrischen Feldes erfolgt von der Oberfläche nach innen exponentiell. Die Schichtdicke δ , bei der das Feld nur noch dem Bruchteil $1/e$ entspricht, läßt sich berechnen:

$$\delta = \sqrt{\frac{1}{\pi f \mu_r \mu_0 \sigma}} \quad (2.8)$$

Typische Werte von δ liegen im Falle der üblicherweise verwendeten Frequenzen ($\approx 10^8$ Hz) bei einigen μm . Bei der genaueren Analyse des Skineffekts findet man, dass dem exponentiellen Abfall der Stromdichte ein harmonischer Term überlagert ist:

$$j(x) = j_0 e^{-x/\delta} \cos(x/\delta)$$

Der Wert von δ entspricht exakt der effektiven vom Strom durchflossenen Schicht. Der Oberflächenwiderstand R_s hängt mit der Schichtdicke und der Leitfähigkeit zusammen:

$$R_s = \frac{1}{\sigma\delta} = \sqrt{\frac{\pi\mu_0\mu_r f}{\sigma}} \quad (2.9)$$

Im Supraleiter sind normalerweise die elektrischen Felder durch Cooper-Paare abgeschirmt. Bei hinreichend hohen Frequenzen können die Cooper-Paare aufgrund ihrer Trägheit dem schnellen Richtungswechsel der Felder nicht instantan folgen. Das äußere elektrische Feld kann in den Supraleiter eindringen ($\delta_s \approx \lambda_L$) und die normalleitenden Elektronen beeinflussen. Diese werden in den elektrischen Wechselfeldern periodisch beschleunigt und können wie in normalleitenden Metallen mit dem Gitter wechselwirken, d.h. durch Stöße Energie abgeben. Das bedeutet aber nichts anderes als das Auftreten Ohmscher Verluste im Metall. Die supraleitenden Elektronenpaare tragen den Hauptteil des Stromes und können weiterhin nicht mit dem Gitter wechselwirken. Es soll nun die für die Verluste entscheidende Größe, der Oberflächenwiderstand R_s , bei der Supraleitung abgeschätzt werden.

Ähnlich wie bei der Normalleitung, gibt es bei der Supraleitung ein inneres, durch das zeitlich veränderliche Magnetfeld H induziertes elektrisches Feld E_{ind} . Wegen der Zeitabhängigkeit

$$H = H_0 \exp(i\omega t) \quad (2.10)$$

gilt:

$$E_{ind} \propto \frac{dH}{dt} \propto \omega H \quad (2.11)$$

Der interne Strom I_{ind} ist proportional zum induzierten elektrischen Feld:

$$I_{ind} \propto n_n E_{ind} \propto n_n \omega H \quad (2.12)$$

n_n ist die Dichte der normalleitenden Elektronen im supraleitenden Zustand. Bei der Sprungtemperatur T_c sind keine Elektronen gepaart. Unterhalb von T_c ist nur noch ein bestimmter Anteil der Elektronen ungepaart, der vom Boltzmann-Faktor bestimmt wird:

$$n_n \propto \exp\left(-\frac{\Delta(T)}{k_b T}\right) \quad (2.13)$$

Kapitel 2. Hochfrequenzsupraleitung

Da für die dissipierte Leistung P_c

$$P_c \propto E_{ind} I_{ind} \quad (2.14)$$

gilt, ergibt sich mit Gleichung 2.11 und 2.12

$$P_c \propto n_n \omega^2 H^2 \quad (2.15)$$

Der Zusammenhang zwischen den Verlusten in den Resonatorwänden P_c und dem Oberflächenwiderstand R_s lautet:

$$P_c \propto \frac{1}{2} R_s H^2 \quad (2.16)$$

Wenn wir noch die Konstante A_s einführen, ergibt sich für den Oberflächenwiderstand im supraleitenden Falle

$$R_s = A_s \omega^2 \exp\left(-\frac{\Delta(T)}{k_b T}\right). \quad (2.17)$$

Die Konstante A_s hängt von verschiedenen Materialparametern wie der Fermigeschwindigkeit v_f oder der Kohärenzlänge ξ_0 ab. $\Delta(T)$ ist die Breite der Energielücke bei der Temperatur T . Wir erkennen zwei wichtige Abhängigkeiten des Oberflächenwiderstandes:

- R_s ist proportional zum Quadrat der Frequenz
- R_s fällt exponentiell mit der Temperatur⁻¹

Die Formel 2.17 ist gültig für Frequenzen kleiner als $2\Delta/h \approx 10^{12}$ Hz. Oberhalb dieser Frequenz können Cooperpaare durch die Absorption der elektromagnetischen Strahlung aufgebrochen werden. Die quadratische Abhängigkeit von R_s ist zwar auch bei der Normalleitung vorhanden, allerdings nicht beobachtbar aufgrund der starken Streuung am Gitter [36].

Ein weiterer Ansatz zur Bestimmung des Hochfrequenzwiderstands geht von der klassischen Theorie des Elektronentransports in Metallen und der ersten Londonschen Gleichung aus. Die Stromdichte der normalleitenden Elektronen wird durch das verallgemeinerte Ohmsche Gesetz beschrieben:

$$j_n = \sigma_n E e^{i\omega t} \quad (2.18)$$

Die Leitfähigkeit des Materials aufgrund der normalleitenden Elektronen ist durch die Drude-Gleichung gegeben:

$$\sigma_n = \frac{e^2 \tau n_n}{m_e} = \frac{n_n e^2 l}{m_e v_F} \quad (2.19)$$

n_n ist die Dichte der normalleitenden Elektronen, τ die mittlere Stoßzeit, l die mittlere freie Weglänge und v_F die Fermigeschwindigkeit. Die Cooperpaare werden im elektrischen Feld beschleunigt:

$$m_s \dot{v}_s = -2e E e^{i\omega t} \quad (2.20)$$

Entsprechend ergibt sich die Stromdichte der gepaarten Elektronen:

$$j_s = j_{s,0} e^{i\omega t} \quad (2.21)$$

Einsetzen von 2.21 in 2.4 ergibt für den supraleitenden Teil der Stromdichte eine zu 2.18 äquivalente Form:

$$j_s = \frac{-iE}{\mu_0 \lambda_L^2 \omega} = -i\sigma_s E \quad (2.22)$$

Damit ergibt sich für σ_s :

$$\sigma_s = \frac{1}{\mu_0 \lambda_L^2 \omega} = \frac{n_s e^2}{m_e \omega} \quad (2.23)$$

Der Gesamtoberflächenwiderstand kann dann in Analogie zu 2.9 geschrieben werden als

$$R_s = Re \left\{ \frac{1}{\lambda_L \sigma} \right\} = Re \left\{ \frac{1}{\lambda_L (\sigma_n - i\sigma_s)} \right\} = \frac{1}{\lambda_L} \cdot \frac{\sigma_n}{\sigma_n^2 + \sigma_s^2}. \quad (2.24)$$

Weil $\sigma_n \ll \sigma_s$ ist, gilt die Näherung

$$R_s \approx \frac{\sigma_n}{\lambda_L \sigma_s^2}. \quad (2.25)$$

Der Oberflächenwiderstand bei der Hochfrequenzsupraleitung ist also proportional zur Leitfähigkeit des normalleitenden Zustandes. Aus 2.13, 2.19 und 2.25 folgt für den Oberflächenwiderstand

$$R_s = \frac{n_n e^2 l}{m_e v_F} \exp\left(\frac{-\Delta(T)}{k_B T}\right) \mu_0^2 \lambda_L^3 \omega^2 \quad (2.26)$$

Dies zeigt, dass überraschenderweise der Oberflächenwiderstand umso kleiner ist, je kleiner die freie Weglänge der normalleitenden Elektronen ist. Da die freie Weglänge mit fallender Temperatur steigt, gilt:

$$R_s \propto \frac{1}{T} \omega^2 \exp\left(\frac{-\Delta(T)}{k_B T}\right) \quad (2.27)$$

Bei niedrigen und mittleren Frequenzen (bis ca. 700 MHz) verwendet man meist Helium mit einer Temperatur von $T = 4.2 \text{ K}$. Bei höheren Frequenzen wird der Oberflächenwiderstand so groß, dass suprafluides Helium bei $T = 2 \text{ K}$ verwendet wird, um den Widerstand und damit die Verluste in einem ökonomisch sinnvollen Bereich zu halten. Der Übergang zum 2 K-Betrieb muss aber für jeden Einzelfall entschieden werden und hängt z.B. auch von den statischen Wärmeverlusten und dem Tastverhältnis ab.

Der BCS-Wert des Oberflächenwiderstandes lautet explizit für Niob [36]:

$$R_{BCS} = 2 \cdot 10^{-4} \frac{1}{T} \left(\frac{f}{1.5}\right)^2 \exp\left(-\frac{17.67}{T}\right) \quad (2.28)$$

In der Abbildung 2.2 ist der BCS-Widerstand als Funktion der Frequenz für die Tempe-

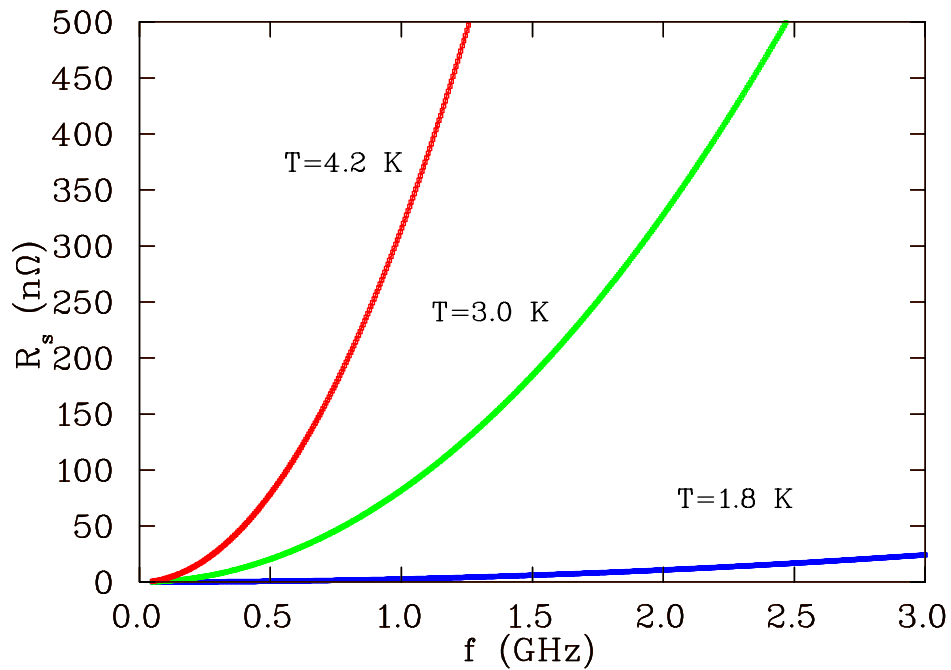


Fig. 2.1: Der BCS-Oberflächenwiderstand von Niob als Funktion der Frequenz für drei verschiedene Temperaturen. Aufgrund der quadratischen Abhängigkeit des Oberflächenwiderstandes von der Frequenz geht man bei etwa 700 MHz häufig zu 2 K über.

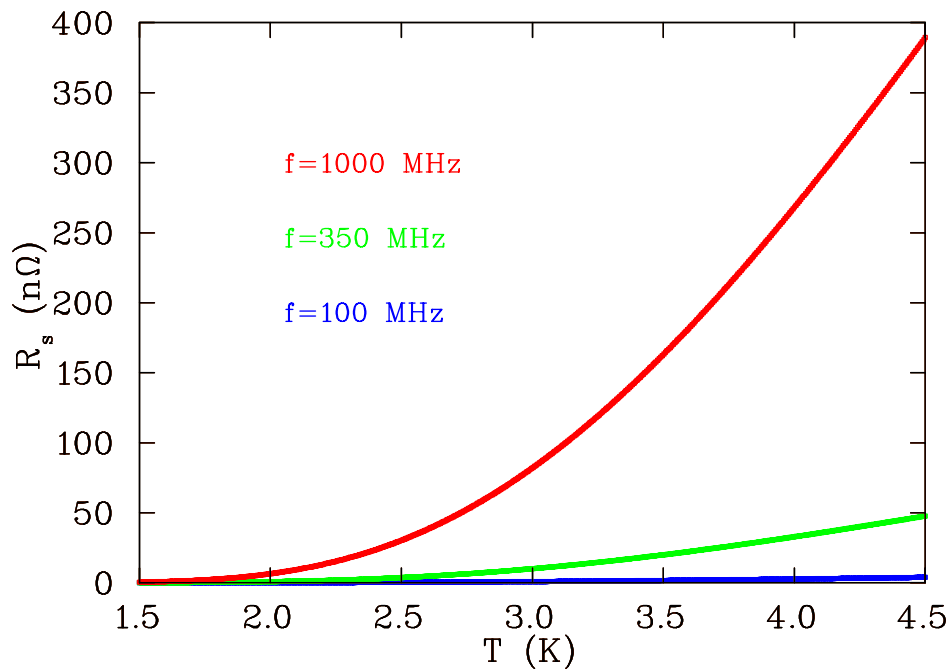


Fig. 2.2: Der BCS-Oberflächenwiderstand von Niob als Funktion der Temperatur für drei verschiedene Frequenzen.

raturen 1.8, 3.0 und 4.2 K gezeigt.

In der Realität ist der Widerstand aber höher als der BCS-Widerstand. Es gibt eine zweite, von der Temperatur unabhängige Widerstandskomponente, den sogenannten Restwiderstand R_0 , welcher unter ungünstigen Umständen um ein Vielfaches höher als der BCS-Wert sein kann. Dies wird in Kapitel 8.1 ausführlich behandelt. Für den Gesamtoberflächenwiderstand gilt also

$$R_s = R_{BCS} + R_0 \quad (2.29)$$

Typische Werte für den Oberflächenwiderstand liegen bei einigen $10 \text{ n}\Omega$. Damit ist der Widerstand bei der Supraleitung im Hochfrequenzfall um etwa 5 Größenordnungen kleiner als bei der Normalleitung. Obwohl die Hochfrequenzverluste ebenfalls um mehrere Größenordnungen kleiner sind, ist es wichtig, die tatsächlich anfallenden Netzverluste und die daraus folgenden Betriebskosten zu betrachten. Aufgrund der kleinen Effizienz der Kryosysteme können diese unter ungünstigen Umständen höher liegen als bei der Normalleitung. Ein Vergleich der erforderlichen Leistung wird in Kapitel 13 vorgestellt.

Kapitel 3

Hochfrequenzresonatoren: Wichtige Begriffe

In diesem Kapitel werden kurz die verschiedenen Hochfrequenzparameter eingeführt, die sich zur Beschreibung von Kavitäten eignen. Dabei lassen sich die Hochfrequenzparameter in zwei Klassen einteilen. Die erste Klasse umfasst Parameter, die den Oberflächenwiderstand R_s beinhalten. Diese Parameter sind also abhängig von der Frequenz, der Temperatur, dem verwendeten Material und der Oberflächenbeschaffenheit bzw. der Oberflächenbehandlung. Zu dieser Gruppe gehören:

- Güte Q_0
- Verlustleistung P_c
- Impedanz R_a

Um verschiedene Resonatoren bezüglich ihrer grundsätzlichen Eigenschaften vergleichen zu können, werden aber Parameter benötigt, die unabhängig vom Oberflächenwiderstand sind und ausschließlich von der Geometrie abhängen. Dazu gehören:

- Gespeicherte Energie W
- Gradient E_a
- Geometriefaktor G
- Geometrische Impedanz R_a/Q_0
- Elektrische und magnetische Peakfelder E_p/E_a , B_p/E_a
- Kryogene Last $R_a R_s$

Insbesondere die letzten vier genannten Parameter sind sehr gut geeignet, um supraleitende Resonatoren zu beschreiben und zu vergleichen. Sie sind nicht nur unabhängig vom Oberflächenwiderstand, sondern weisen auch das gleiche Skalierungsverhalten bezüglich den geometrischen Dimensionen und der Frequenz auf, unabhängig davon, ob es sich um normal- oder supraleitende Strukturen handelt.

3.1 Güte Q_0

Beschleunigungsresonatoren sind schwingungsfähige Systeme. Im Resonator werden durch eine von außen eingekoppelte Hochfrequenz durch Resonanz elektrische Ströme auf der Resonatoroberfläche angeregt. Diese sind natürlich auch mit hochfrequenten elektrischen und magnetischen Wechselfeldern verbunden.

In allen realen Systemen wie z.B. Schwingkreisen, Resonatoren oder auch mechanischen Systemen wird Energie dissipiert. Die Menge an Energie, die pro Schwingungsdauer dissipiert wird, bestimmt die Güte Q_0 . Die Güte ist folgendermaßen definiert:

$$Q_0 = \frac{\omega_0 W}{P} \quad (3.1)$$

Dabei ist $\omega_0 = 2\pi f$ die Kreisfrequenz der Schwingung, W die im Resonator gespeicherte Energie und P die dissipierte Leistung. Die Antwort des Resonators durch äußere Anregung wird durch die Lorentzkurve beschrieben.

$$|A(\omega)| = \frac{|A_0|}{\sqrt{1 + Q_0^2 (\Delta\omega/\omega_0)^2}} \quad (3.2)$$

Dabei ist $A(\omega)$ z.B. das Feld bei der Frequenz ω , A_0 das Feld im Resonanzfall, ω_0 die Resonanzfrequenz und $\Delta\omega = 2(\omega - \omega_0) = \omega_2 - \omega_1$ die doppelte Differenz zur Resonanzfrequenz.

Je schmaler die Resonanzkurve ist, desto höher ist die Güte. Die beiden folgenden Aussagen zur Güte sind daher äquivalent:

- Die Güte ist ein Maß für die Breite der Resonanzkurve
- Die Güte gibt an, wie schnell die im Resonator gespeicherte Energie dissipiert wird

Im supraleitenden Fall ist R_s typischerweise 5 Größenordnungen niedriger als bei der Normalleitung. Deshalb sind die Güten supraleitender Resonatoren entsprechend höher. Typische Güten sind:

- Normalleitung: 10^3 bis 10^5
- Supraleitung: 10^8 bis 10^{10}

Für die Abfallszeit der gespeicherten Energie ergibt sich

$$\tau = \frac{Q_0 T}{2\pi} = \frac{Q_0}{2\pi f}. \quad (3.3)$$

Die Güte kann auch über die Halbwertsbreite der Resonanzkurve definiert werden.

$$Q_0 = \frac{f_0}{f_2 - f_1} = \frac{f_0}{\Delta f}. \quad (3.4)$$

Für einen normalleitenden Resonator mit $f = 100$ MHz und $Q_0 = 10^4$ und einen supraleitenden Resonator mit $Q_0 = 10^9$ ergeben sich folgende Breiten:

- Normalleitung: 10 kHz
- Supraleitung: 0.1 Hz

Aufgrund der hohen Güte eines supraleitenden Resonators ist die Resonanzkurve extrem schmal. Das führt zu großen Schwierigkeiten, den supraleitenden Resonator zu regeln. Dies wird in den Kapitel 7 und 6 zusammen mit den Begriffen der externen und belasteten Güte näher untersucht.

3.2 Beschleunigungsspannung und Gradient

Aufgrund der endlichen Teilchengeschwindigkeit und der harmonischen Zeitabhängigkeit der Felder ist das effektive Beschleunigungsfeld E_a immer kleiner als das Amplitudenfeld E_0 . Das elektrische Feld auf der Beschleunigungsachse soll z.B. den Verlauf in Abbildung 3.2 besitzen. Dargestellt ist das elektrische Feld zu verschiedenen Zeitpunkten zwischen Eintritt und Austritt des Teilchens im Spalt.

Bei einem instantanen Durchflug (unendlich hohe Geschwindigkeit) zum Zeitpunkt des maximalen Feldes, wäre die durchlaufene Spannung einfach das Integral

$$U_0 = \int_0^g E_z(z) dz. \quad (3.5)$$

Das Teilchen hat in unserem Fall aber eine endliche Geschwindigkeit. Wenn das Teilchen sich in der Resonatormitte befindet, soll das Feld maximal sein (Abb. 3.2, Kurve 2). Da das Feld aber zeitabhängig ist, befindet es sich noch im Aufbau bei Eintritt in den Resonator und schon wieder im Abbau, wenn das Teilchen den Resonator verlässt (Abb. 3.2, Kurve 1). Die tatsächliche Spannung U_a ist also kleiner als U_0 . U_a lässt sich über die Zeitabhängigkeit des Feldes berechnen:

$$U_a = \int_0^g E_z(z) \cos(\omega t) dz = \int_0^g E_z(z) \cos\left(\frac{\omega z}{\beta c}\right) dz \quad (3.6)$$

Das Verhältnis von effektiver und maximaler Spannung heißt Laufzeitfaktor (Transit Time Factor) T :

$$T(\beta) := \frac{\int_0^g E_z(z) \cos\left(\frac{\omega z}{\beta c}\right) dz}{\int_0^g E_z(z) dz} \quad (3.7)$$

Natürlich ist U_a immer kleiner als U_0 , deshalb gilt:

$$T < 1$$

3.2. Beschleunigungsspannung und Gradient

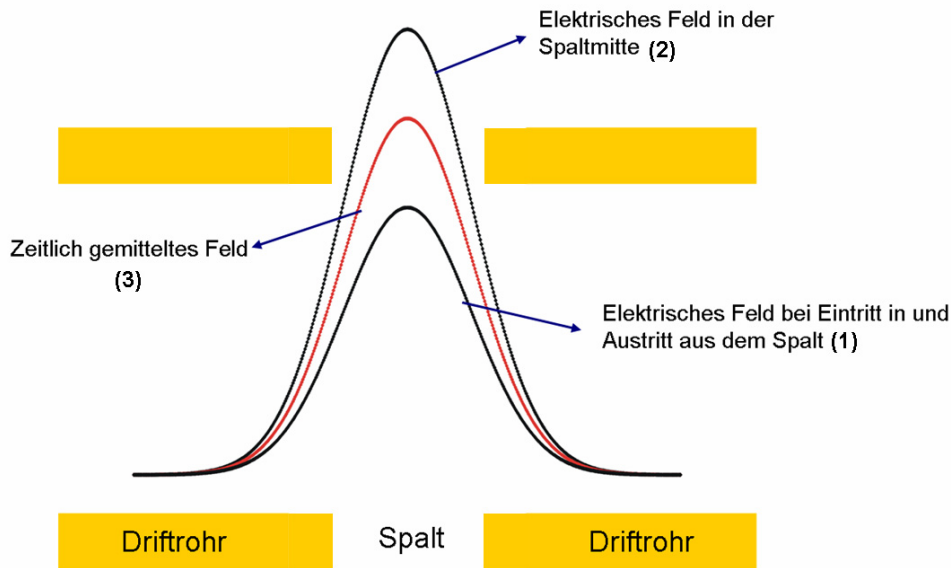


Fig. 3.1: Longitudinale Verteilung des elektrischen Feldes (E_z) in einem Beschleunigungsspalt zu verschiedenen Zeiten. Bei Eintritt hat sich das Feld noch nicht vollständig aufgebaut und bei Austritt aus dem Spalt hat es sich schon wieder abgebaut (Kurve 1). Das maximal mögliche Feld sieht das Teilchen nur in der Mitte des Spaltes (Kurve 2). Das mittlere elektrische Feld, das effektiv auf den Strahl wirkt entspricht Kurve 3.

Der Laufzeitfaktor hängt von der Verteilung des elektrischen Feldes im Spalt und damit von der Spaltgeometrie ab. Für die vereinfachte Annahme einer rechteckigen Feldverteilung ergibt sich als Laufzeitfaktor gerade die Fouriertransformierte dieser Verteilung:

$$T(\beta) = \frac{\sin\left(\frac{\omega z}{\beta c}\right)}{\left(\frac{\omega z}{\beta c}\right)} \quad (3.8)$$

Für reale Verteilungen werden entweder halbanalytische oder numerisch gewonnene Lösungen verwendet. Typische Werte für T liegen zwischen 0.7 und 0.9. Für mehrspaltige Resonatoren wie CH-Kavitäten wird die Integration über die gesamte Länge L durchgeführt. Bezeichnet man mit

$$E_0 = \frac{1}{L} \int_0^L |E_z(z)| dz \quad (3.9)$$

die mittlere Amplitude des Beschleunigungsfeldes, so definiert man mittels

$$E_a = E_0 T \quad (3.10)$$

das effektive Beschleunigungsfeld, den so genannten Beschleunigungsgradienten. Unglück-

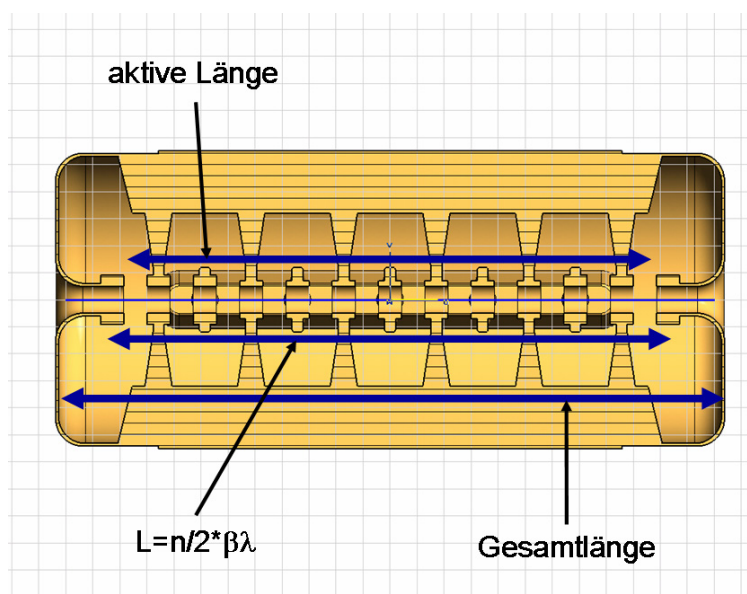


Fig. 3.2: Darstellung der in der Literatur gebräuchlichsten Längendefinitionen zur Berechnung des Beschleunigungsgradienten.

licherweise existieren in der Literatur verschiedene Definitionen der Länge L . Entsprechend werden bei gleicher Spannung verschiedene Gradienten angegeben. Die gebräuchlichsten Längendefinitionen sind in Abbildung 3.2 dargestellt. In dieser Arbeit wird die $\beta\lambda$ -Definition verwendet. Bei einer Kavität mit n Spalten wird dann eine Länge $L = n\beta\lambda/2$ zu Grunde gelegt. Diese Länge entspricht in sehr guter Näherung dem Bereich, in dem die Beschleunigungsfelder vorhanden sind.

3.3 Gespeicherte Energie W

Die gespeicherte Energie in einem Resonator ist gegeben durch

$$W = \frac{1}{2}\mu_0 \int_V |\mathbf{H}|^2 dV = \frac{1}{2}\epsilon_0 \int_V |\mathbf{E}|^2 dV. \quad (3.11)$$

Dabei wird über das Resonatorvolumen V integriert. Um die Energie im Resonator zu bestimmen, kann entweder das magnetische oder das elektrische Feld verwendet werden, da im zeitlichen Mittel die Energie in beiden Feldern gleich verteilt ist.

3.4 Verlustleistung P

Die dissipierte Leistung pro Fläche dP_c/dA ist gegeben durch:

$$\frac{dP_c}{dA} = \frac{1}{2}R_s|\mathbf{H}|^2 \quad (3.12)$$

Damit ergibt sich für die gesamte im Resonator dissipierte Leistung P_c

$$P_c = \frac{1}{2}R_s \int_S |\mathbf{H}|^2 dA. \quad (3.13)$$

Die Integration hat über alle Resonatoroberflächen zu erfolgen. Grundsätzlich gilt, dass die Magnetfelder an der Oberfläche für die Verluste verantwortlich sind, denn hohe lokale Magnetfelder bedeuten hohe lokale induzierte Ströme.

3.5 Impedanz

Eine der wichtigsten Größen, die einen Resonator beschreibt, ist die Impedanz R_p . Die Impedanz gibt an, wie gut ein Resonator die eingekoppelte Hochfrequenzleistung in Beschleunigungsspannung umwandeln kann. Vereinfacht ausgedrückt, ist die Impedanz ein Maß für die Effizienz eines Resonators. Grundsätzlich entspricht die Impedanz eines Resonators dem Parallelersatzwiderstand in einem Parallelschwingkreis. Der Parallelkreis besteht aus einer Induktivität L , einer Kapazität C und einem Ohmschen Widerstand R_p . In R_p sind auch die Ohmschen Anteile der Kapazität und der Induktivität enthalten. Es gilt die Differentialgleichung für den Strom im Parallelschwingkreis:

$$\dot{I}_g = C\ddot{U} + \frac{U}{L} + \frac{\dot{U}}{R_p} \quad (3.14)$$

Für die Impedanz Z^* im Parallelschwingkreis gilt:

$$Z^* = \frac{1}{i\omega C + \frac{1}{i\omega L} + \frac{1}{R_p}} \quad (3.15)$$

Die Frequenz des Resonators ergibt sich aus der Thomsonformel:

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}. \quad (3.16)$$

Im Resonanzfall ist die Impedanz Z^* identisch mit dem Parallelersatzwiderstand R_p . Aus $P = RI^2$ und $U = RI$ folgt

$$R = \frac{U^2}{P}.$$

Kapitel 3. Hochfrequenzresonatoren: Wichtige Begriffe

Im Hochfrequenzfall gilt das Gleiche und es ergibt sich die übliche Definition der Impedanz eines Beschleunigungsresonators

$$R_0 = \frac{U_0^2}{P}, \quad (3.17)$$

wobei U_0 die Spannungsamplitude ist. Im Weiteren wird davon ausgegangen, dass sich der Resonator in Resonanz befindet. Im Resonanzfall wird die Impedanz Z^* reell. Es kann eine effektive Impedanz R_a definiert werden, bei der der Laufzeitfaktor T mit eingerechnet wird.

$$R_a = \frac{U_a^2}{P} = \frac{U_0^2 T^2}{P} = R_0 T^2 \quad (3.18)$$

Die Impedanz ist proportional zur Länge des Resonators. Deshalb führt man eine längenunabhängige Shuntimpedanz Z ein, um z.B. verschiedene Resonatoren miteinander vergleichen zu können. Um diese reele Shuntimpedanz von der komplexen Impedanz Z^* zu unterscheiden, wird erstere ungestern geschrieben. Man erhält Z , indem R durch die Resonatorlänge dividiert wird.

$$Z_0 = \frac{U_0^2}{PL} = \frac{E_0^2 L}{P} \quad (3.19)$$

$$Z_a = \frac{U_a^2}{PL} = \frac{U_0^2 T^2}{PL} = Z_0 T^2 \quad (3.20)$$

Für die im Schwingkreis oder Resonator gespeicherte Energie gilt:

$$W = \frac{1}{2} L_{ges} I_0^2 = \frac{1}{2} C_{ges} U_0^2 \quad (3.21)$$

Mit der Definition der Güte (3.1) und 3.17 ergibt sich dann

$$R_0 = \frac{2Q_0}{\omega_0 C_{ges}}. \quad (3.22)$$

Die Shuntimpedanz ist also direkt proportional zur Güte und umgekehrt proportional zur Gesamtkapazität des Resonators. Die Shuntimpedanz ist ein Maß für die Effizienz des Resonators, die eingekoppelte Hochfrequenzleistung P in Resonatorspannung U_0 umzuwandeln. Nach 3.17-3.20 läßt sich zu jeder Spannung U sofort die benötigte Leistung angeben. Die Shuntimpedanz sinkt mit steigender kapazitiver Belastung, weil mehr Strom zum Aufbau der gleichen Spannung gebraucht wird, was zu größeren Verlusten führt. Mit 3.7 und 3.13 läßt sich die Impedanz R eines Resonators der Länge L noch etwas anders darstellen:

$$R_a = \frac{\left(\int_0^L E_z(z) \cos\left(\frac{\omega z}{\beta c}\right) dz \right)^2}{\frac{1}{2} R_s \int_S |\mathbf{H}|^2 ds} \quad (3.23)$$

3.6 Geometriefaktor G

Die Güte hängt vom Oberflächenwiderstand, der Frequenz bzw. den linearen Dimensionen des Resonators und seiner Geometrie ab. Um verschiedene Resonatoren vergleichen zu können, muss man Größen verwenden, die zumindest unabhängig vom Oberflächenwiderstand sind. Diese Aussage ist besonders für supraleitende Resonatoren gültig, bei denen sich die Güte und der Oberflächenwiderstand selbst bei identischen Resonatoren um ein Vielfaches unterscheiden können.

Es wird zunächst das Produkt aus der Güte Q_0 und dem Oberflächenwiderstand R_s betrachtet:

$$G = R_s Q_0 = \frac{R_s \omega_0 W}{P_c} [\Omega] \quad (3.24)$$

Mit Hilfe von 3.11 und 3.13 erhalten wir:

$$G = \frac{R_s \omega_0 \frac{1}{2} \mu_0 \int_V |\mathbf{H}|^2 dV}{\frac{1}{2} R_s \int_S |\mathbf{H}|^2 ds} = \frac{\omega_0 \mu_0 \int_V |\mathbf{H}|^2 dV}{\int_S |\mathbf{H}|^2 ds} \quad (3.25)$$

Wenn a die lineare Dimension des Resonators ist, erhalten wir

$$G \propto \omega_0 \frac{\int_V |\mathbf{H}|^2 dV}{\int_S |\mathbf{H}|^2 ds} \propto \frac{a^3 \omega}{a^2} \propto a \omega_0 \propto \frac{\omega_0}{\omega_0} \propto const.$$

Wir sehen, dass G unabhängig von der Frequenz, dem Oberflächenwiderstand und den linearen Dimensionen des Resonators ist. Es ist eine für den Resonator charakteristische Größe, in die nur die Geometrie eingeht. Anschaulich ausgedrückt ist der Geometriefaktor G eine normierte Güte. Normalerweise wird G bei realen Resonatoren numerisch berechnet. Nur für wenige einfache Spezialfälle kann G analytisch berechnet werden.

3.7 R_a/Q_0

Die Shuntimpedanz ist eine der wichtigsten Resonatorparameter, da sie direkt die benötigte Leistung angibt. Der Absolutwert der Leistung ist besonders bei normalleitenden Resonatoren wichtig, da die gesamte dissipierte Leistung abgeführt werden muss. Bei supraleitenden Resonatoren spielt der Begriff der Shuntimpedanz eine nicht ganz so wichtige Rolle, da aufgrund des extrem kleinen Oberflächenwiderstandes die Shuntimpedanz entsprechend groß ist. Die besonderen Anforderungen von supraleitenden Resonatoren bedingen Geometrien, die sich von normalleitenden Resonatoren unterscheiden, um z.B. die elektrischen und magnetischen Peakfelder zu minimieren. Dies führt meist zu ineffizienteren Geometrien.

Kapitel 3. Hochfrequenzresonatoren: Wichtige Begriffe

Um die Effizienz verschiedener Resonatoren unabhängig von der Frequenz bzw. den linearen Dimensionen und des Oberflächenwiderstandes vergleichen zu können, verwendet man die Größe R_a/Q_0 . Es handelt sich dabei um eine normierte Shuntimpedanz. Anschaulich gibt diese Größe die Fähigkeit des Resonators an, die zur Beschleunigung benötigten elektrischen Felder auf die Beschleunigungsachse zu konzentrieren.

$$\frac{R_a}{Q_0} = \frac{U_0^2 T^2}{P_c} \cdot \frac{P_c}{\omega_0 W} [\Omega] \quad (3.26)$$

$$\frac{R_a}{Q_0} = \frac{\left(\int E_z \cos\left(\frac{\omega_0 z}{\beta c}\right) dz \right)^2}{\frac{1}{2} \omega_0 \epsilon_0 \int_V |\mathbf{E}|^2 dV} \quad (3.27)$$

Damit ist R_a/Q_0

$$R_a/Q_0 \propto \frac{a^2}{a^3 \omega_0} \propto \frac{1}{a \omega_0} \propto \frac{\omega_0}{\omega_0} \propto \text{const.}$$

Auch diese Größe ist unabhängig vom Oberflächenwiderstand, von der Frequenz und von den linearen Dimensionen des Resonators. Sie eignet sich, um die Effizienz eines Resonators als reinen Geometriefaktor zu untersuchen. Typische Werte liegen bei einigen 10^1 bis einigen $10^3 \Omega$.

3.8 Kryogene Last

Um die benötigte Kryoleistung abzuschätzen, benötigt man neben den statischen Verlusten der Kryostaten (Heliumverluste, Wärmebrücken) natürlich vor allem die dynamischen Verluste. Für diese können wir schreiben

$$P_c = \frac{U_a^2}{R_a} = \frac{U_a^2}{\left(\frac{R_a}{Q_0}\right) Q_0} = \frac{U_a^2}{\left(\frac{R_a}{Q_0}\right) G} R_s = \frac{U_a^2 R_s}{R_a R_s} \quad (3.28)$$

Die Größe $R_a R_s = \left(\frac{R_a}{Q_0}\right) G$ ist umgekehrt proportional zu den Verlusten und ebenfalls ein charakteristischer Resonatorparameter, der die kryogenen Verluste beschreibt. Typische Werte von $R_a R_s$ liegen bei 10^3 bis $10^5 \Omega^2$. Wegen

$$R_a R_s = \frac{U_a^2 R_s}{P} = \frac{2 \left(\int E_z \cos\left(\frac{\omega_0 z}{\beta c}\right) dz \right)^2}{\int_S |\mathbf{H}|^2 dA} [\Omega^2] \quad (3.29)$$

und

$$R_a R_s \propto \frac{a^2}{a^2} \propto \text{const}$$

ist $R_a R_s$ eine von der Frequenz, den linearen Dimensionen und dem Oberflächenwiderstand unabhängige Größe.

3.9 Elektrische und magnetische Peakfelder

Ein Beschleunigungsresonator hat die Aufgabe, für die Teilchenbeschleunigung geeignete longitudinale elektrische Felder bereitzustellen. Der Beschleunigungsgradient E_a gibt dabei die mittlere effektive Beschleunigungsfeldstärke entlang der Beschleunigungsachse an. Da der Beschleunigungsgradient um den Laufzeitfaktor T kleiner ist als E_0 für den instantanen Durchflug, ist das maximale elektrische Feld auf der Achse um $1/T$ größer als der Gradient. Für das Verhältnis zwischen maximalem elektrischen Feld E_p (elektrisches Peakfeld) und Gradient E_a gilt also:

$$\frac{E_p}{E_a} \geq \frac{1}{T} > 1 \quad (3.30)$$

Nur für wenige sehr einfache Fälle wie für die TM_{010} -Mode der Zylinder-Kavität ohne Strahlapertur gilt $E_p/E_a = 1/T \approx 1.6$, was dort an der konstanten elektrischen Feldverteilung auf der Strahlachse liegt. Normalerweise liegt das Verhältnis zwischen elektrischen Peakfeldern und Gradient wesentlich höher, weil die Feldlinien sich zumindest an den inneren Aperturradien stark verdichten:

$$10 \geq \frac{E_p}{E_a} \geq 2 \quad (3.31)$$

Bei dünnwandigen Driftröhren kann E_p auch im äußeren Driftröhrenbereich auftreten. Liegen die Gradienten z.B. bei 10 MV/m, können Peakfelder von 40 oder 50 MV/m im Resonator auftreten. Allerdings stellen die elektrischen Peakfelder keine grundsätzliche Limitierung dar. Hohe Peakfelder können bei normalleitenden Resonatoren aber zu so genannten Dunkelströmen und bei supraleitenden Resonatoren zu unerwünschter Feldemission führen. Dieses Phänomen wird in Kapitel 8.4 näher behandelt.

Die beschleunigenden elektrischen Felder müssen letztendlich durch elektrische Ströme auf der Resonatoroberfläche erzeugt werden. Natürlich sind diesen Strömen magnetische Felder im Resonator assoziiert. Zum einen sind die magnetischen Felder an der Oberfläche direkt korreliert mit den lokalen Verlusten, zum anderen gibt es im Gegensatz zu normalleitenden Resonatoren bei der Supraleitung eine prinzipielle Grenze. Ähnlich wie bei der Gleichstromsupraleitung gibt es auch im Hochfrequenzfall ein maximal zulässiges Oberflächenmagnetfeld, oberhalb dessen die Supraleitung zusammenbricht. Entsprechend betrachtet man das Verhältnis aus magnetischem Peakfeld im Resonator und dem zugehörigen Beschleunigungsgradienten B_p/E_a . Typische Werte liegen bei einigen mT pro MV/m:

$$20 \left[\frac{mT}{MV/m} \right] \geq \frac{B_p}{E_a} \geq 3 \left[\frac{mT}{MV/m} \right] \quad (3.32)$$

Elektrische und magnetische Peakfelder werden heute mit leistungsfähigen 3-D Simulati-

onsprogrammen berechnet. Ein wichtiger Aspekt beim Design von supraleitenden Resonatoren ist die Minimierung dieser Felder (s. Kap. 5).

3.10 Skalierung von Resonatorparametern

Wir betrachten nun das Skalierungsverhalten der verschiedenen Resonatorparameter bei Veränderung der Frequenz bzw. der Resonatorenabmessungen. Die Felderverteilungen sollen sich durch die Skalierung nicht ändern. Es wird angenommen, dass sich f umgekehrt proportional zu den linearen Abmessungen a verhält. Bei der Skalierung sollen sich zunächst nur die Transversalabmessungen ändern. Die Länge und damit die Beschleunigungsspannung soll zunächst konstant angenommen werden. Für den Oberflächenwiderstand R_s gilt:

$$R_s \propto \begin{cases} f^{1/2} & \text{(Normalleitung)} \\ f^2 & \text{(Supraleitung)} \end{cases} \quad (3.33)$$

Bei festgehaltener Länge skaliert die Oberfläche mit a bzw. mit f^{-1} . Entsprechend skaliert die Verlustleistung P mit:

$$P \propto R_s A \begin{cases} f^{1/2} f^{-1} \propto f^{-1/2} & \text{(Normalleitung)} \\ f^2 f^{-1} \propto f^1 & \text{(Supraleitung)} \end{cases} \quad (3.34)$$

Der Leistungsbedarf pro Länge bei konstantem Gradienten sinkt also mit der Frequenz bei der Normalleitung, steigt aber im Falle der Supraleitung. Die gespeicherte Energie skaliert umgekehrt proportional mit dem Quadrat der Frequenz, weil das Volumen entsprechend dem Tankquerschnitt bei festgehaltener Länge skaliert wie a^2 . Da P im Fall der Normalleitung proportional zu $f^{-1/2}$ und im Fall der Supraleitung proportional zu f^1 ist, folgt für die Güte Q_0 :

$$Q_0 = \frac{\omega W}{P} \propto \begin{cases} f^1 f^{-2} f^{1/2} \propto f^{-1/2} & \text{(Normalleitung)} \\ f^1 f^{-2} f^{-1} \propto f^{-2} & \text{(Supraleitung)} \end{cases} \quad (3.35)$$

Bei festgehaltener Länge und konstantem Gradienten folgt für die effektive Shuntimpedanz Z_a :

$$Z_a = \frac{U_a^2}{PL} \propto \begin{cases} f^{1/2} & \text{(Normalleitung)} \\ f^{-1} & \text{(Supraleitung)} \end{cases} \quad (3.36)$$

Die Geometriefaktor skaliert wie

$$G = R_s Q_0 \propto \begin{cases} f^{1/2} f^{-1/2} \propto f^0 & \text{(Normalleitung)} \\ f^2 f^{-2} \propto f^0 & \text{(Supraleitung)}. \end{cases} \quad (3.37)$$

3.10. Skalierung von Resonatorparametern

Entsprechend gilt für den R/Q - und den $(R/Q)G$ -Wert bei festgehaltener Länge:

$$\frac{R_a}{Q_0} \propto \begin{cases} f^{1/2} f^{1/2} \propto f^1 & \text{(Normalleitung)} \\ f^{-1} f^2 \propto f^1 & \text{(Supraleitung)} \end{cases} \quad (3.38)$$

$$R_a R_s \propto \begin{cases} f^{1/2} f^{1/2} f^0 \propto f^1 & \text{(Normalleitung)} \\ f^{-1} f^2 f^0 \propto f^1 & \text{(Supraleitung)} \end{cases} \quad (3.39)$$

Bei den drei letztgenannten Werten gibt es die gleiche Abhängigkeit von der Frequenz und damit von den linearen transversalen Dimensionen im normal- und supraleitenden Falle. Damit sind die Größen G , (R_a/Q_0) und $R_a R_s$ als geeignete Parameter zum Vergleich verschiedener Resonatoren anzusehen.

Wird der gesamte Resonator mit der Frequenz skaliert, ändert sich auch seine Länge. Bei festgehaltenen Feldern skaliert entsprechend die Spannung wie f^{-1} , das Volumen wie f^{-3} und die Oberfläche wie f^{-2} . Entsprechend gilt für den G -Wert:

$$G = R_s Q_0 \propto \frac{\omega W}{\int |H|^2 dA} \propto \begin{cases} f^1 f^{-3} f^2 \propto f^0 & \text{(Normalleitung)} \\ f^1 f^{-3} f^2 \propto f^0 & \text{(Supraleitung)}. \end{cases} \quad (3.40)$$

Für den R/Q -Wert gilt:

$$\frac{R_a}{Q_0} = \frac{U_a^2}{\omega W} \propto \begin{cases} f^{-2} f^{-1} f^3 \propto f^0 & \text{(Normalleitung)} \\ f^{-2} f^{-1} f^3 \propto f^0 & \text{(Supraleitung)} \end{cases} \quad (3.41)$$

Für den $(R/Q)G$ -Wert gilt:

$$R_a R_s \propto \frac{U_a^2}{\int |H|^2 dA} \propto \begin{cases} f^{-2} f^2 \propto f^0 & \text{(Normalleitung)} \\ f^{-2} f^2 \propto f^0 & \text{(Supraleitung)} \end{cases} \quad (3.42)$$

Für die Werte G , R_a/Q_0 und $R_a R_s$ ergibt sich bei einer Skalierung in allen Dimensionen sowohl bei der Normal- als auch bei der Supraleitung überhaupt keine Frequenzabhängigkeit mehr. Im Kapitel 10 wird die supraleitende CH-Struktur im Rahmen einer Vergleichstudie auf der Basis der hier vorgestellten Parameter mit anderen supraleitenden Kavitäten verglichen und eingeordnet.

Kapitel 4

Die CH-Struktur

4.1 Feldverteilungen im zylindrischen Hohlraum

Aus den Maxwell'schen Gleichungen im Vakuum

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (4.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (4.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (4.3)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (4.4)$$

ergeben sich die Wellengleichungen für das elektrische und das magnetische Feld:

$$\Delta \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (4.5)$$

$$\Delta \mathbf{B} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial t^2} = 0 \quad (4.6)$$

Bei der Lösung der Wellengleichung geht man zweckmäßigerweise zu Zylinderkoordinaten (φ, r, z) über. Je nach longitudinaler und transversaler Feldverteilung unterscheidet man zwischen elektrischen (E) bzw. TM-Moden und magnetischen (H) bzw. TE-Moden. Jede Mode wird durch drei Indizes eindeutig charakterisiert, z.B. TM_{mnp} . Generell gibt jeder Index die Anzahl der Knoten oder Antiknoten des Feldes in einer bestimmten Koordinatenrichtung an. Für E-Wellen (TM) gilt:

- m: Zahl der Knoten von E_z im Bereich $0 \leq \varphi < \pi$
- n: Zahl der Knoten von E_z im Bereich $0 \leq r \leq R$
- p: Zahl der Halbwellen entlang der z-Achse im Bereich $0 \leq z \leq L$

Für H-Wellen (TE) gilt:

4.1. Feldverteilungen im zylindrischen Hohlraum

- m: Zahl der Knoten von H_z im Bereich $0 \leq \varphi < \pi$
- n: Zahl der Knoten von H_z im Bereich $0 \leq r \leq R$
- p: Zahl der Halbwellen entlang der z-Achse im Bereich $0 \leq z \leq L$

Die Feldkomponenten E_z , E_r , E_φ , B_z , B_r und B_φ für die E- und die H-Moden sind in 4.7 bis 4.18 dargestellt [57]. J_m ist die Besselfunktion m -ter Ordnung, J'_m deren Ableitung, x_{mn} die n -te Nullstelle von J_m und x'_{mn} die n -te Nullstelle von J'_m , ρ ist (r/R) mit r als Radialkoordinate. E_0 ist die Amplitude des elektrischen Feldes und B_0^* eine zur Amplitude des Magnetfeldes proportionale Größe.

Transversal magnetische (TM,E) Moden:

$$E_z = E_0 J_m(x_{mn}\rho) \cos(m\varphi) \cos\left(\frac{p\pi z}{L}\right) e^{i\omega t} \quad (4.7)$$

$$E_r = -\frac{p\pi R}{L x_{mn}} E_0 J'_m(x_{mn}\rho) \sin(m\varphi) \sin\left(\frac{p\pi z}{L}\right) e^{i\omega t} \quad (4.8)$$

$$E_\varphi = -\frac{p\pi m R^2}{L x_{mn}^2 r} E_0 J_m(x_{mn}\rho) \sin(m\varphi) \sin\left(\frac{p\pi z}{L}\right) e^{i\omega t} \quad (4.9)$$

$$B_z = 0 \quad (4.10)$$

$$B_r = -i\omega \frac{m R^2}{x_{mn}^2 \rho c^2} E_0 J_m(x_{mn}\rho) \sin(m\varphi) \cos\left(\frac{p\pi z}{L}\right) e^{i\omega t} \quad (4.11)$$

$$B_\varphi = -i\omega \frac{R}{x_{mn} c^2} E_0 J'_m(x_{mn}\rho) \cos(m\varphi) \cos\left(\frac{p\pi z}{L}\right) e^{i\omega t} \quad (4.12)$$

Transversal elektrische (TE,H) Moden:

$$B_z = B_0^* J_m(x'_{mn}\rho) \cos(m\varphi) \sin\left(\frac{p\pi z}{L}\right) e^{i\omega t} \quad (4.13)$$

$$B_r = -\frac{p\pi R}{L x'_{mn}} B_0^* J'_m(x'_{mn}\rho) \cos(m\varphi) \cos\left(\frac{p\pi z}{L}\right) e^{i\omega t} \quad (4.14)$$

$$B_\varphi = -\frac{p\pi m R^2}{L x'_{mn}{}^2 r} B_0^* J_m(x'_{mn}\rho) \sin(m\varphi) \cos\left(\frac{p\pi z}{L}\right) e^{i\omega t} \quad (4.15)$$

$$E_z = 0 \quad (4.16)$$

$$E_r = i\omega \frac{m R^2}{x'_{mn}{}^2 r} B_0^* J_m(x'_{mn}\rho) \sin(m\varphi) \cos\left(\frac{p\pi z}{L}\right) e^{i\omega t} \quad (4.17)$$

$$E_\varphi = i\omega \frac{R}{x'_{mn}} B_0^* J'_m(x'_{mn}\rho) \cos(m\varphi) \sin\left(\frac{p\pi z}{L}\right) e^{i\omega t} \quad (4.18)$$

Die ersten Nullstellen x_{mn} von J_m und x'_{mn} von J'_m sind in den Tabellen 4.1 und 4.2 angegeben [58]. Es existiert eine Grenzwellenzahl k_c unterhalb derer keine Wellenausbreitung

m	x_{m1}	x_{m2}	x_{m3}
0	2.405	5.520	8.654
1	3.832	7.016	10.173
2	5.136	8.417	11.620

Tab. 4.1: Die ersten Nullstellen der Besselfunktionen J_m .

m	x'_{m1}	x'_{m2}	x'_{m3}
0	3.832	7.016	10.174
1	1.841	5.331	8.536
2	3.054	6.706	9.970
3	4.201	8.015	11.336

Tab. 4.2: Die ersten Nullstellen der Besselfunktionen J'_m .

möglich ist bzw. keine Stehwellen existieren, die den Randbedingungen für ideale Leiter genügen. Für die Wellenzahlen gelten folgende Zusammenhänge [59]:

$$k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = k^2 \quad (4.19)$$

$$k^2 = k_c^2 + k_z^2 \quad (4.20)$$

In einem Resonator der Länge L muss für die Ausbildung von Stehwellen gelten:

$$k_z L = p\pi, \quad p = 1, 2, 3, \dots \quad (4.21)$$

Damit ergeben sich die allgemeinen Resonanzbedingungen:

$$k^2 = k_c^2 + \left(\frac{p\pi}{L}\right)^2 \quad (4.22)$$

$$\frac{1}{\lambda^2} = \frac{1}{\lambda_c^2} + \frac{1}{4} \left(\frac{p}{L}\right)^2 \quad (4.23)$$

Es muss bei der Berechnung der Resonanzfrequenz zwischen E- und H-Moden unterschieden werden, weil die Grenzwellenzahl für die verschiedenen Moden unterschiedlich ist. Die jeweilige Grenzwellenzahl ergibt sich aus den Randbedingungen für ideale Leiter zusammen mit den Feldverteilungen:

$$E_\Phi(R) = 0 \quad (4.24)$$

$$B_r(R) = 0 \quad (4.25)$$

4.1. Feldverteilungen im zylindrischen Hohlraum

Als Konsequenz ergibt sich für E-Moden

$$J_m(x_{mn}) = J_m(k_c R) = 0 \quad (4.26)$$

$$k_c^E = \frac{x_{mn}}{R} \quad (4.27)$$

und für H-Moden:

$$J'_m(x'_{mn}) = J'_m(k_c^H R) = 0 \quad (4.28)$$

$$k_c^H = \frac{x'_{mn}}{R} \quad (4.29)$$

Setzt man diese Grenzwellenzahlen in 4.22 ein, so ergeben sich die Resonanzwellenzahlen für E- und H-Wellen:

$$k^E = \sqrt{\left(\frac{x_{mn}}{R}\right)^2 + \left(\frac{\pi p}{L}\right)^2} \quad (4.30)$$

$$k^H = \sqrt{\left(\frac{x'_{mn}}{R}\right)^2 + \left(\frac{\pi p}{L}\right)^2} \quad (4.31)$$

Mit $f = c/\lambda = kc/2\pi$ erhält man die jeweilige Resonanzfrequenz für E- und H-Wellen:

$$f^E = c \cdot \sqrt{\left(\frac{x_{mn}}{2\pi R}\right)^2 + \frac{1}{4} \left(\frac{p}{L}\right)^2} \quad (4.32)$$

$$f^H = c \cdot \sqrt{\left(\frac{x'_{mn}}{2\pi R}\right)^2 + \frac{1}{4} \left(\frac{p}{L}\right)^2} \quad (4.33)$$

Die Zahl B_0^* in den Feldkomponenten für H-Wellen hängt mit der tatsächlichen Amplitude B_0 des Feldes im Resonator zusammen. Zur Bestimmung von B_0^* wird zunächst der Ort des Maximums von $|B_0|^2$ bestimmt. Aus

$$\frac{\partial |B_0|^2}{\partial \Phi} = \frac{\partial |B_0|^2}{\partial r} = \frac{\partial |B_0|^2}{\partial z} = 0 \quad (4.34)$$

folgt, dass ein globales Maximum des Betrages an den Stellen

$$\begin{aligned} \Phi &= \frac{\pi(2j-1)}{2m} \quad \text{mit } 1 \leq j \leq 2m \\ r &= R \frac{x'_{m1}}{x'_{mn}} \\ z &= (2l-1) \frac{L}{2p} \quad \text{mit } 1 \leq l \leq p \end{aligned}$$

Kapitel 4. Die CH-Struktur

auftritt. Es zeigt sich, dass am Ort des Betragsmaximums $|B_0|$ nur die z-Komponente von null verschieden ist. Deshalb gilt für alle H-Moden:

$$B_0^* = \frac{B_0}{J_m(x'_{m1})} \quad (4.35)$$

Die z-Komponente der H-Moden hat eine besondere Bedeutung bei der theoretischen Betrachtung von H-Moden-Kavitäten, weil die Induktion die Spannungsdifferenz zweier benachbarter Driftröhren bewirkt. Die Abbildung 4.1 zeigt $|J_m|$ für $m=1,2,3$ und bis zum jeweils zweiten Maximum, was dem radialen Verlauf des longitudinalen Magnetfeldes der Moden H_{12p}, H_{22p} und H_{32p} entspricht. Am Rand des Resonators befindet sich also immer ein Maximum des Magnetfeldes, das aber nur für die H_{m1p} -Mode mit dem globalen Maximum zusammen fällt. Für Moden mit $n > 1$ liegt das globale Maximum innerhalb des Resonators.

Für IH- und CH-Kavitäten werden die Moden mit $n = 1$, also H_{111} und H_{211} verwendet.

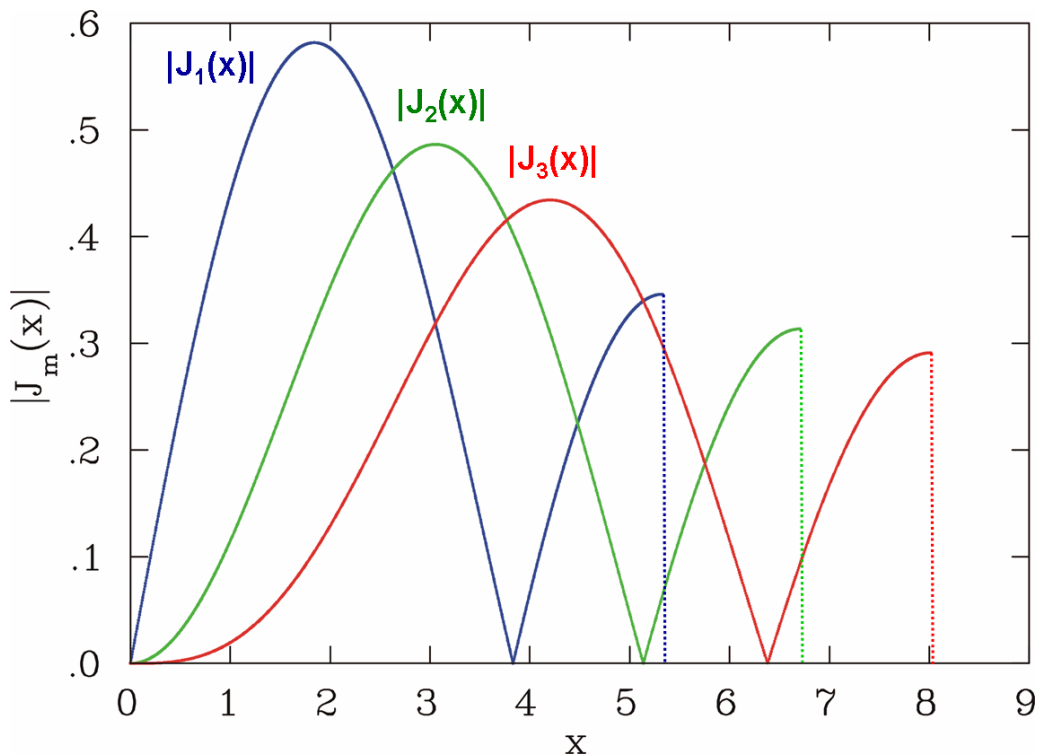


Fig. 4.1: Verlauf von $|J_m|$ für $m=1,2,3$ bis zum jeweils zweiten Maximum. Dies entspricht dem radialen Verlauf von B_z der Moden H_{12p}, H_{22p} und H_{32p} .

Die Abbildung 4.2 (links) zeigt den Verlauf von J_m bis zum ersten Maximum. Im rechten Teil wurde das Argument x von J_m mit $x = x'_{m1} r/R$ auf den Radius R normiert. Die Verläufe von J_m entsprechen dann den Verläufen von B_z im Bereich $0 \leq r \leq R$. Gemäß 4.13 bis 4.18 lauten die Feldkomponenten der in CH-Strukturen angeregten H_{211} -

4.1. Feldverteilungen im zylindrischen Hohlraum

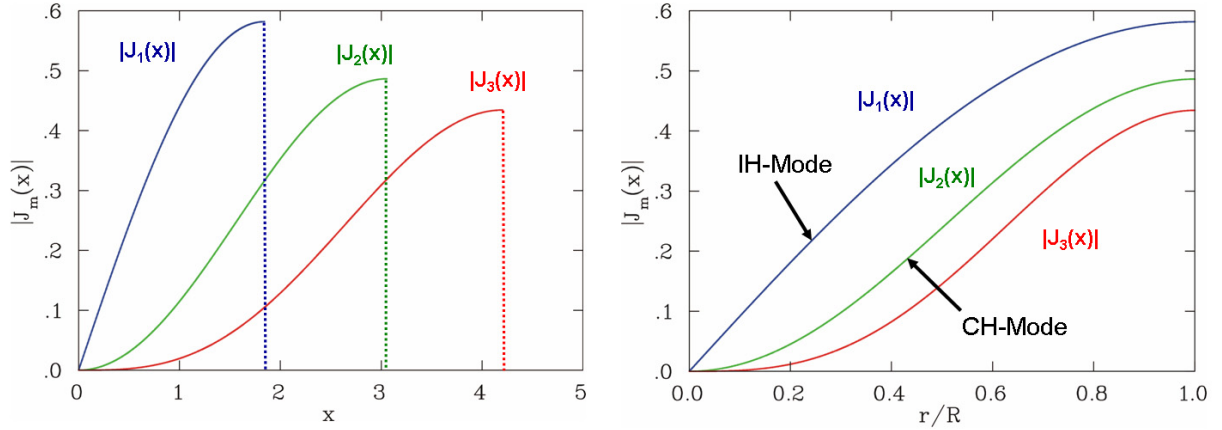


Fig. 4.2: Links: Verlauf von J_m bis zum ersten Maximum. Rechts: Verlauf von B_z von der z -Achse bis zum Rand R für die Moden H_{111} , H_{211} und H_{311} .

Mode wie folgt:

$$B_z = B_0 \frac{J_2(x'_{21}\rho)}{J_2(x'_{21})} \cos(2\varphi) \sin\left(\frac{\pi z}{L}\right) e^{i\omega t} \quad (4.36)$$

$$B_r = -B_0 \frac{\pi R}{L x'_{21}} \frac{J'_2(x'_{21}\rho)}{J_2(x'_{21})} \cos(2\varphi) \cos\left(\frac{\pi z}{L}\right) e^{i\omega t} \quad (4.37)$$

$$B_\varphi = -B_0 \frac{\pi 2R^2}{L x'^2_{21} r} \frac{J_2(x'_{21}\rho)}{J_2(x'_{21})} \sin(2\varphi) \cos\left(\frac{\pi z}{L}\right) e^{i\omega t} \quad (4.38)$$

$$E_z = 0 \quad (4.39)$$

$$E_r = i\omega B_0 \frac{2R^2}{x'^2_{21} r} \frac{J_2(x'_{21}\rho)}{J_2(x'_{21})} \sin(2\varphi) \cos\left(\frac{\pi z}{L}\right) e^{i\omega t} \quad (4.40)$$

$$E_\varphi = i\omega B_0 \frac{R}{x'_{21}} \frac{J'_2(x'_{21}\rho)}{J_2(x'_{21})} \cos(2\varphi) \sin\left(\frac{\pi z}{L}\right) e^{i\omega t} \quad (4.41)$$

Als Resonanzfrequenz ergibt sich für die H_{211} -Mode:

$$f = c \cdot \sqrt{\left(\frac{x'_{21}}{2\pi R}\right)^2 + \frac{1}{4} \left(\frac{1}{L}\right)^2} = c \cdot \sqrt{\left(\frac{3.054}{2\pi R}\right)^2 + \frac{1}{4} \left(\frac{1}{L}\right)^2} \quad (4.42)$$

Wegen der Randbedingung, dass transversale elektrische Felder an den Tankenden verschwinden müssen, kann es keine Null-Mode H_{mn0} geben. Aus strahldynamischen Gründen (s. Kap. 14) und zur Minimierung der elektrischen und magnetischen Peakfelder (s. Kap. 5) ist es aber meist erwünscht, eine Pseudo-Nullmode $H_{21(0)}$ zu erzeugen. Obwohl die genannte Randbedingung weiterhin gültig ist, wird die Feldverteilung über den größten Teil der Resonatorlänge auf einen hinreichend konstanten Wert gebracht. Die Methoden zur Erzeugung der Nullmode werden in Kapitel 9 vorgestellt.

4.2 H-Moden-Beschleuniger

H-Moden-Beschleuniger verwenden die H_{n11} -Mode des leeren zylindrischen Hohlraumes. Der Begriff H-Mode basiert auf dem (bis auf die Tankenden) longitudinalen Magnetfeld dieser Moden. Zur Zeit werden H-Moden-Beschleuniger bis $n = 2$ realisiert. Für jede Mode lässt sich eine Radiofrequenzquadrupol-(RFQ)- und eine Driftröhrenstruktur realisieren, so dass die Familie der H-Moden-Beschleuniger momentan aus vier Mitgliedern besteht (s. Abb. 4.3):

- H_{111} : IH-RFQ
- H_{111} : IH-DTL
- H_{211} : 4-Vane-RFQ
- H_{211} : CH-DTL

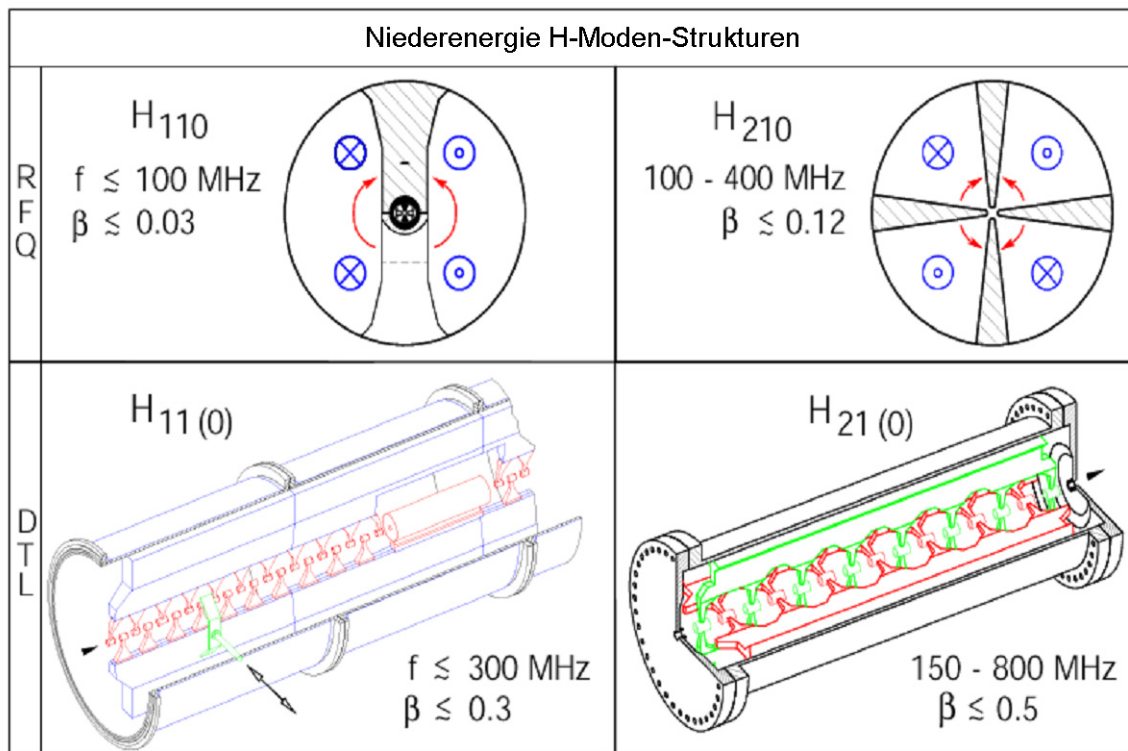


Fig. 4.3: Familie der H-Moden-Strukturen bis $n = 2$. Es gibt jeweils zwei RFQ-Strukturen (IH-RFQ, 4-Vane-RFQ) und zwei Driftröhrenstrukturen (IH-DTL, CH-DTL) [60].

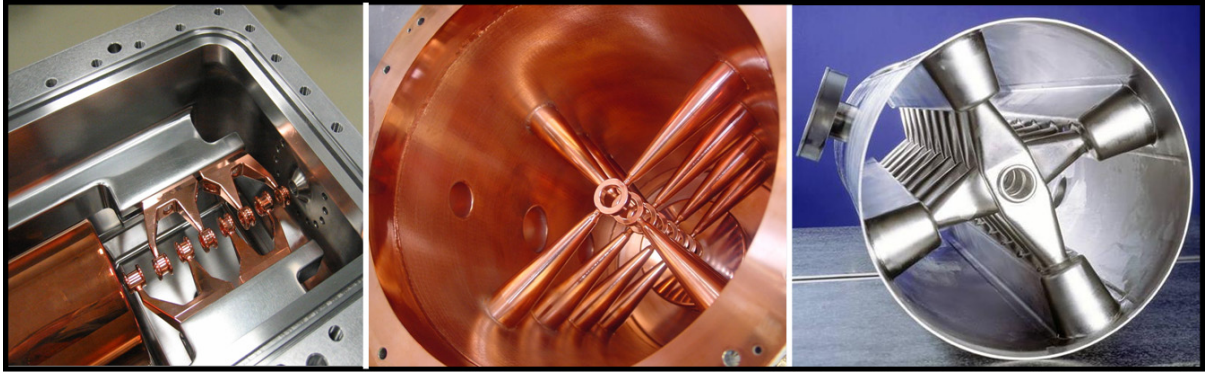


Fig. 4.4: Beispiele von realisierten H-Moden Driftröhrenkavitäten: Links: Normalleitender 217 MHz IH-DTL, Mitte: normalleitender 340 MHz CH-DTL, rechts: Supraleitender 360 MHz CH-DTL.

RFQ-Beschleuniger werden heute standardmäßig nach einer Ionenquelle als erste Hochfrequenzstruktur eingesetzt. Sie bestehen in erster Linie aus einem Hochfrequenz-Quadrupolkanal. Beim Durchflug der Teilchen durchlaufen diese eine Kette aus abwechselnd gepolten elektrischen Quadrupolen. Die Quadrupole haben die Eigenschaft, jeweils in einer Ebene zu fokussieren und in der anderen zu defokussieren. Eine Aneinanderreihung abwechselnd gepolter Quadrupole führt zu einer starken Fokussierung in beiden transversalen Ebenen. Durch die Aufprägung einer geeigneten mechanischen Modulation entlang der den Quadrupolkanal bildenden Elektroden, können longitudinale elektrische Feldkomponenten entstehen. Diese führen im Anfangsbereich eines RFQs zu einer longitudinalen Einschnürung des von der Quelle gelieferten dc-Strahls. Letztendlich wird der Strahl in einzelne Teilchenpakete komprimiert (gebuncht) und für den nachfolgenden Driftröhrenbeschleuniger vorbereitet. Eine zum Ende des RFQs wachsende Modulation und Sollphase dient der erforderlichen Beschleunigung des Strahls. Die geometrische Periode der Modulation nimmt dabei entsprechend der Teilchengeschwindigkeit zu, um die Wideröse Bedingung zu erfüllen.

Der in der H_{211} -Mode betriebene 4-Vane-RFQ wird vorwiegend für leichte Ionen und Protonen und daher bei höheren Frequenzen eingesetzt. Der in der H_{111} -Mode betriebene IH-RFQ findet bei der Beschleunigung von schweren Ionen mit höheren Mass-zu-Ladungsverhältnissen A/q Anwendung [60]. Bisher wird ein IH-RFQ routinemäßig eingesetzt, der 36 MHz RFQ für den Hochstrominjektor des UNILAC-Beschleunigers bei der GSI [61, 62].

Bei den H-Moden-Driftröhren-Beschleunigern gibt es die IH- und die CH-Struktur (s. Abb. 4.4). IH-Strukturen wurden bereits in den 1950er Jahren zur Protonenbeschleunigung vorgeschlagen [63]. Heute sind sie zur Standardstruktur für Ionenbeschleunigung bis zu $\beta=0.1$ geworden. Weltweit wurden bzw. werden IH-Strukturen erfolgreich betrieben: SCHWELN an der LMU München [64], CERN (LINAC-3 [65], REX-ISOLDE [23, 23]), ISAC-1 am TRIUMF (Vancouver) [21], GSI (Darmstadt) mit dem Hochstrominjektor

HSI [66] und dem Hochladungsinjektor HLI [67] oder den Ionentherapieanlagen HIT (Heidelberg) [68, 69] und CNAO (Italien) [70]. Zusätzlich gibt es weitere IH-Beschleuniger in Planung oder Bau wie der EBIS-Linac am BNL in Brookhaven [71], der neue Injektor am IMP (Lanzhou) und die Frankfurter Neutronenquelle FRANZ [72].

Moderne Protonenlinacs werden heute im Nieder- und Mittelenergiebereich typischerweise bei höheren Frequenzen von 300-400 MHz betrieben, bei denen es leistungsstarke und im Vergleich zu Röhrenverstärkern kostengünstige Klystrons gibt. Diese Frequenzen sind allerdings für den Einsatz der IH-Struktur zu hoch, da die Transversalabmessungen für eine bequeme Montage zu klein werden. Hier sind CH-Strukturen besser geeignet, weil aufgrund der verwendeten Mode der Durchmesser bei gleicher Frequenz näherungsweise doppelt so groß ist als bei IH-Strukturen.

Allen H-Moden Driftröhren-Beschleunigung ist die hohe Shuntimpedanz gemeinsam. Im Gegensatz zum Alvarezbeschleuniger fließt der Ladestrom nicht longitudinal von einem Tankende zum Anderen, sondern transversal über den halben (IH) bzw. den viertel Tankumfang (CH). Wegen des kürzeren Strompfades wird zum Erreichen einer bestimmten Spannung weniger Leistung benötigt. Die Abbildung 4.5 zeigt die effektive Shuntimpedanz als Funktion der Teilchengeschwindigkeit für verschiedene Hochfrequenzstrukturen. Für kleine und mittlere Teilchengeschwindigkeiten bieten H-Moden-Driftröhrenbeschleuniger eine konkurrenzlos hohe Effizienz. Die horizontalen Balken bei den IH-Strukturen sind die experimentellen Werte realisierter Anlagen. Im Falle der CH-Strukturen stellen die Balken die erwarteten Shuntimpedanzen des neuen FAIR Protoneninjektors dar (s. Kap. 15.3). Neben der verwendeten Mode gibt es einen zweiten Grund für die hohen Shuntimpedanzen von H-Strukturen. Um den Strahl transversal zu fokussieren, werden magnetische Linsen (Quadrupole, Solenoide) eingesetzt. Außerdem muss der Beschleuniger bei einer negativen Sollphase betrieben werden, um eine longitudinale Fokussierung zu erreichen (s. Kap. 14). Dies führt wieder zu einer stärkeren transversalen Defokussierung. Durch eine besondere strahldynamische Methode (KONUS) wird die Zahl der erforderlichen Linsen drastisch reduziert und gleichzeitig werden lange linsenfreie Sektionen ermöglicht. Dadurch kann im Falle von H-Strukturen auf in den Driftröhren integrierte Linsen verzichtet werden. Dies führt zur einer geringen kapazitiven Belastung und zu einer hohen Shuntimpedanz (s. Kap. 14).

Zur Beschleunigung in H-Moden-Driftröhrenstrukturen müssen die im leeren Zylinderresonator auftretenden, rein transversalen elektrischen Felder modifiziert werden. Es muss versucht werden, die gespeicherte Feldenergie im Wesentlichen in longitudinale elektrische Felder um die Strahlachse zu konzentrieren. Dies geschieht durch die Einbringung einer geeigneten Driftröhrenstruktur in den leeren Resonator. Dies führt zu starken Änderungen der Verteilung und des Betrages der Kapazität und Induktivität, was wiederum weit reichende Folgen für die Feldverteilung und die Resonanzfrequenz hat. Die Abbildung 4.6 zeigt die Verteilung der magnetischen und elektrischen Felder von der in IH-

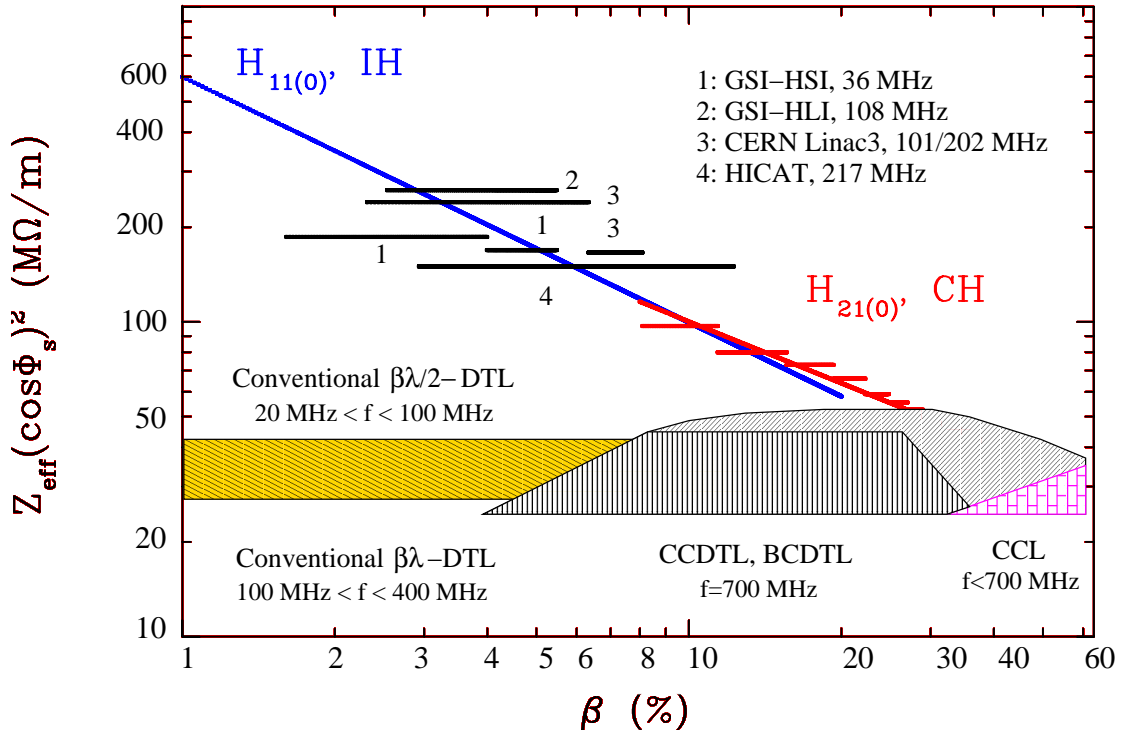


Fig. 4.5: Effektive Shuntimpedanz Z_{eff} inklusive dem $\cos^2(\varphi_s)$ -Term verschiedener Hochfrequenzstrukturen als Funktion der Teilchengeschwindigkeit. Im Nieder- und Mittelenergiebereich bieten IH- und CH-Driftröhrenbeschleuniger überragend hohe Effizienzen. Die horizontalen schwarzen Balken repräsentieren einige sich im Betrieb befindlichen IH-Strukturen. Die roten Balken entsprechen den Designwerten der CH-Kavitäten für den neuen Protonenlinac bei FAIR.

und CH-Strukturen verwendeten H_{111} - und H_{211} -Mode im leeren Zylinderresonator. Die Abbildung 4.7 zeigt schematisch den Verlauf der elektrischen Felder nach Einbringen der Driftröhrenstruktur bei IH- und CH-Strukturen. Wie oben erwähnt, ändert sich durch das Einbringen der Driftröhrenstruktur nicht nur die Verteilung der Felder, sondern auch die kapazitive Belastung. Durch den Anstieg der Kapazität wird der Tankdurchmesser bei konstanter Frequenz im Vergleich zum leeren Resonator stark herab gesetzt. Als Beispiel dazu sollen realisierte CH-Strukturen dienen. Im Rahmen der Entwicklung normalleitender CH-Strukturen für den FAIR Protoneninjektor wurde eine 8-spaltige CH-Prototypkavität gebaut (s. Kap. 12). Für den leeren Resonator mit einem Tankradius $R_T = 166$ mm und einer Länge $L=600$ mm ergibt sich nach 4.42 eine Frequenz f_l von 913 MHz. Durch Einführen der Driftröhrenstruktur (ohne Driftröhreneinsätze) wurde die-

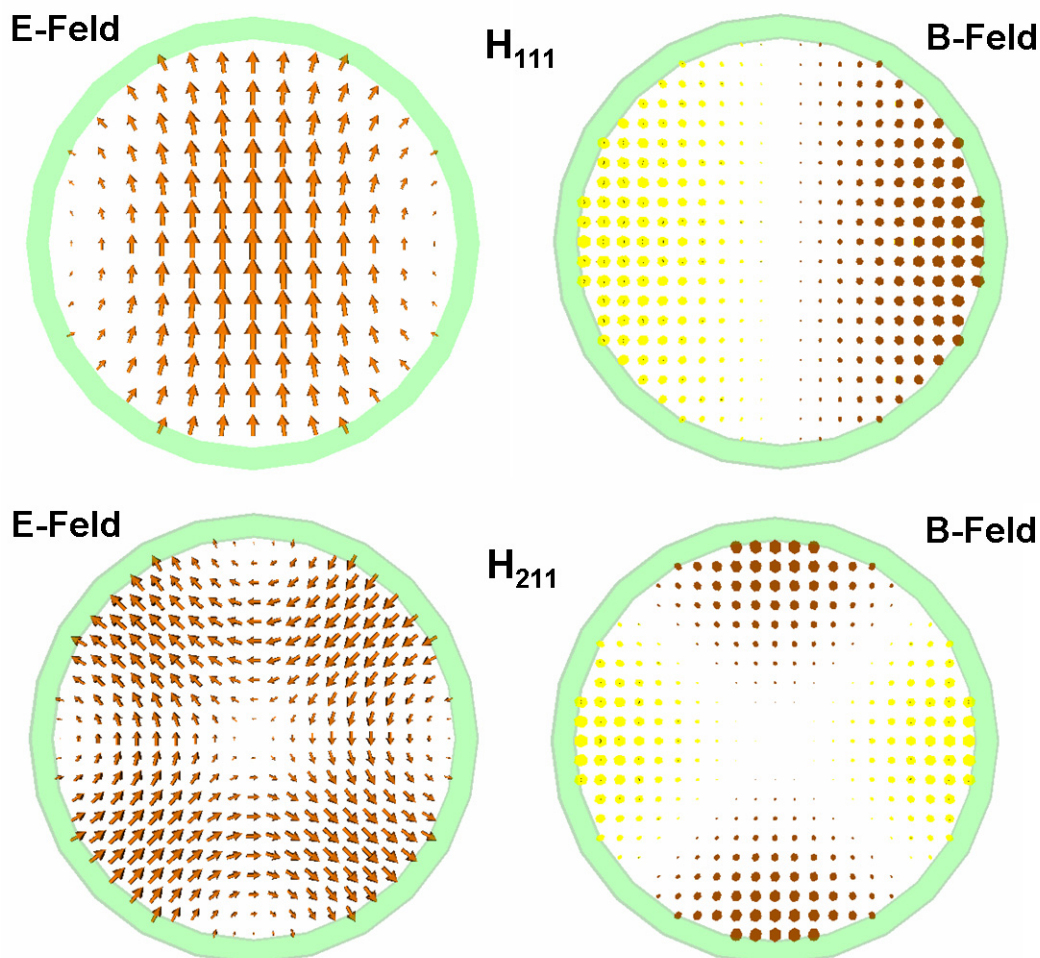


Fig. 4.6: Verteilung des Magnetfeldes (links) und des elektrischen Feldes (rechts) der für IH- und CH-Strukturen fundamentalen H_{111} und H_{211} -Mode für $z = L/2$. Die H_{111} -Mode ist eine Dipolmode, während bei der H_{211} -Mode deutlich die Quadrupolsymmetrie aufgrund der $\cos(2\varphi)$ -Abhängigkeit zu erkennen ist.

se Frequenz auf f_0 338.7 MHz abgesenkt. Dies entspricht einem Verhältnis f_0/f_l von 0.37. Zusätzliches Einbringen von Driftrohreinsetzungen würde die Frequenz um weitere 12.9 MHz auf 325.8 MHz absenken.

Im weiteren Verlauf wurde entschieden, gekoppelte CH-Strukturen (Coupled CH, CCH) für den Protonenlinac einzusetzen (s. Kap. 15.3). Diese bestehen aus zwei CH-Kavitäten, die über eine zylindrische Koppelzelle, welche in der Alvarez- bzw. TM_{010} -Mode betrieben wird. Alle drei Teilkavitäten schwingen bei dem gebauten 1:2-Modell bei 650 MHz. Die Tabelle 4.3 zeigt die Parameter und die Frequenzen der leeren und der belasteten Teilkavitäten.

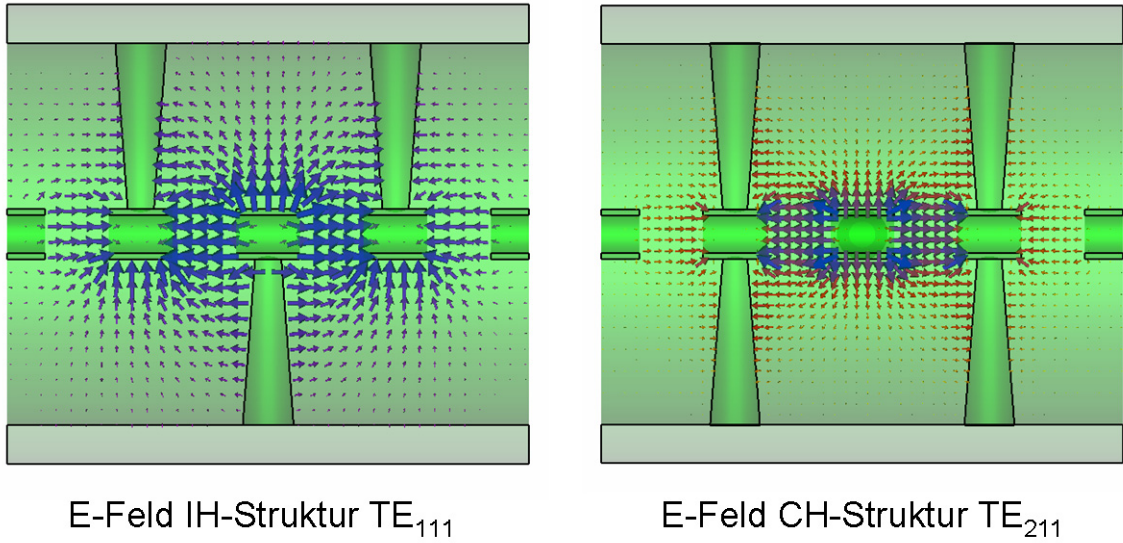


Fig. 4.7: Verteilung des elektrischen Feldes für IH- und CH-Strukturen nach Einbringen der Driftröhrenstruktur.

Im Falle der supraleitenden CH-Prototypkavität beträgt die Frequenz des leeren Resonators mit $R=136$ mm und $L=1048$ mm

$$f_l = 1082 \text{ MHz.}$$

Durch Einführen der Driftröhrenstruktur sinkt diese Frequenz auf $f_0 = 360$ MHz. In diesem Fall liegt das Verhältnis f_0/f_l bei 0.33. Aufgrund anderer Designkriterien als bei normalleitenden CH-Strukturen wie z.B. die Minimierung der Peakfelder, ist die kapazitive Belastung im Falle der supraleitenden CH-Struktur höher, was das kleinere Verhältnis f_0/f_l erklärt.

Parameter	CH-1	Koppelzelle	CH-2
Tankradius (mm)	92.25	107	94.5
Tanklänge(mm)	592.5	121	729.5
f_l (MHz)	1601	1073	1557
f_0 (MHz)	650	650	650
f_0/f_l	0.41	0.61	0.42

Tab. 4.3: Parameter und Frequenzen der Teilkavitäten des 1:2-Modells für die zweite gekoppelte CH-Struktur des FAIR-Protonenlinacs.

4.3 Analytische Beschreibung von CH-Kavitäten für genäherte Felder

Um die Resonanzfrequenz und wichtige Hochfrequenzeigenschaften wie Güte, Shuntimpedanz oder Verlustleistungen zu erhalten, müssten die Maxwellgleichungen gelöst werden. Nach dem Einbringen der Driftröhrenstruktur ist es aber nicht mehr möglich, analytische Lösungen zu finden. Entweder können numerische Simulationen durchgeführt oder vereinfachte Modelle verwendet werden. In diesem Abschnitt wird versucht, die CH-Struktur mit ihrer typischen Geometrie durch Ersatzgeometrien mit vereinfachten Feldverteilungen zu beschreiben. Es wird sich allerdings zeigen, dass aufgrund der Komplexität der Feldverteilungen in CH-Strukturen bisher keine zufrieden stellende analytische Beschreibung gelungen ist. Vielmehr sind die im folgenden vorgestellten Ansätze für einige qualitative Überlegungen nützlich. Für hinreichend genaue quantitative Aussagen muss auf existierende leistungsfähige Computercodes [73, 74, 75] und gegebenenfalls auf Modellmessungen zurückgegriffen werden.

Die erste Methode einer semi-analytischen Beschreibung von CH-Strukturen folgt im Wesentlichen der Argumentation in [60].

Die Driftröhrenstruktur bewirkt mit ihrer starken kapazitiven Belastung nicht nur eine Absenkung der Resonanzfrequenz gegenüber dem Zylinderresonator, sondern führt zu starken Änderungen insbesondere der elektrischen Felder. Die gesamte Tankwand ist bei der CH-Struktur auf Nullpotenzial, weil die im Zylinderresonator vorhandene radiale Komponente E_r für $r = R_T$ verschwindet. Im Gegensatz zum Zylinderresonator wird die elektrische Feldenergie im Wesentlichen um die Strahlachse konzentriert. Von den transversalen elektrischen Feldkomponenten verbleibt also nur $E_\varphi(r)$, wobei gilt:

$$E_\varphi(R_T) = 0 \quad (4.43)$$

Die Driftröhrenstruktur verändert auch das Magnetfeld. In [60] wurde im Falle von IH-Strukturen davon ausgegangen, dass das Magnetfeld ausschließlich longitudinal und homogen ist. Diese Näherung wird umso besser, je weiter die Rippen in Richtung der Strahlachse reichen. Im Falle von CH-Strukturen, die nur niedrige (Supraleitung) oder keine Rippen (Normalleitung) enthalten, zeigt sich eine deutliche radiale Abhängigkeit des Magnetfeldes $B_z(r)$. Simulationen ergaben, dass sich der Verlauf des longitudinalen Magnetfeldes in guter Näherung durch

$$B_z(r) = B_0 \left(1 - \frac{(R_T - r)^2}{R_T^2} \right) \quad (4.44)$$

beschreiben lässt. B_0 ist dabei das Magnetfeld an der Tankwand. Der zeitlich variable Fluss des Magnetfeldes senkrecht durch einen Quadranten führt mittels des Induktionsgesetzes letztendlich zum Aufladen der Driftröhren. Die Potentialdifferenz $|U_i| = \dot{\Phi}$ zwischen

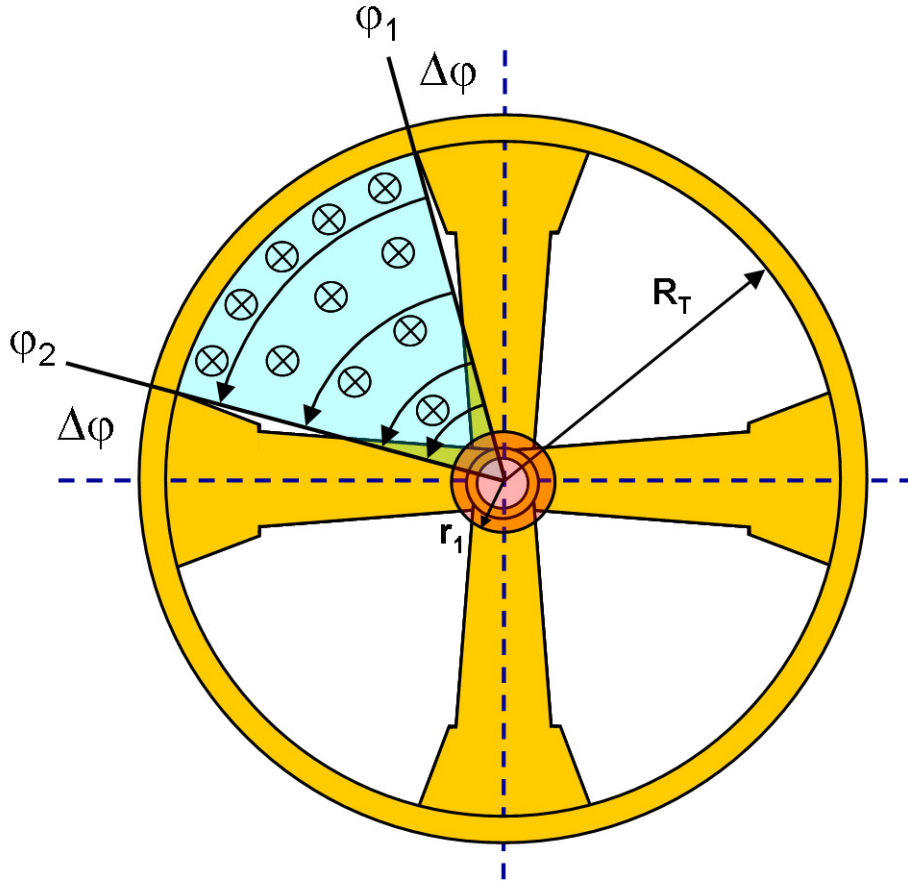


Fig. 4.8: Schematische Darstellung der Felder eines Quadranten einer CH-Struktur mit einer vereinfachten Ersatzgeometrie.

zwei Punkten entlang der elektrischen Feldlinien kann mit der Ersatzgeometrie aus Abbildung 4.8 und Gleichung 4.44 berechnet werden. Mit einer harmonischen Zeitabhängigkeit der Felder erhält man für die Induktionsspannung U_i :

$$\begin{aligned}
 |U_i| &= \dot{\Phi} = \frac{d}{dt} \iint_A \mathbf{B}(r', t) d\mathbf{A} \\
 |U_i| &= \omega B_0 \left(\frac{\pi}{2} - 2\Delta\varphi \right) \int_r^{R_T} \left(1 - \frac{(R_T - r')^2}{R_T^2} \right) r' dr' \\
 |U_i| &= \omega B_0 \left(\frac{\pi}{2} - 2\Delta\varphi \right) \left(\frac{5}{12} R_T^2 - \frac{2}{3} \frac{r^3}{R_T} + \frac{1}{4} \frac{r^4}{R_T^2} \right)
 \end{aligned} \tag{4.45}$$

Andererseits gilt mit $U_i = \oint \mathbf{E} ds$

$$U_i = \int_{\Delta\varphi}^{\pi/2 - \Delta\varphi} E_0(r') r' dr' \tag{4.46}$$

Kapitel 4. Die CH-Struktur

Gleichsetzen von 4.45 und 4.46 ergibt das gesuchte elektrische Feld:

$$E_0(r) = \frac{\omega B_0 \left(\frac{5}{12} R_T^2 - \frac{2}{3} \frac{r^3}{R_T} + \frac{1}{4} \frac{r^4}{R_T^2} \right)}{r} \quad (4.47)$$

Mit Hilfe von 4.44 lässt sich die gespeicherte magnetische Feldenergie pro Einheitslänge und Quadrant berechnen:

$$W'_m = \frac{1}{2\mu_0} \iint |B|^2 dA \quad (4.48)$$

$$W'_m = \frac{B_0^2}{2\mu_0} \int_r^{R_T} \int_{\Delta\varphi}^{\pi/2-\Delta\varphi} \left(1 - \frac{(R_T - r')^2}{R_T^2} \right)^2 r' dr' d\varphi \quad (4.49)$$

$$W'_m = \frac{B_0^2}{2\mu_0} \left(\frac{\pi}{2} - 2\Delta\varphi \right) \int_r^{R_T} \left(\frac{2r'}{R_T} - \frac{r'^2}{R_T^2} \right)^2 r' dr' \quad (4.50)$$

$$W'_m = \frac{B_0^2}{2\mu_0} \left(\frac{\pi}{2} - 2\Delta\varphi \right) \left(\frac{11R_T^2}{30} - \frac{r^4}{R_T^2} + \frac{4r^5}{5R_T^3} - \frac{r^6}{6R_T^4} \right) \quad (4.51)$$

Innerhalb eines Bereichs mit dem Radius r_1 , der von der Größenordnung der Apertur ist, ist das Magnetfeld in guter Näherung null. Daher ist $r \ll R_T$ und es können die höheren Potenzen von r vernachlässigt werden. Es ergibt sich dann für die gespeicherte magnetische Energie:

$$W'_m \approx \frac{B_0^2}{2\mu_0} \left(\frac{\pi}{2} - 2\Delta\varphi \right) \frac{11}{30} R_T^2 \quad (4.52)$$

Es zeigt sich, dass das elektrische Feld $E_r(r)$ innerhalb von r_1 in guter Näherung konstant ist und dann für $r = R_T$ auf null abfällt:

$$\begin{aligned} E &= E(r_1) & \text{für} & \quad 0 \leq r \leq r_1 \\ E &= E(r) & \text{für} & \quad r_1 \leq r \leq R_T \end{aligned}$$

Zur Berechnung der elektrischen Feldenergie müssen diese beiden Bereiche gesondert betrachtet werden. Für $r \leq r_1$ gilt mit 4.47:

$$W'_{e,1} = \frac{\epsilon_0}{2} \iint |E(r_1)|^2 dA \quad (4.53)$$

$$W'_{e,1} = \frac{\epsilon_0 \omega_0^2 B_0^2}{2} \left(\frac{5R_T^2}{12r_1} - \frac{2r_1^2}{3R_T} + \frac{r_1^3}{4R_T^2} \right)^2 \left(\frac{\pi}{2} - 2\Delta\varphi \right) \int_0^{r_1} r' dr' \quad (4.54)$$

$$W'_{e,1} = \frac{\epsilon_0 \omega_0^2 B_0^2}{4} \left(\frac{\pi}{2} - 2\Delta\varphi \right) \left(\frac{5R_T^2}{12} - \frac{2r_1^3}{3R_T} + \frac{r_1^4}{4R_T^2} \right)^2 \quad (4.55)$$

$$W'_{e,1} \approx \frac{\epsilon_0 \omega_0^2 B_0^2}{4} \left(\frac{\pi}{2} - 2\Delta\varphi \right) \frac{25}{144} R_T^4 \quad (4.56)$$

4.3. Analytische Beschreibung von CH-Kavitäten für genäherte Felder

Für den Bereich $r_1 \leq r \leq R_T$ gilt:

$$W'_{e,2} = \frac{\epsilon_0}{2} \iint |E(r)|^2 dA \quad (4.57)$$

$$W'_{e,2} = \frac{\epsilon_0 \omega_0^2 B_0^2}{2} \left(\frac{\pi}{2} - 2\Delta\varphi \right) \int_{r_1}^{R_T} \left(\frac{5R_T^2}{12r'} - \frac{2r'^2}{3R_T} + \frac{r'^3}{4R_T^2} \right)^2 r' dr' \quad (4.58)$$

Die Vernachlässigung höherer Potenzen von r_1 führt schließlich auf

$$W'_{e,2} \approx \frac{\epsilon_0 \omega_0^2 B_0^2}{2} \left(\frac{\pi}{2} - 2\Delta\varphi \right) R_T^4 \left(\frac{25}{144} \ln \left(\frac{R_T}{r_1} \right) - 0.1 \right). \quad (4.59)$$

Damit ergibt sich für die gesamte elektrische Feldenergie durch Addition von 4.56 und 4.59:

$$W'_e = \frac{\epsilon_0 \omega_0^2 B_0^2 R_T^4}{4} \left(\frac{\pi}{2} - 2\Delta\varphi \right) \left(\frac{25}{144} + \frac{25}{72} \ln \left(\frac{R_T}{r_1} \right) - \frac{1}{5} \right) \quad (4.60)$$

Die Tankfrequenz ω ergibt sich durch Gleichsetzen der magnetischen und elektrischen Feldenergie:

$$\omega \approx c \left(\frac{0.73}{R_T^2 \left(\frac{25}{144} + \frac{25}{72} \ln \left(\frac{R_T}{r_1} \right) - \frac{1}{5} \right)} \right)^{1/2} \quad (4.61)$$

Die Frequenz ist also unabhängig von Öffnungswinkel $\left(\frac{\pi}{2} - 2\Delta\varphi \right)$, weil sich die Induktivität in dem Maße erhöht wie sich die Kapazität erniedrigt. Letztendlich ist dies durch die angenommene Konstanz der Felder in azimuthaler Richtung begründet. Setzt man im Falle des supraleitenden Prototypen $R_T=0.136$ m und $r_1=0.02$ m ein, erhält man eine Frequenz f von 375 MHz. Der gemessene Wert liegt bei 360 MHz.

Mit der gespeicherten Energie 4.60 lässt sich mittels

$$W'_e = \frac{1}{2} C' U_0^2 = \frac{1}{2} C' E_0^2(r_1) r_1^2 \left(\frac{\pi}{2} - 2\Delta\varphi \right)^2 \quad (4.62)$$

die Kapazität pro Länge C' berechnen. U_0 ist dabei die Spaltspannungsamplitude. Einsetzen von 4.47 für $r = r_1$ und Vernachlässigung höherer Potenzen von r_1 ergeben schließlich eine Näherung der Kapazität:

$$C' \approx \frac{\epsilon_0}{\frac{\pi}{2} - 2\Delta\varphi} \ln \left(\frac{R_T}{r_1} \right) \quad (4.63)$$

Aus $\omega^2 = 1/L' C'$ ergibt sich dann näherungsweise die Induktivität:

$$L' \approx \frac{\mu_0 R_T^2 \left(\frac{\pi}{2} - 2\Delta\varphi \right)}{2} \quad (4.64)$$

Mit den näherungsweise bekannten Feldverteilungen lassen sich die Hochfrequenzverluste und damit die Shuntimpedanz bestimmen. Bei der Bestimmung der Verluste wird von folgenden Annahmen ausgegangen:

Kapitel 4. Die CH-Struktur

- Der radiale Verlauf der Magnetfeldes entspricht Gleichung 4.44
- Das Magnetfeld ist symmetrisch um die Stützen
- Das Magnetfeld ist konstant auf den Tanksegmenten und entspricht $B(R_T) = B_0$

Im Gegensatz zur Darstellung in [60] werden die Verluste für die verschiedenen Oberflächenbereiche getrennt betrachtet. Dies ist darin begründet, dass sich CH-Strukturen nicht vollständig auf ein zweidimensionales Problem zurückführen lassen. Aus

$$P = \frac{R_s}{2} \int |H|^2 dA \quad (4.65)$$

folgt für die Verluste auf einer Stütze

$$P_S = \frac{R_s B_0^2}{2\mu_0^2} \int \left(1 - \frac{(R_T - r)^2}{R_T^2}\right)^2 dA \quad (4.66)$$

$$P_S = 2\pi \Delta\varphi R_T \frac{B_0^2}{2\mu_0^2 \sigma \delta} \int_{r_1}^{R_T} \left(1 - \frac{(R_T - r)^2}{R_T^2}\right)^2 dr. \quad (4.67)$$

Dabei wurde als Stützenradius näherungsweise $\Delta\varphi R_T$ verwendet. Unter Vernachlässigung höherer Potenzen von r_1 ergibt sich für die Verlustleistung einer Stütze

$$P_S = \frac{8\pi \Delta\varphi R_T^2 B_0^2}{15\sigma \delta \mu_0^2}. \quad (4.68)$$

Pro Zelle der Länge $\bar{\beta}\lambda/2$ gibt es zwei Stützen mit der Verlustleistung

$$P_S = \frac{16\pi \Delta\varphi R_T^2 B_0^2}{15\sigma \delta \mu_0^2}. \quad (4.69)$$

Dabei ist $\bar{\beta}$ das in einer vielzelligen Struktur gemittelte β , das sich aus der Eingangs- und Ausgangsgeschwindigkeit β_{in} bzw. β_{out}

$$\bar{\beta} = \left(\frac{\beta_{in}^3 + \beta_{out}^3}{2}\right)^{1/3} \quad (4.70)$$

berechnen lässt [60]. Mit dem konstanten Magnetfeld B_0 auf der Tankoberfläche lässt sich die Verlustleistung für ein Tanksegment der Länge $\bar{\beta}\lambda/2$ berechnen:

$$P_T = \frac{\pi B_0^2 R_T \bar{\beta} \lambda}{2\mu_0^2 \sigma \delta} \quad (4.71)$$

$$P_T = \frac{\pi^2 c B_0^2 R_T \bar{\beta}}{\mu_0^2 \omega \sigma \delta} \quad (4.72)$$

4.3. Analytische Beschreibung von CH-Kavitäten für genäherte Felder

Damit ergibt sich für die Gesamtverlustleistung in einer Zelle:

$$P_{ges} = \frac{\pi^2 c B_0^2 R_T \bar{\beta}}{\mu_0^2 \omega \sigma \delta} + \frac{16 \pi \Delta \varphi R_T^2 B_0^2}{15 \sigma \delta \mu_0^2} \quad (4.73)$$

Mit der Spaltspannungsamplitude

$$U_0 = \frac{5}{12} \omega B_0 (\pi/2 - 2\Delta\varphi) R_T^2 \quad (4.74)$$

erhalten wir mit 4.73 und unter Verwendung von

$$\delta = \left(\frac{\omega \mu_0 \sigma}{2} \right)^{-1/2} \quad (4.75)$$

und

$$Z_0 = \frac{U_0^2}{P_{ges} \left(\frac{\beta \bar{\lambda}}{2} \right)} \quad (4.76)$$

die gesuchte Shuntimpedanz:

$$Z_0 = \frac{375 \sqrt{2} \mu_0^{3/2} \sigma^{1/2} \omega^{7/2} R_T^3 \left(\frac{\pi}{2} - 2\Delta\varphi \right)^2}{144 \pi^2 c \bar{\beta} (15 \pi c \bar{\beta} + 16 \omega \Delta \varphi R_T)} \quad (4.77)$$

$$(4.78)$$

Nach der Zusammenfassung der Konstanten und mit der Leitfähigkeit für Kupfer von $\sigma = 5.8 \cdot 10^7$ S/m ergibt sich

$$Z_0 = 1.3 \cdot 10^{-14} \frac{\omega^{7/2} R_T^3 \left(\frac{\pi}{2} - 2\Delta\varphi \right)^2}{\bar{\beta} (15 \pi c \bar{\beta} + 16 \omega \Delta \varphi R_T)} \quad (\Omega/m) \quad (4.79)$$

Mit Hilfe von 4.52 und 4.73 lässt sich die intrinsische Güte bestimmen:

$$Q_0 \approx \frac{\mu_0 c \sigma \delta \left(\frac{\pi}{2} - 2\Delta\varphi \right) \bar{\beta} R_T \omega}{5(\pi c \bar{\beta} + \omega \Delta \varphi R_T)} \quad (4.80)$$

Für die effektive Shuntimpedanz muss noch der Laufzeitfaktor mit $0.75 \leq T \leq 0.85$ berücksichtigt werden. In 4.79 werden keine internen magnetischen Linsen berücksichtigt. Falls dies im Falle von normalleitenden CH-Strukturen notwendig ist, muss ein entsprechender Faktor F eingeführt werden, der unter anderem die Summe der Länge aller Linsen enthält und entsprechend die Shuntimpedanz bezogen auf die Gesamteinbaulänge reduziert [60].

In 4.79 erkennt man, dass die Shuntimpedanz mit wachsender Teilchengeschwindigkeit abnimmt. Die Abbildung 4.9 zeigt eine Simulation der Shuntimpedanz als Funktion von der Teilchengeschwindigkeit β für verschiedene H-Moden-Strukturen. Zum einen erkennt

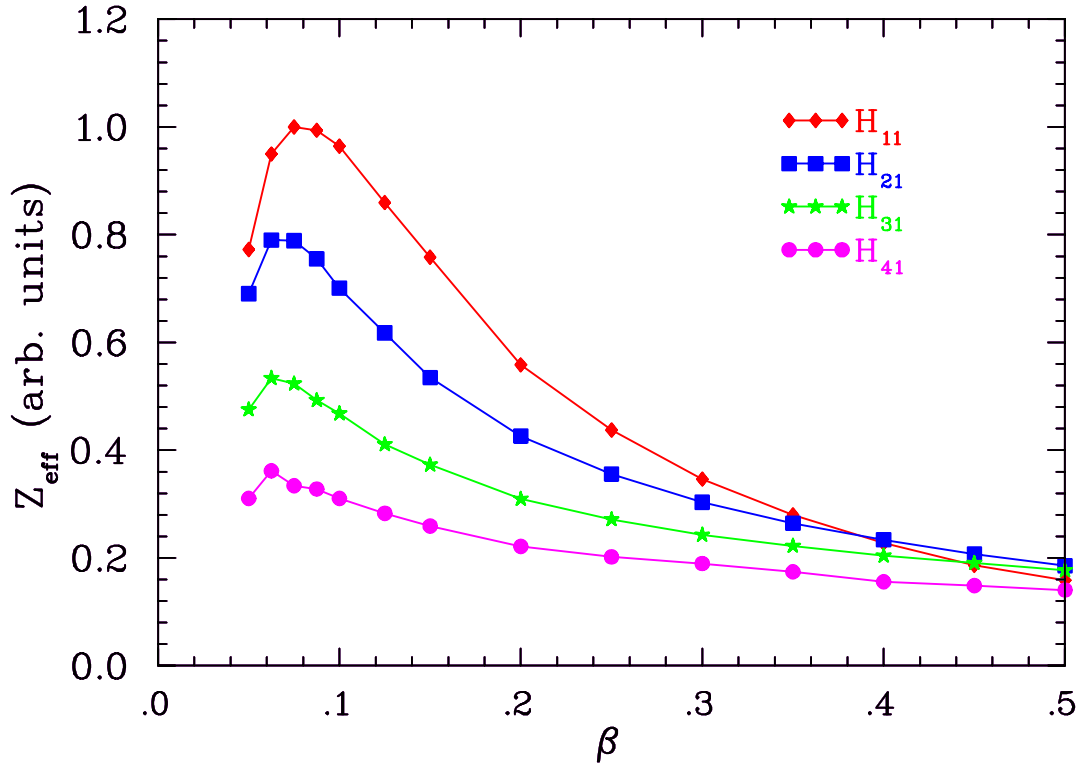


Fig. 4.9: Relative Shuntimpedanz der ersten vier H_{n1} -Moden als Funktion von β (Simulation).

man die Abnahme mit wachsender Teilchengeschwindigkeit. Bei sehr kleinen Geschwindigkeiten und Zellenlängen nimmt die Shuntimpedanz allerdings entgegen 4.79 wieder ab. Dies ist insbesondere durch die Stützenkapazität bei kleinen Abständen zu erklären, welche aber bei den vorgestellten Überlegungen unberücksichtigt blieb. Zum anderen erkennt man in Abbildung 4.9, dass die Shuntimpedanz (ω =konstant) mit den höheren Moden abfällt. Die Ursache liegt darin begründet, dass die Fläche, die den magnetischen Fluss bzw. die Induktionsspannung bestimmt, für die H_{n1} -Moden nur dem $2n$ -ten Teil der Tankquerschnittsfläche entspricht.

Setzt man die entsprechenden Werte ($\Delta\varphi=0.15$, $R_T=0.136$ m, $\bar{\beta}=0.1$, $\omega=2262$ MHz) für den supraleitenden Prototypen in Gleichung 4.79 ein, ergibt sich mit $T=0.8$ eine effektive Shuntimpedanz von etwa 80 M Ω /m. Dies ist mehr als doppelt so hoch, wie das Simulationsergebnis von 35 M Ω /m. Im Falle des normalleitenden CH-Prototyps (s. Kap. 12) ergibt sich mit ($\Delta\varphi=0.12$, $R_T=0.166$ m, $\bar{\beta}=0.1$, $\omega=2064$ MHz) eine effektive Shuntimpedanz von 115 M Ω /m im Vergleich zu 80 M Ω /m in den Simulationen. Über die Skalierung der Shuntimpedanzen lassen sich von bekannten Strukturen Aussagen mit 4.79 machen. Das Modell eignet sich aber nicht zum Design von CH-Kavitäten. Zusätzlich wurde die Möglichkeit eines weiteren analytischen Zugangs zu CH-Strukturen untersucht. Dabei wird davon ausgegangen, dass sich CH-Strukturen als eine Kette von Halbwellenresonatoren beschreiben lassen. Die Grundidee besteht darin, eine einzelne Stütze als Halbwellenresonator an-

4.3. Analytische Beschreibung von CH-Kavitäten für genäherte Felder

zusehen, wobei die Felder zumindest bei einigen vereinfachenden Annahmen analytisch berechnet werden können. Die Gesamtfelder ergeben sich mit gewissen Randbedingungen als Superposition der Einzelfelder.

Die Stützen werden vereinfacht als Zylinder mit der Länge des doppelten Tankradius angesehen. Der Oberflächenstrom soll eine harmonische Zeitabhängigkeit besitzen:

$$I(x, t) = I_0 e^{i(\omega t - kx)} \quad (4.81)$$

Dieser Strom erzeugt ein entsprechendes Magnetfeld, das rotationssymmetrisch um die Stütze verläuft. Mittels des Ampereschen Gesetzes lässt sich dann das Magnetfeld berechnen:

$$B(x, t) = \frac{\mu_0 I_0 e^{i(\omega t - kx)}}{2\pi r_{x,y}^*} \quad (4.82)$$

Dabei ist $r_{x,y}^*$ der Abstand zum Stützenzentrum. Für um 90° gedrehte Stützen ist in 4.81 und 4.82 die Koordinate x durch y zu ersetzen. Abhängig von der Stützensausrichtung gilt für $r_{x,y}^*$:

$$r_x^* = \sqrt{y^2 + z^2} \quad \text{Ausrichtung in x-Richtung} \quad (4.83)$$

$$r_y^* = \sqrt{x^2 + z^2} \quad \text{Ausrichtung in y-Richtung} \quad (4.84)$$

Um zu einer Stehwelle auf den Stützen zu gelangen, wird eine zweite Lösung des Magnetfeldes benötigt und zu 4.82 addiert:

$$B = \frac{\mu_0 I_0}{2\pi r_{x,y}^*} \left(e^{i(\omega t - kx)} + e^{i(\omega t + kx)} \right) \quad (4.85)$$

$$B = \frac{\mu_0 I_0}{\pi r_{x,y}^*} \cos(kx) e^{i\omega t} \quad (4.86)$$

Da die Länge einer Stütze gerade $\lambda/2$ und damit dem doppelten Tankradius R_T entsprechen soll, gilt mit $k = 2\pi/\lambda$:

$$k = \frac{\pi}{2R_T} \quad (4.87)$$

Damit erhält man für die Magnetfelder der Stützen abhängig von deren Orientierung ($B^{(x)}$ entspricht z.B. Orientierung in x):

$$B^{(x)}(x, y, z, t) = \frac{\mu_0 I_0}{\pi \sqrt{y^2 + z^2}} e^{i\omega t} \cos\left(\frac{\pi x}{2R_T}\right) \quad (4.88)$$

$$B^{(y)}(x, y, z, t) = \frac{\mu_0 I_0}{\pi \sqrt{x^2 + z^2}} e^{i\omega t} \cos\left(\frac{\pi y}{2R_T}\right) \quad (4.89)$$

Das elektrische Feld lässt sich mittels des Stokesschen Satzes

$$\oint \mathbf{E} ds = \int (\nabla \times \mathbf{E}) d\mathbf{A} = - \int \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} d\mathbf{A} \quad (4.90)$$

berechnen:

$$E^{(x)}(x, y, z, t) = -i\omega \frac{2\mu_0 I_0 R_T}{\pi^2 \sqrt{y^2 + z^2}} \sin\left(\frac{\pi x}{2R_T}\right) e^{i\omega t} \quad (4.91)$$

$$E^{(y)}(x, y, z, t) = -i\omega \frac{2\mu_0 I_0 R_T}{\pi^2 \sqrt{x^2 + z^2}} \sin\left(\frac{\pi y}{2R_T}\right) e^{i\omega t} \quad (4.92)$$

Mittels $\omega = c\pi/2R_T$ und $c = 1/\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$ ergibt sich schließlich das elektrische Feld:

$$E^{(x)}(x, y, z, t) = -i\sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \cdot \frac{I_0}{\pi\sqrt{y^2 + z^2}} \sin\left(\frac{\pi x}{2R_T}\right) e^{i\omega t} \quad (4.93)$$

$$E^{(y)}(x, y, z, t) = -i\sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \cdot \frac{I_0}{\pi\sqrt{x^2 + z^2}} \sin\left(\frac{\pi y}{2R_T}\right) e^{i\omega t} \quad (4.94)$$

Zur Bestimmung des Gesamtmagnetfeldes muss über die Felder der einzelnen Stützen

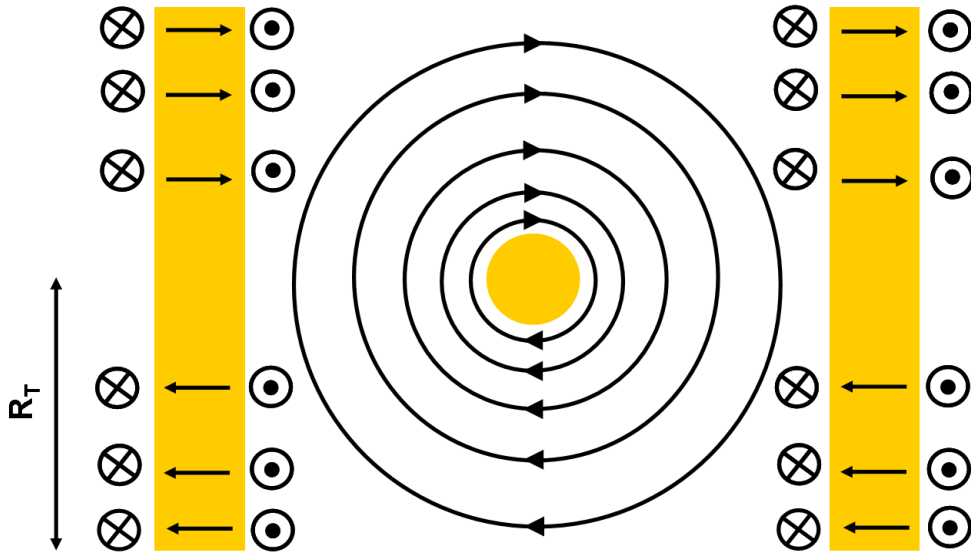


Fig. 4.10: Schematische Verteilung des Magnetfeldes unter der Annahme gekoppelter Halbwellenresonatoren.

summiert werden:

$$|B| = \sqrt{\left(\sum_{m=-n}^{+n} B_{x,m}\right)^2 + \left(\sum_{m=-n}^{+n} B_{y,m}\right)^2 + \left(\sum_{m=-n}^{+n} B_{z,m}\right)^2} \quad (4.95)$$

Um die Symmetriebedingung der Felder um jede einzelne Stütze erfüllen zu können, muss bei der Summation aber abgebrochen werden, wenn der Abstand des betrachteten Punktes größer wird als der Tankradius. Nach den vorigen Ausführungen lassen sich die einzelnen zeitunabhängigen Komponenten für in x- ($B^{(x)}$) und in y-Richtung ($B^{(y)}$) orientierte

4.3. Analytische Beschreibung von CH-Kavitäten für genäherte Felder

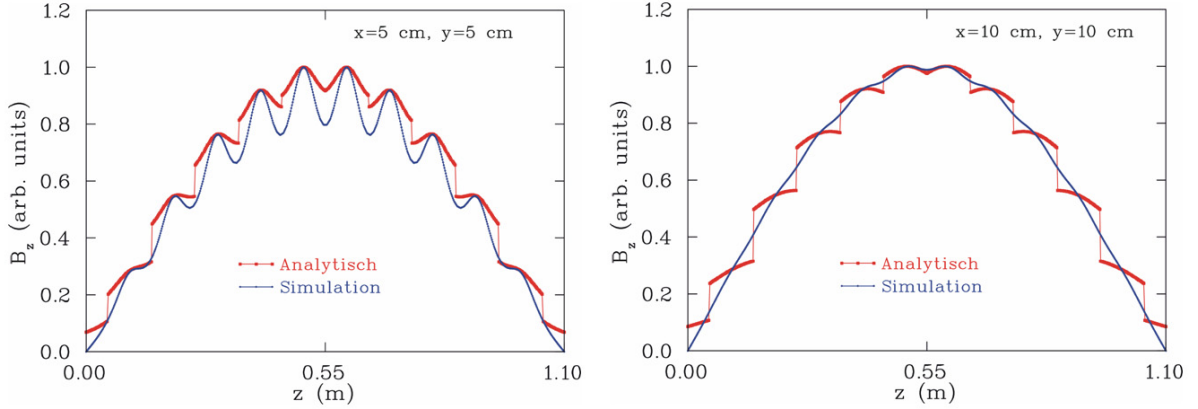


Fig. 4.11: Longitudinales Magnetfeld entlang einer CH-Struktur für zwei verschiedene Abstände von der Strahlachse ($x=0$, $y=0$), jeweils als Ergebnis einer numerischen Simulation und nach dem Modell gekoppelter Halbwellenresonatoren.

Stützen berechnen (s. Abb. 4.10). Dabei wird noch berücksichtigt, dass der maximale Strom auf den Stützen entsprechend der H_{211} -Mode longitudinal mit einem \sin -Term moduliert und z_0 der Abstand benachbarter Stützen, also die Zellenlänge ist:

$$B_{x,m}^{(x)} = 0 \quad (4.96)$$

$$B_{y,m}^{(x)} = \frac{\mu_0 I_0 (mz_0 + z)}{\pi(y^2 + (mz_0 + z)^2)} \cos\left(\frac{\pi x}{2R_T}\right) \sin\left(\frac{\pi m z_0}{L}\right) \quad (4.97)$$

$$B_{z,m}^{(x)} = \frac{\mu_0 I_0 y}{\pi(y^2 + (mz_0 + z)^2)} \cos\left(\frac{\pi x}{2R_T}\right) \sin\left(\frac{\pi m z_0}{L}\right) \quad (4.98)$$

$$B_{x,m}^{(y)} = \frac{\mu_0 I_0 (mz_0 + z)}{\pi(x^2 + (mz_0 + z)^2)} \cos\left(\frac{\pi y}{2R_T}\right) \sin\left(\frac{\pi m z_0}{L}\right) \quad (4.99)$$

$$B_{y,m}^{(y)} = 0 \quad (4.100)$$

$$B_{z,m}^{(y)} = \frac{\mu_0 I_0 x}{\pi(x^2 + (mz_0 + z)^2)} \cos\left(\frac{\pi y}{2R_T}\right) \sin\left(\frac{\pi m z_0}{L}\right) \quad (4.101)$$

Die Abbildung 4.11 zeigt das longitudinale Magnetfeld in einer 11-zelligen CH-Struktur für verschiedene Abstände von der Strahlachse. Es ist jeweils das Ergebnis von numerischen Simulationen und des Modells gekoppelter Halbwellenresonatoren dargestellt. Die Unstetigkeiten bei dem Modell der Halbwellenresonatoren kommt durch den Abbruch der Summation zustande. Mit diesem einfachen Modell kann zumindest die Ausbildung der H-Mode mit ihrem longitudinalen Magnetfeld verstanden werden.

Kapitel 5

Designkriterien von supraleitenden CH-Kavitäten

Die Designkriterien von supraleitenden CH-Kavitäten unterscheiden sich erheblich von denen normalleitender Versionen (Kap. 12). Während bei normalleitenden Strukturen besonders auf die Optimierung der Shuntimpedanz geachtet wird, spielt dieser Punkt bei der supraleitenden CH-Struktur nur eine untergeordnete Rolle. Eines der wichtigsten Designkriterien im Falle der supraleitenden CH-Struktur ist die Minimierung der elektrischen und magnetischen Peakfelder, um die Gefahr von Feldemission (Kap. 8.4) und thermalem Zusammenbruch (Kap. 8.3) der Supraleitung zu reduzieren und um letztendlich höhere Felder zu erreichen. Da es im Gegensatz zu normalleitenden Resonatoren bei supraleitenden Kavitäten nicht mehr ohne weiteres möglich ist, nach der Produktion in die Resonatorgeometrie einzugreifen, um z.B. die Feldverteilung zu optimieren, müssen die Designparameter in engen Grenzen eingehalten werden. Dies setzt eine sorgfältige Auslegung des Resonators mittels elektrodynamischer und strukturmechanischer Simulationswerkzeuge voraus. Im Falle des supraleitenden CH-Prototyps wurde eine intensive Designstudie durchgeführt, wobei die Simulationsergebnisse nach Möglichkeit an einem modularen Kupfermodell validiert wurden. Eine ausführliche Darstellung dieser Arbeiten wurde in [76] publiziert.

5.1 Endzellendesign

Die Feldverteilung innerhalb der CH-Struktur ist durch die verwendete Mode und durch die lokale Verteilung von Induktivität und Kapazität gegeben. Da es im Falle der H_{21} -Mode keine Nullmode gibt, besitzt die CH-Struktur bei konstanter kapazitiver Belastung entlang der Achse die typische sinoidale Verteilung der Felder. Um die strahldynamischen Anforderungen zu erfüllen und die Peakfelder zu minimieren, wird eine konstante Feldverteilung gewünscht. In normalleitenden IH-Strukturen wird die Feldverteilung verbessert, indem durch Einschnitte in den Enden der Rippen, welche die Stützen tragen, die Induktivität erhöht wird [60]. Es zeigte sich aber, dass dies im Falle der supraleitenden CH-Struktur

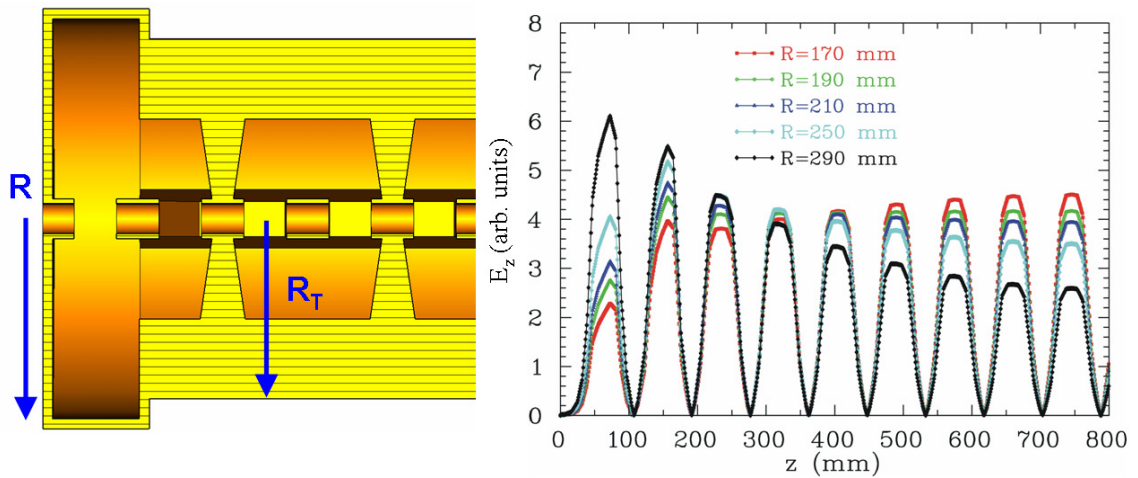


Fig. 5.1: Verteilung des elektrischen Feldes entlang der Strahlachse für unterschiedliche Radien der Endzelle. Der Tankradius R_T betrug dabei 170 mm.

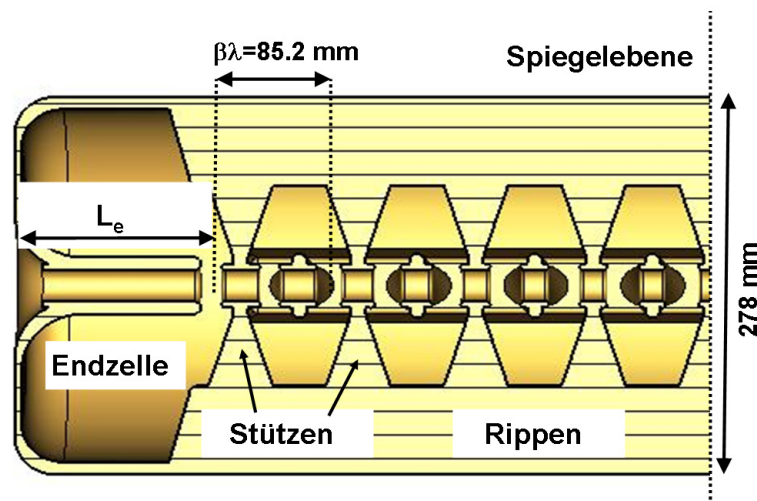


Fig. 5.2: Definition der Endzellenlänge L_e in der supraleitenden CH-Prototyp-Kavität.

zu unakzeptabel hohen magnetischen Peakfeldern führen würde [77].

Neben einer Variation des Verhältnisses von Spalt- zu Zellenlänge (g/L) (Kap. 9.2) wurde deshalb dem Design der Endzellen eine besondere Bedeutung geschenkt. Durch eine Absenkung der Frequenz der Endzelle kann diese zusammen mit den inneren Zellen in Resonanz geraten und damit zu einem stärkeren Schwingen angeregt werden, was sich schließlich in einer Anhebung der Felder im Randbereich äußert. Diese Frequenzerniedrigung kann durch eine Erhöhung der Endzelleninduktivität oder -kapazität erreicht wer-

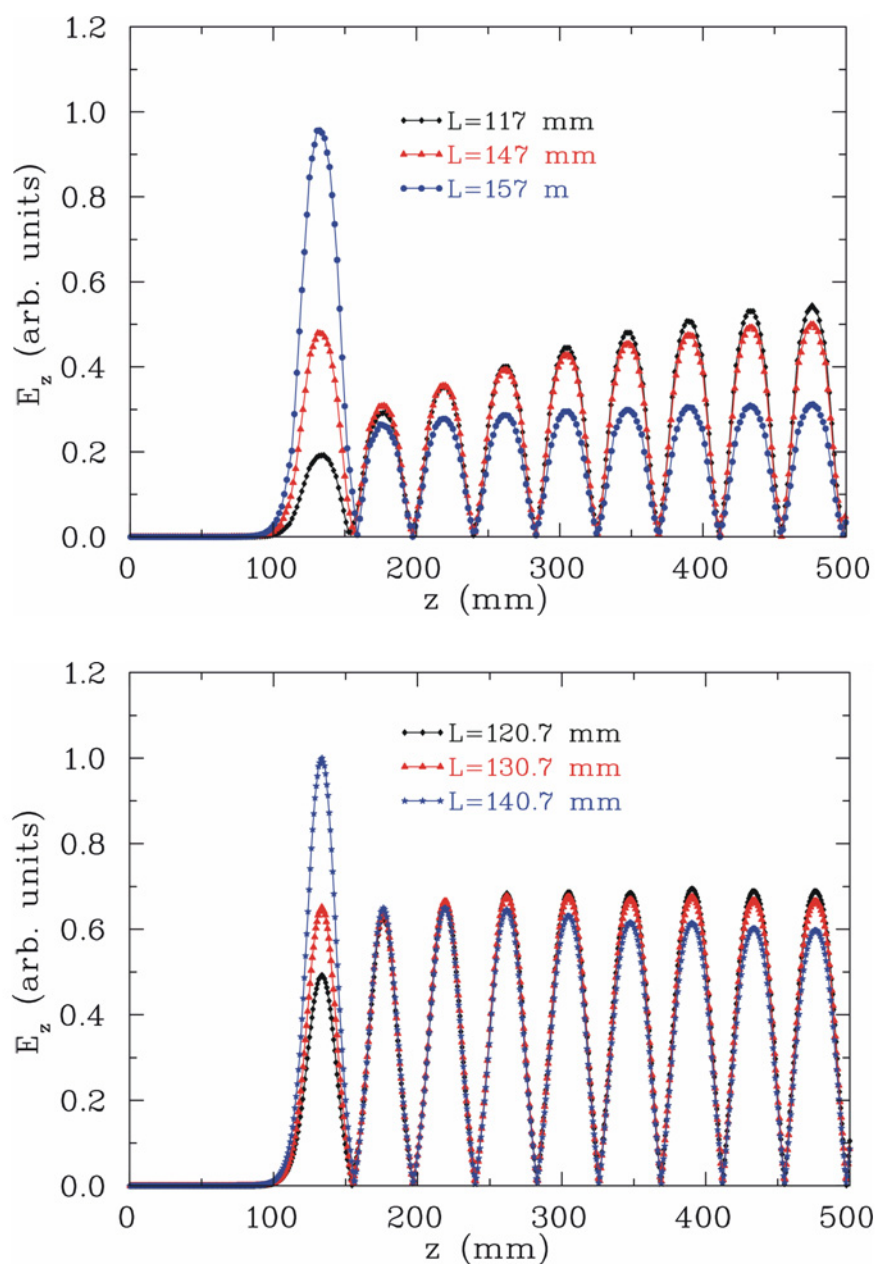


Fig. 5.3: Verteilung des elektrischen Feldes entlang der Strahlachse für unterschiedliche Endzellenlängen L_e . Oben wurde ein konstantes g/L -Verhältnis und unten das variable in der Prototyp-Kavität verwendete g/L -Verhältnis angenommen.

den.

Eine Möglichkeit, die Endzelleninduktivität zu erhöhen, besteht darin, den Endzellentankradius R im Vergleich zum Radius R_T im mittleren Tankbereich zu vergrößern. Die

Abbildung 5.1 zeigt die Verteilung des elektrischen Feldes entlang der Strahlachse für verschiedene Radien der Endzellen. Deutlich ist zu erkennen, dass bei einer Vergrößerung das Feld im Randspalt ansteigt. Gleichzeitig sinkt das Feld im Zentrum der Kavität bei wachsendem Radius. Diese Option wurde allerdings aufgrund technologischer Schwierigkeiten beim Herstellungsprozess verworfen.

Eine weitere Möglichkeit, die Endzelleninduktivität zu erhöhen, besteht darin, die Endzellenlänge L_e zu vergrößern (Abb. 5.2). Die Abbildung 5.3 zeigt die Verteilung des elektrischen Feldes entlang der Strahlachse für verschiedene Endzellenlängen. Dabei wurde im linken Teil von 5.3 ein konstantes g/L -Verhältnis von 0.5 und im rechten Teil das im realen Prototypen verwendete variable Verhältnis benutzt (Kap. 9.2). In beiden Fällen zeigt sich, dass eine Verlängerung der Endzelle zu einem Anstieg des Feldes in den Randspalten führt. Wenn das g/L -Verhältnis optimiert wurde, bleibt die Feldverteilung im zentralen Bereich der Kavität davon praktisch unberührt. Bei der Prototypkavität wurde eine verlängerte Endzelle mit $L_e = 130.7$ mm gewählt.

5.2 Einfluss von Rippen

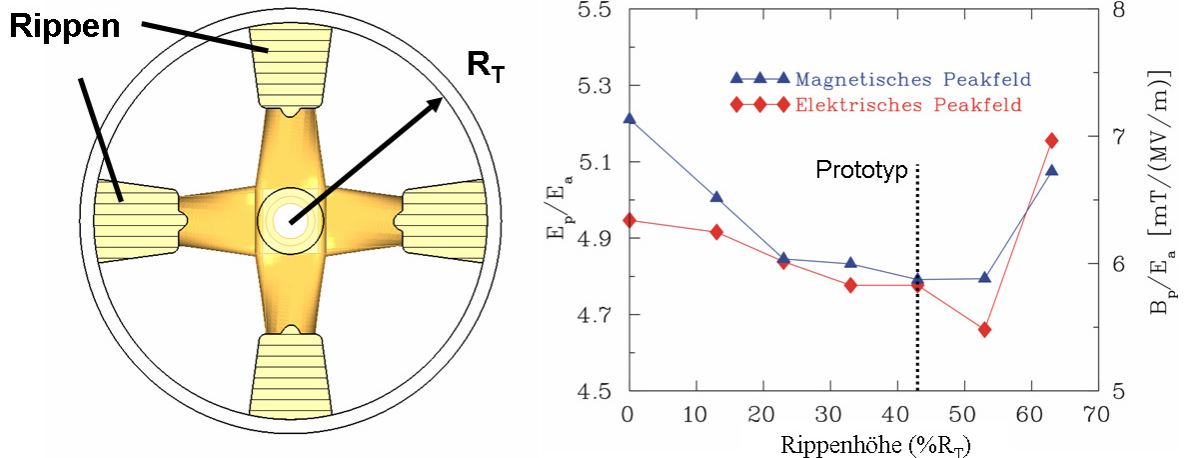


Fig. 5.4: Elektrische und magnetische Peakfeldverhältnisse E_p/E_a und B_p/E_a als Funktion der Rippenhöhe in Prozent des Tankradius.

Während den Untersuchungen zur Optimierung der supraleitenden CH-Kavität zeigte sich, dass die Rippen verschiedene wichtige Aufgaben erfüllen. Da die Stützen als eine Kette gekoppelter Halbwellenresonatoren angesehen werden können, sind die Stromdichte und das Oberflächenmagnetfeld am Stützenfuß am größten. Die Rippen können nun als eine gemeinsame, von allen Stützen benutzte Verbreiterung des Strompfades angesehen

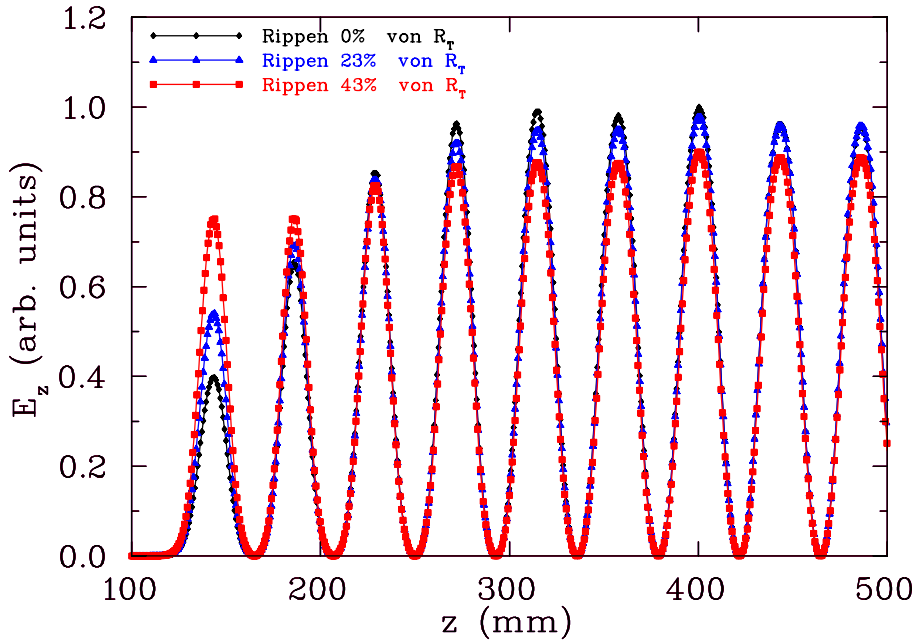


Fig. 5.5: Verteilung des elektrischen Feldes entlang der Stahlachse für verschiedene Rippenhöhen.

werden. Deshalb wird erwartet, dass es eine Abhängigkeit der maximalen Stromdichten und der magnetischen Peakfelder als Funktion von der Rippenhöhe geben wird. Die Abbildung 5.4 zeigt die elektrischen und magnetischen Peakfeldverhältnisse für verschiedene Rippenhöhen. Die magnetischen Peakfelder sinken mit wachsender Rippenhöhe. Die Reduktion beträgt etwa 20% durch die Einführung von Rippen mit einer Höhe, die 43% des Tankradius beträgt. Letztendlich sind die Rippen einer der Hauptgründe, warum die CH-Struktur sehr niedrige Magnetfelder im Vergleich zu anderen Nieder- und Mittelenergiestrukturen aufweist. In Abbildung 5.4 erkennt man außerdem, dass die elektrischen Peakfelder ebenfalls - wenn auch in kleinerem Maße - durch die Rippen verringert werden. Die Rippen bewirken eine "Stabilisierung" der H-Mode, was zu einer Homogenisierung der Magnetfelder führt. Weil die Spaltspannungen durch die Induktionsspannung entstehen, bewirken die Rippen eine Glättung des elektrischen Feldverlaufes (Abb. 5.5) und damit eine Reduktion der Peakfelder. Eine weitere Erhöhung der Rippenhöhe bewirkt einen Anstieg sowohl der elektrischen als auch der magnetischen Peakfelder.

Die Homogenisierung der magnetischen Felder lässt sich sehr gut an Abbildung 5.6 erkennen. Zunächst wurden die Magnetfelder für drei verschiedene Rippenhöhen berechnet. Dann wurde die z-Komponente des Magnetfeldes entlang der unten rechts angegebenen zur Strahlachse parallelen Pfade aufgetragen. Nahe der Stützen erkennt man deren starken Einfluss auf die Feldverteilung mit ausgeprägten Spitzen. Die Rippen reduzieren diese Feldspitzen erheblich. Je weiter man sich der Tankwand nähert und gleichzeitig die Rippen erhöht, desto homogener wird die Verteilung des Magnetfeldes.

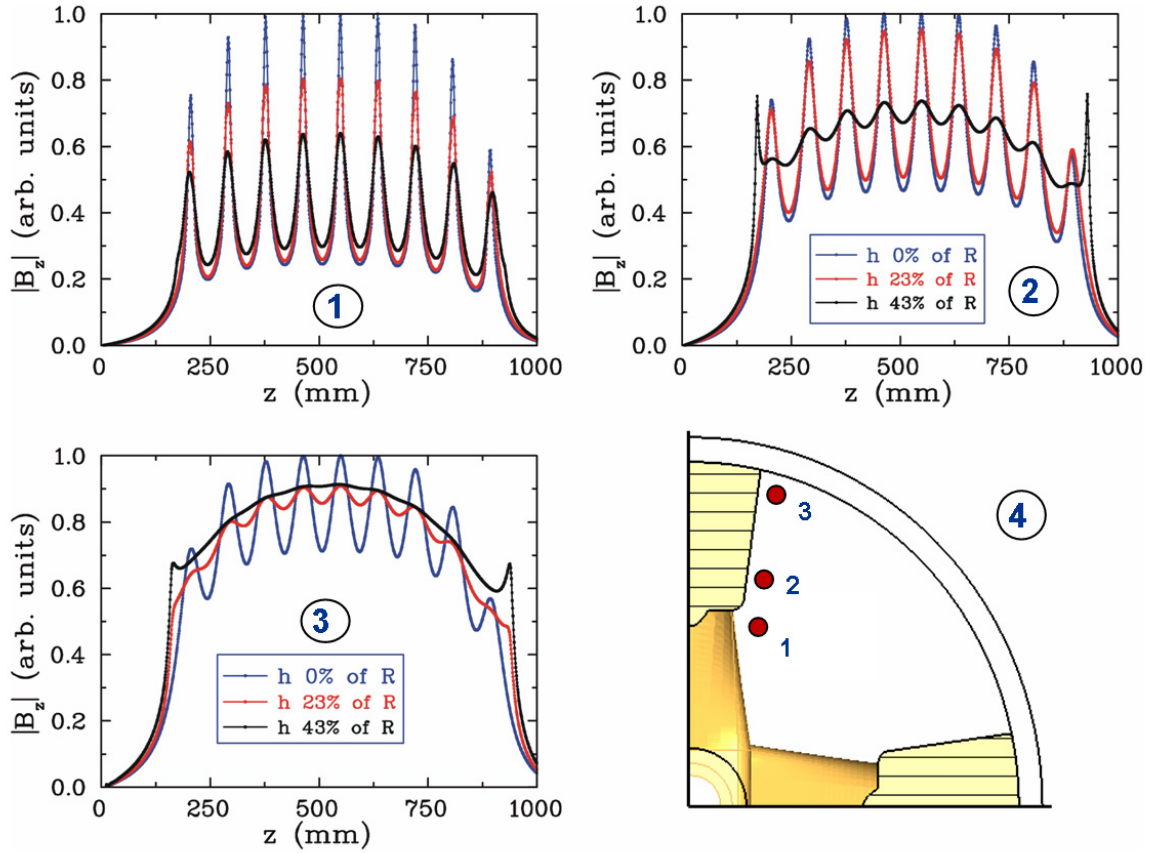


Fig. 5.6: Longitudinale Komponente des Magnetfeldes entlang der CH-Kavität für drei verschiedene zur Strahlachse parallelen Pfade. In jeder Teilabbildung sind drei verschiedene Rippenhöhen verwendet worden [78].

5.3 Minimierung von Peakfeldern

Neben dem positiven Einfluss der Rippen auf die elektrischen und magnetischen Peakfelder wurden weitere Methoden untersucht, um diese zu reduzieren. Es bieten sich hauptsächlich zwei Bereiche an, die Driftröhren- und die Stützegeometrie, um die Peakfelder zu verändern. Die höchsten elektrischen Peakfelder treten an den Driftröhrenden auf. Die Feldstärke hängt unter anderem von deren Krümmungsradien ab. Tendenziell nimmt die Feldstärke bzw. das Verhältnis E_p/E_a mit kleiner werdendem Radius zu. Die Abbildung 5.7 zeigt das Ergebnis zweier Simulationen mit verschiedenen Driftröhrwandstärken. Im rechten Teil wurde die Wandstärke um 6 mm, entsprechend einer Radiusveränderung um 3 mm vergrößert. Deutlich ist die Absenkung der elektrischen Feldstärke

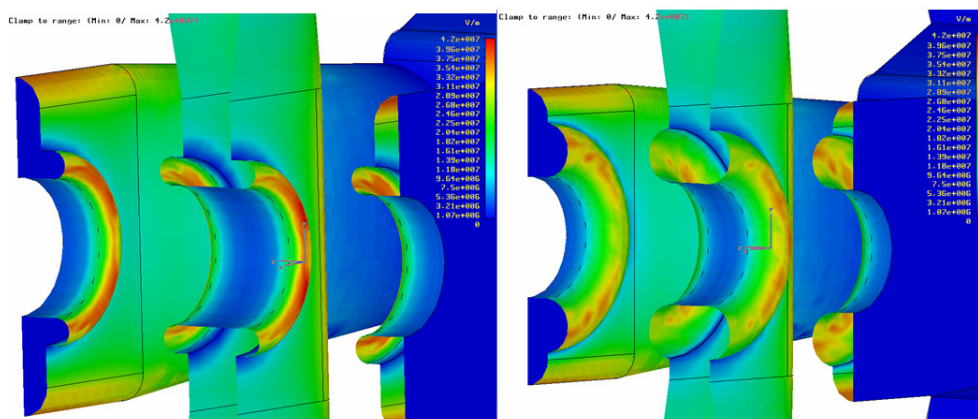


Fig. 5.7: Simulation der elektrischen Oberflächenfelder an den Driftröhren für zwei unterschiedliche Driftröhrendicken. Im rechten Teil der Abbildung wurde die Wandstärke um 6 mm vergrößert. Die elektrischen Oberflächenfelder, die am Driftröhrewulst maximal sind, sind um etwa 10% reduziert.

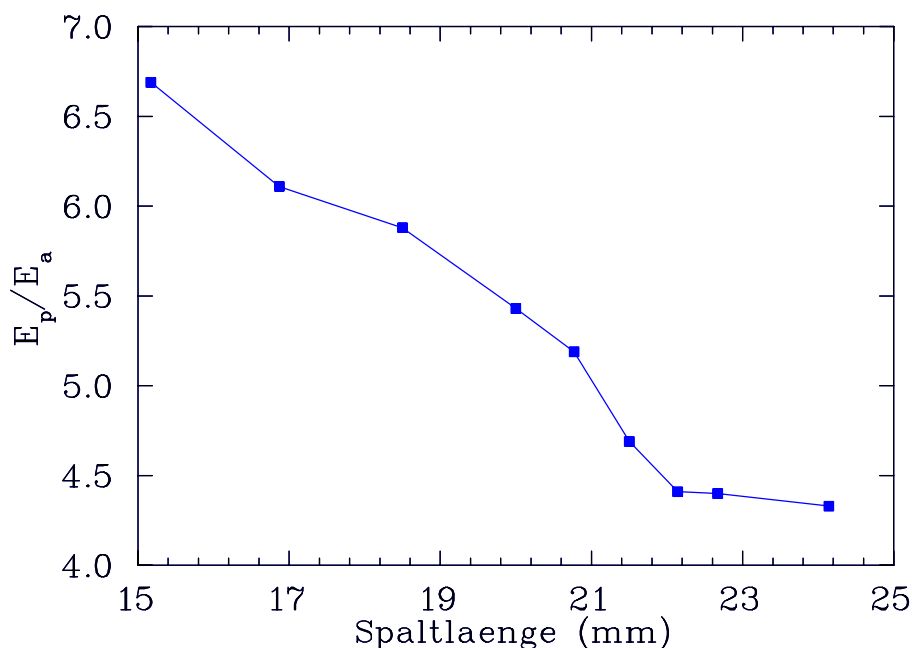


Fig. 5.8: Verhältnis zwischen elektrischem Peakfeld und Beschleunigungsgradient als Funktion der Spaltlänge. Es wurde jeweils ein einzelliger Resonator simuliert. Die Zellenlänge beträgt $0.5\beta\lambda = 42.6$ mm.

zu erkennen. Quantitativ sind Reduzierungen von etwa 10% gefunden worden [76]. Eine weitere Möglichkeit, die elektrischen Spitzenfelder durch Änderungen an der Driftröhrengometrie zu reduzieren, ist die Verlängerung der Spalte bzw. die Verkürzung

5.3. Minimierung von Peakfeldern

der Driftröhren. Bei gleicher Spaltspannung sinkt das elektrische Feld in guter Näherung proportional zur Spaltverlängerung. Dieser Zusammenhang wurde durch numerische Simulationen bestätigt und ist in Abbildung 5.8 dargestellt. Die Abbildung 5.9 zeigt den Betrag des elektrischen Feldes bei konstantem Gradienten entlang eines Pfades von der Strahlachse radial nach außen für verschiedene Driftrohrdicken und Spaltbreiten. Da die Feldstärke in der Nähe der Driftröhrenden um ein Vielfaches größer ist als auf der Achse, ergibt sich ein deutliches Maximum. Alle Kurven wurden auf das Maximum des elektrischen Feldes des kurzen Spaltes bei einer Driftrohrdicke ΔR von 4 mm normiert. Für eine konstante Spaltlänge nimmt das elektrische Peakfeld wiederum mit ΔR ab. Zusätzlich erkennt man die starke Abnahme der Peakfelder für größere Spaltlängen.

Die Peakfelder lassen sich also in gewissen Grenzen reduzieren. Allerdings bewirkt ei-

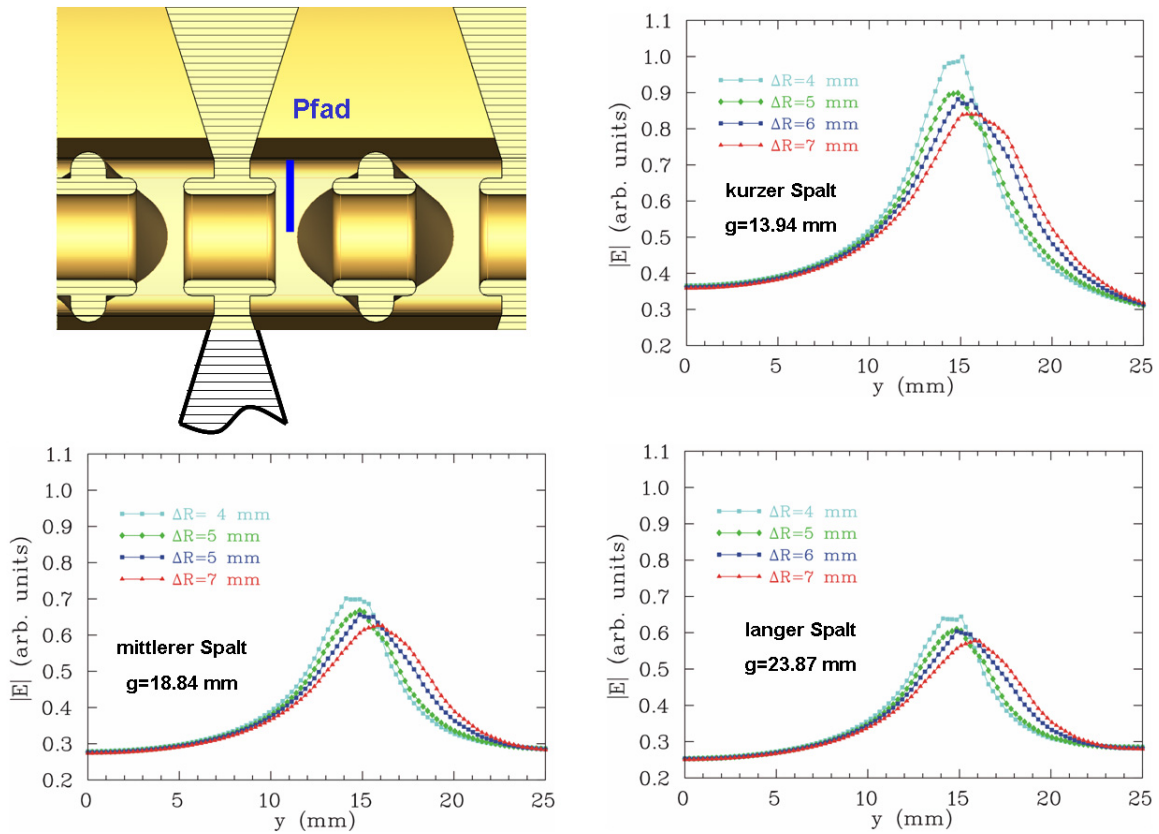


Fig. 5.9: Betrag des elektrischen Feldes entlang des angegebenen Pfades für verschiedene Driftrohrdicken und Spaltbreiten. Der Pfadabstand beträgt 1 mm vom jeweiligen Driftröhrende.

ne Vergrößerung der Driftrohrdicke eine Verringerung der geometrischen Shuntimpedanz R_a/Q_0 , was zu höheren Hochfrequenzverlusten führt. Die Reduzierung der Peakfelder mittels einer Spaltverlängerung muss sehr vorsichtig vorgenommen werden. Insbesondere bei

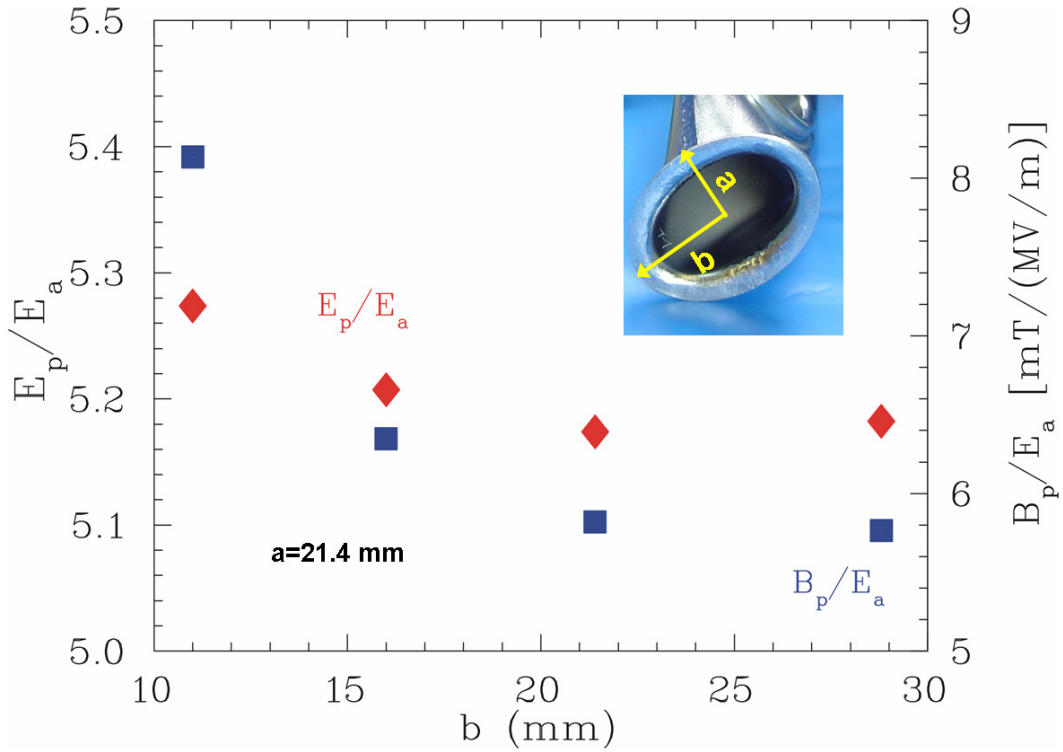


Fig. 5.10: Elektrische und magnetische Peakfelder als Funktion der Halbachse b des Stützenfußes bei konstantem Wert von a .

kleinen Teilchengeschwindigkeiten mit kurzen Zellenlängen $\beta\lambda/2$ sollten die Driftröhren nicht kürzer werden als der Aperturdurchmesser, da es sonst zu einem Durchgriff des elektrischen Feldes in das eigentlich feldfreie Driftröhr kommt. Dies kann sich negativ auf die Phasenraumverteilung des Strahls und damit auf dessen Qualität auswirken. Zusätzlich nimmt der Laufzeitfaktor T mit längerem Spalt bei konstanter Zellenlänge ab. Um die gleiche effektive Spaltspannung zu erreichen, muss dann die Amplitudenspaltspannung entsprechend erhöht werden.

Die Reduzierung der magnetischen Peakfelder muss vorwiegend durch Geometrieänderungen in den magnetischen Hochfeldregionen geschehen. Diese treten an den Enden der Stützen auf, wo diese in den Rippen eingeschweißt sind. Eine Minimierung der magnetischen Spitzenfelder bedeutet immer eine Minimierung der Oberflächenstromdichte. Bei einem gegebenen Ladestrom kann dies durch eine Maximierung der stromtragenden Oberfläche erreicht werden. Aufgrund des Halbwellencharakters der CH-Stützen mit dem \cos -Verlauf des Stroms, ist es sinnvoll, die Stützenquerschnittsfläche zu den Rippen hin zu vergrößern [79]. Die Abbildung 5.10 zeigt die magnetischen Peakfelder bei Stützen mit elliptischer Grundfläche. Die Halbachse a wurde dabei konstant gehalten. Solange die Halbachse $b < a$, sinkt das magnetische Peakfeld mit wachsenden b . Für größere Halb-

5.4. Produktion und Präparation der supraleitenden Prototyp-Kavität

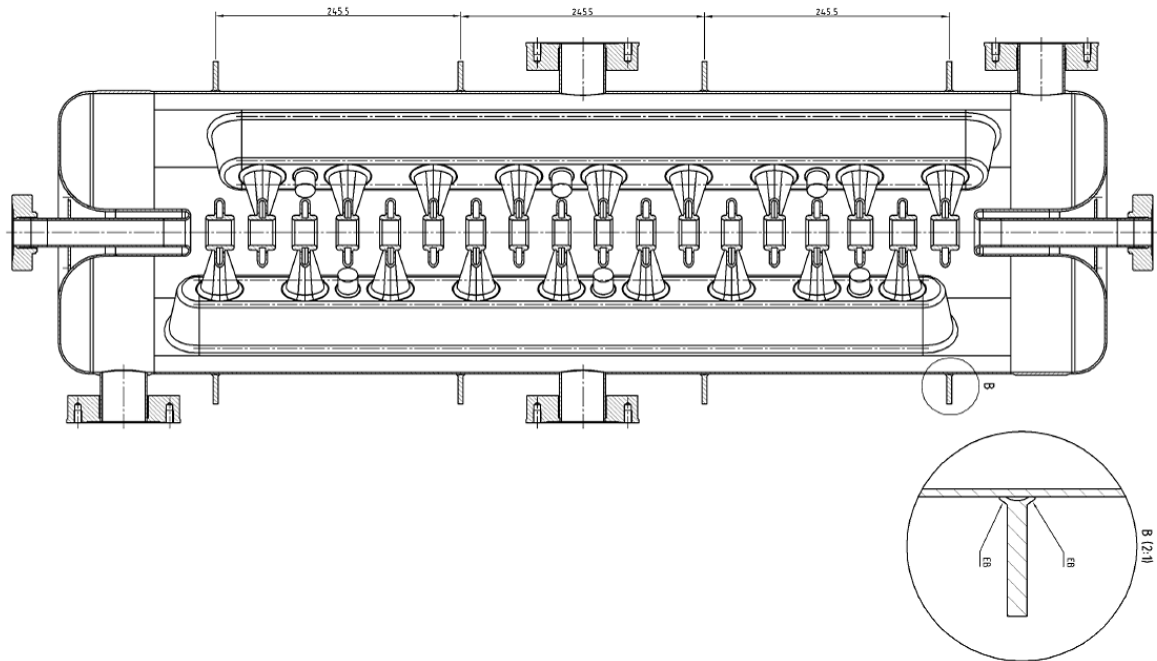


Fig. 5.11: Zeichnung der optimierten und realisierten supraleitenden CH-Kavität mit den Parametern in Tabelle 5.1

achsen b gehen die Peakfelder in eine Sättigung. Zusätzlich sinkt auch das elektrische Peakfeld geringfügig aufgrund einer verbesserten elektrischen Feldverteilung. Allerdings müssen beim Stützendesign eine Reihe von Randbedingungen wie mechanische Stabilität oder ausreichender Raum zwischen den Stützen zur Unterbringung von Leistungskopplern (s. Kap. 6) und Tunern (s. Kap. 9) erfüllt werden. Die Tabelle 5.1 fasst die wichtigsten Parameter der supraleitenden CH-Prototypkavität zusammen. Die Abbildung 5.11 zeigt die optimierte supraleitende CH-Kavität als Zeichnung mit Schnitt durch die y - z -Ebene.

5.4 Produktion und Präparation der supraleitenden Prototyp-Kavität

Bei der Herstellung von Niobkavitäten gibt es grundsätzlich drei verschiedene Methoden:

- Beschichtung von Kupferkavitäten mit dünnen Niobfilmen
- Herstellung aus massiven Nioblöcken
- Herstellung aus massiven Nioblechen

Kapitel 5. Designkriterien von supraleitenden CH-Kavitäten

Kavitätentyp	Crossbar-H-Mode (CH)	G (Ω)	56
β	0.1	Q_0 (BCS)	$1.3 \cdot 10^9$
Frequenz (MHz)	360	R_a/Q_0 (Ω)	3180
Beschleunigungszellen	19	R_a/Q_0 pro Zelle (Ω)	167
Material	Massives Niobblech	GR_a/Q_0 ($k\Omega^2$)	178
RRR	250	E_p/E_a	5.2
Länge (mm)	1048	B_p/E_a [mT/(MV/m)]	5.7
Durchmesser (mm)	272	W/E_a [mJ/(MV/m) ²]	92

Tab. 5.1: Parameter des supraleitenden CH-Prototyps. Die Werte von E_p/E_a , B_p/E_a und W/E_a sind auf die $\beta\lambda$ -Definition des Gradienten bezogen.

Die Beschichtung von Kupferkavitäten mit dünnen Niobfilmen (Sputtern) wird insbesondere dann eingesetzt, wenn eine kostengünstige Produktion wichtiger ist als das Erreichen höchster Güten und Felder. Neben einer einfachen Produktion der Kupferkavitäten ist ein Vorteil deren gute Wärmeleitfähigkeit zum Abführen der Hochfrequenzverluste. Allerdings zeigen alle beschichteten Kavitäten ein Abfall der Güte bei bereits kleinen Feldpegeln. Die supraleitenden elliptischen Kavitäten von LEP-II waren z.B. Niob beschichtete Kupferkavitäten [80].

Die Produktion von Kavitäten aus massiven Niobblöcken verursacht beträchtliche Kosten, insbesondere wenn Niob höchster Qualität verwendet wird. Die Methode wurde zur Herstellung der S-Band-Kavitäten des 12 GeV Synchrotrons in Cornell eingesetzt [81].

Die heutige Standardmethode zur Herstellung supraleitender Kavitäten besteht in der Verwendung einiger Millimeter dicker massiver Niobbleche hoher Qualität. Dabei ist eine der wichtigsten Qualitätsmerkmale von Niob, das zu Kavitäten verarbeitet werden soll, seine chemische Reinheit. Der spezifische Widerstand ρ eines Metalls sinkt mit abnehmender Temperatur aufgrund der abnehmenden Streuung an Phononen. Außerdem gibt es eine von der Temperatur unabhängige Komponente des Widerstandes aufgrund der Streuung an Gitterfehlern und Verunreinigungen durch Fremdatome. Bei Zimmertemperatur überwiegt der phononische Anteil am Widerstand. Daher ist der Widerstand bei kryogenen Temperaturen ein guter Hinweis auf die die Reinheit eines Metalls. Zu quantitativen Beschreibung definiert man den so genannten RRR-Wert [36]. Dieser ist definiert als das Verhältnis zwischen dem Widerstand R (**R**esistivity) bei 300 K und dem Restwiderstand R_0 (**R**esidual **R**esistivity) bei niedriger Temperatur im normalleitenden Zustand. Bei Niob wird zur Beschreibung der Reinheit der Restwiderstand bei 4 K gemessen:

$$RRR = \frac{R(300\text{ K})}{R_0(4\text{ K})} \quad (5.1)$$

5.4. Produktion und Präparation der supraleitenden Prototyp-Kavität

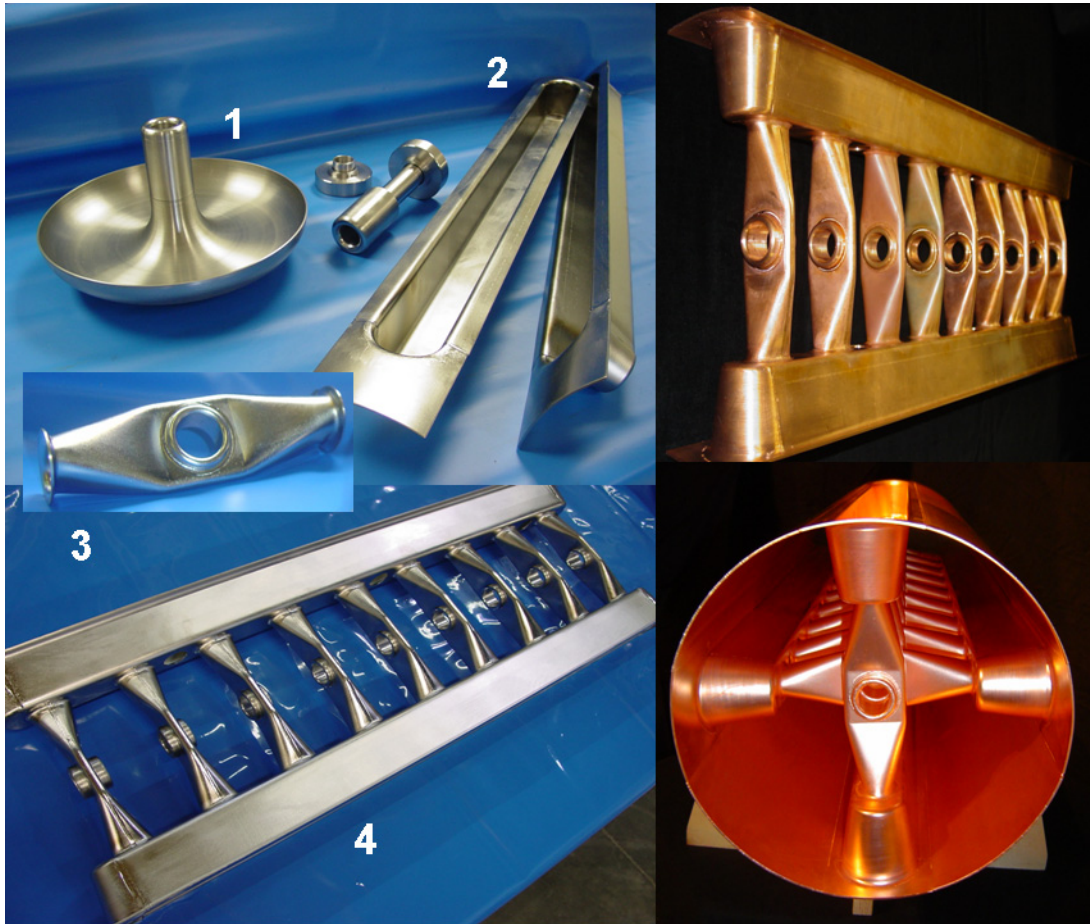


Fig. 5.12: Links: Verschiedene Bauteile der supraleitenden CH-Kavität während der Produktion (1=Endzelle, 2=Rippen, 3=Stütze mit Driftröhr, 4=Driftröhrenstruktur, (ACCEL GmbH). Rechts: Um die Produktionsabläufe zu entwickeln und zu optimieren, wurde eine 1:1 Kupferkavität zeitlich vor der Niobkavität gebaut.

Je höher der RRR-Wert ist, desto höher ist die Reinheit des Materials. Bei sehr kleinen Temperaturen werden die ungepaarten Leitungselektronen praktisch ausschließlich an den Fehlstellen und nicht mehr an den Phononen gestreut, da diese mit T^3 für $T \rightarrow 0$ abnehmen. Die Wärmeleitung wird dann vorwiegend von der elektronischen Komponente übernommen. Ein hoher RRR-Wert bedeutet eine höhere Wärmeleitfähigkeit und eine reduzierte Gefahr von thermischen Zusammenbrüchen der Supraleitung. Dies ist insbesondere deshalb wichtig, weil durch die Bildung von Cooperpaaren die Zahl der zum Wärmetransport zu Verfügung stehenden Elektronen weiter abnimmt. Zusätzlich bedeutet ein hoher RRR-Wert einen geringeren Beitrag zum Restwiderstand und damit niedrigere Hochfrequenzverluste. Heute werden Kavitäten mit RRR-Werten typischerweise zwischen 200 und 300 produziert. Die supraleitende CH-Prototypkavität wurde aus RRR=250 Nioblechen hergestellt. Der höchste mögliche RRR-Wert liegt bei 35000 und wird bestimmt durch die

Kapitel 5. Designkriterien von supraleitenden CH-Kavitäten

Streuung an Phononen bei 4 K [36]. Neben der Messung des RRR-Wertes ist eine Inspektion der Bleche hinsichtlich von mechanischen Fehlern (z.B. Risse) und normalleitenden Einschlüssen (Quenchgefahr) wichtig.

Die Prototypkavität wurde je nach Bauteil aus 2-3 mm starken Nioblechen hergestellt.



Fig. 5.13: Blick in die supraleitende CH-Prototyp-Kavität vor der Anschweißung der Endzellen.

Dünnere Bleche haben den Vorteil der besseren Wärmeabfuhr, des kleineren Wärmeeintrages beim Schweißen und sparen Materialkosten. Andererseits nimmt die Stabilität gegen äußeren Druck ab und die Lorentzkraft-Verstimmungskonstante steigt. Alle Bauteile wie Rippen, Stützen oder Tanksegmente wurden mittels Tiefziehen hergestellt. Dabei wird eine entsprechende Form hergestellt und mittels hydraulischer Pressen den Blechen diese Form dauerhaft aufgeprägt. Diese Formteile müssen dann durch Elektronenstrahlschweißen miteinander verbunden werden. Dabei wird ein Elektronenstrahl bei typischen Drücken von 10^{-5} hPa eingesetzt. Zum einen wird dadurch der Wärmeeintrag in das Material und damit der Schweißschumpf minimiert. Aufgrund des kleinen Arbeitsdruckes werden eine starke Oxidation und der Eintrag von Fremdatomen in die Schweißnaht unterdrückt.

Die CH-Kavität ist die komplexeste je realisierte supraleitende Beschleunigerkavität. Es musste ein Konzept zur schrittweisen Produktion entwickelt werden. Bei einigen Produktionsschritten erschien es als notwendig, "Übungsteile" zu produzieren. Schließlich wurde

5.4. Produktion und Präparation der supraleitenden Prototyp-Kavität

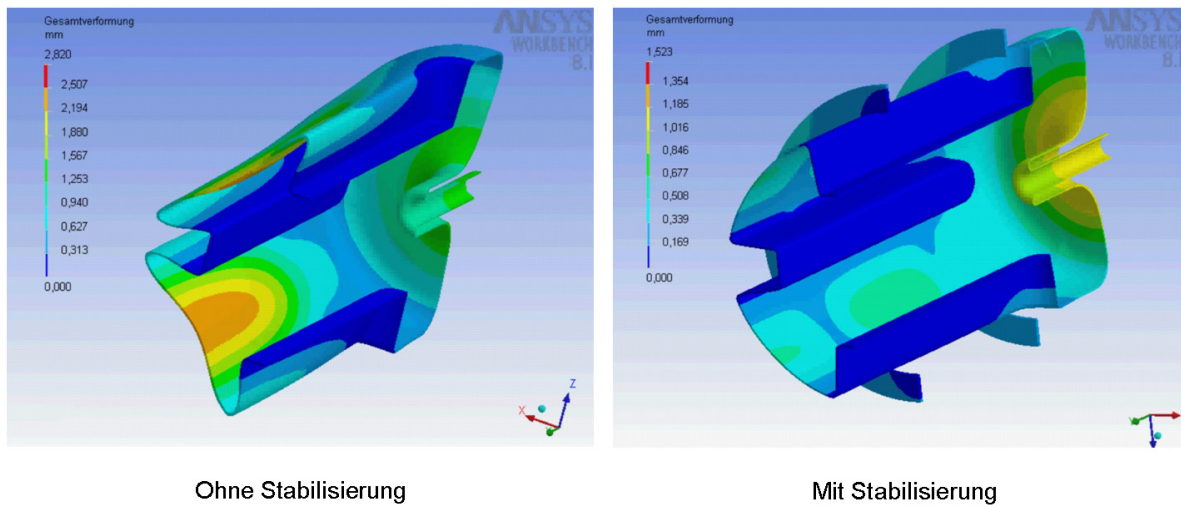


Fig. 5.14: Links: Strukturmechanische Simulation, die den Kollaps der CH-Kavität aufgrund der äußeren Druckdifferenzen ohne ausreichende Stabilisierung zeigt. Rechts: Durch Anbringen von Stabilisierungsringen kann die Verformung innerhalb tolerierbarer Grenzen gehalten werden.

entschieden, die gesamte Kavität zeitlich vor dem supraleitenden Prototypen komplett aus Kupferblechen zu fertigen. Die Abbildung 5.12 zeigt einzelne in Niob gefertigte Bauteile sowie die aus Kupferblechen gefertigte Kavität und Abbildung 5.13 zeigt die CH-Kavität vor der Anschweißung der Endzellen.

Während der Produktionsphase zeigten strukturmechanische Simulationen mit ANSYS [75], dass die Supraleitende CH-Kavität nicht dem äußeren Druck standhalten wird. Die Abbildung 5.14 zeigt im linken Teil, dass es während des Abpumpens zu Einsenkungen der Tanksegmente kommt. Weiterhin zeigte es sich, dass durch das Anschweißen von vier Stabilisierungsringen die Verformung auf ein tolerierbares Maß reduziert werden konnte (rechts). Nach der Produktion wurde während des Abpumpens die mechanische Deformation überwacht (s. Abb. 5.15).

Nach der Produktion wurde die Prototypkavität einer Präparation der inneren Oberflächen unterzogen. Um eine optimale Performance bzw. maximale Felder zu erreichen, muss die Oberfläche nahezu ideal sein. Die Präparation erfolgt in zwei Schritten. Zunächst wird eine chemische Ätzung vorgenommen. Dabei werden ca. 100 μm Oberflächenmaterial abgetragen. Dies entfernt die mechanisch, z.B. durch Kratzer geschädigte Schicht. Da Niob eine natürliche Oxidschicht bildet, muss diese mittels Flusssäure (HF) gelöst werden. Salpetersäure (HNO_3) löst das Niob und Phosphorsäure (H_3PO_4) dient als Puffer, um die Reaktionsgeschwindigkeit zu limitieren ($\approx 1\mu\text{m}/\text{min}$). Meist wird eine Säurekombination im Verhältnis (1:1:2) verwendet [36]. Dieses chemische Reinigungsverfahren wird Buffered Chemical Polishing (BCP) genannt. Durch Wahl dieser Säurekombination und bei gleichzeitiger kontrollierter Temperatur, kann eine Anlagerung von Wasserstoff in das

Kapitel 5. Designkriterien von supraleitenden CH-Kavitäten

Niob weitestgehend vermieden werden [82]. Eingelagerter Wasserstoff mit anschließender Hydridbildung ist eine Ursache eines hohen Restwiderstandes (s. Kap. 8).

Nach der chemischen Behandlung muss die Kavität mit ultrareinem Wasser unter hohem Druck gespült werden (High Pressure Rinsing, HPR). Neben den Säureresten müssen vor allem kleinste Partikel durch metallischen Abrieb oder Staub aus der Raumluft entfernt werden. In Kapitel 8 wird erläutert, dass solche Verunreinigungen zu Feldemission führen können.

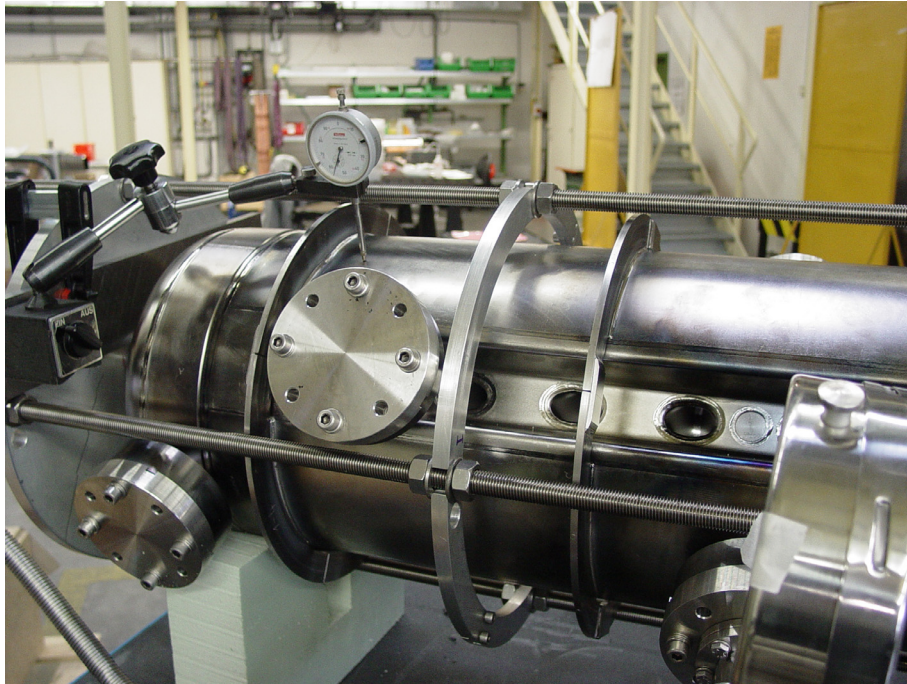


Fig. 5.15: *Verformungsmessung während des Abpumpens. Es sind zwei der vier angebrachten Stabilisierungsringe zu erkennen (ACCEL GmbH).*

Kapitel 6

Einkopplung von HF-Leistung

Der Koppler hat die Hauptaufgabe, die Hochfrequenzleistung, die vom Generator geliefert wird, in den Resonator zu bringen. Dabei soll die Koppelstärke in den meisten Fällen genau so groß sein, dass unerwünschte Reflexion von HF-Leistung im Betrieb vermieden wird.

Um supraleitende Resonatoren regeln zu können, benötigt man eine gewisse Breite der Resonanzkurve. Bei Beschleunigern mit kleinem Strahlstrom und entsprechend kleiner Strahllast, kann man sich eine größere Breite durch zusätzliche Hochfrequenzleistung erkaufen. Durch stärkere ($\beta > 1$) Einkopplung reduziert man die externe Güte. Dies hat zwar keinen Einfluss auf die kryogenen Verluste, aber die reflektierte Leistung nimmt zu. Man braucht also mehr Generatorleistung, um die gleiche Leistung in den Resonator zu bekommen als bei kritischer Kopplung mit $\beta = 1$.

In Beschleunigern mit hoher Strahllast tritt der Strahl als zusätzliche Last auf, die mehrere Größenordnungen größer sein kann als die eigentlichen Hochfrequenzverluste, d.h. die belastete Güte sinkt und entsprechend nimmt die Resonanzbreite zu. Möchte man Reflexion von Leistung vermeiden, muss die externe Güte durch den Koppler so eingestellt werden, dass sie der kombinierten Güte, die sich aus den Hochfrequenzverlusten und der Strahllast ergibt, entspricht. Das heißt, bei hoher Strahllast muss stark eingekoppelt werden. Im Folgenden sollen verschiedene Methoden der Einkopplung, die sich für CH-Strukturen eignen, erläutert werden. Dabei werden auch Methoden vorgestellt, die externe Güte mittels numerischer Verfahren zumindest näherungsweise zu berechnen. Dies ist insbesondere für supraleitende CH-Strukturen von größter Wichtigkeit, um die Dimension und die optimale Position des Kopplers zu ermitteln. Diese Daten bestimmen in starkem Maße die Auslegung eines supraleitenden Resonators.

6.1 Kapazitive Kopplung

Bei der kapazitiven Kopplung koppelt man an das elektrische Feld im Resonator an. Meist verwendet man dazu einen Koaxial-Koppler, der am Ende mit seinem zylinderförmigen Innenleiter in das elektrische Feld hineinragt (s. Abb. 6.1). Die kapazitive Kopplung wird bei

den meisten supraleitenden Resonatoren verwendet. Während bei elliptischen Kavitäten von der Seite über das Strahlrohr angekoppelt wird, ragt der Koppler in Niederenergie-Strukturen direkt in die Kavität. Durch Veränderung der Lage der Größe des Kopplers kann die Kopplungsstärke um mehrere Größenordnungen variiert werden, um die gewünschte externe Güte zu erhalten. Es wird nun ein Koaxial-Koppler betrachtet, der

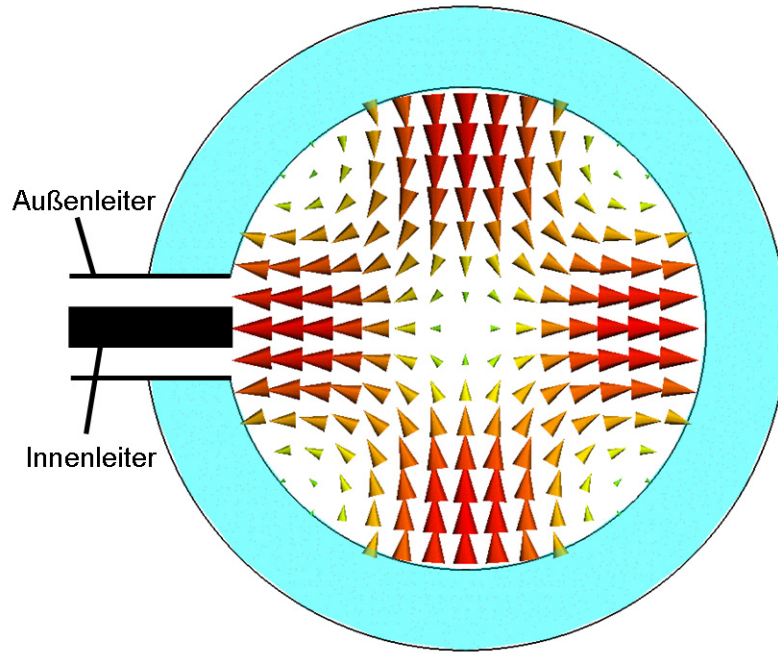


Fig. 6.1: Schema der kapazitiven Kopplung. Der innere Leiter eines Koaxialleiters ragt dabei etwa in die Region des elektrischen Feldes des Resonators. Im eigentlichen Koaxialleiter bzw. im Hochfrequenzkabel bildet sich eine TEM-Welle aus.

in eine Kavität hineinragt und die Kopplungsstärke bzw. die externe Güte abgeschätzt. Zunächst soll der Koaxialleiter eine Impedanz Z_L von 50Ω aufweisen. Dabei gilt

$$Z_L = \sqrt{\frac{L}{C}} = \sqrt{\frac{\mu_0 (\ln(b/a))^2}{4\pi^2 \epsilon_0}} = \frac{\ln(b/a)}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}. \quad (6.1)$$

Dabei ist b der Radius des Außenleiters und a der des Innenleiters. Für das geforderte Verhältnis der Radien ergibt sich:

$$50 \Omega = 60 \ln(b/a) \quad (6.2)$$

$$b/a \approx 2.3 \quad (6.3)$$

6.1. Kapazitive Kopplung

Es muss nun die gespeicherte Energie W und das radiale elektrische Feld am Ort des Kopplers berechnet werden. Dies kann für reale Kavitäten nur mit Hilfe numerischer Verfahren durchgeführt werden. Analytische Lösungen können nur für einige Spezialfälle von analytisch lösbaren Resonatoren angegeben werden. Die erste Maxwellgleichung lautet:

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (6.4)$$

Unter Verwendung des Gaußschen Satzes erhalten wir

$$q = \epsilon_0 \int_V \nabla \cdot \mathbf{E} dV = \epsilon_0 \int_A \mathbf{E} d\mathbf{A}. \quad (6.5)$$

q ist die Ladung, die sich in Form einer Flächenladungsdichte aufgrund des elektrischen Feldes E an der Stirnfläche des Kopplers bildet. Wir nehmen vereinfacht an, dass sich die induzierte Ladung ausschließlich auf der Stirnfläche des Innenleiters mit der Fläche A_{IC} befindet. Dann ergibt sich:

$$q = \epsilon_0 E A_{IC} \quad (6.6)$$

Wegen des sinusidalen Verlaufes der Felder, ist auch die Ladung eine harmonische Funktion der Zeit:

$$q(t) = q e^{i\omega t} \quad (6.7)$$

Für den Strom erhalten wir dann:

$$I(t) = \frac{dq}{dt} = i\omega q e^{i\omega t} \quad (6.8)$$

Um die externe Güte zu berechnen, betrachten wir nun eine Kavität, die mit Feldenergie W gefüllt ist. Nach dem Ausschalten des Generators strömt ein Teil der Energie durch den Koppler heraus, der andere Teil wird in den Wänden der Kavität dissipiert. Die Leistung P_e , die aus dem Koppler strömt, beträgt:

$$P_e = \frac{1}{2} Z I^2 \quad (6.9)$$

Setzt man 6.6 und 6.8 ein, ergibt sich

$$P = 25 (\epsilon_0 \omega E A_{IC})^2 = 100 \pi^4 \epsilon_0^2 f^2 E^2 a^4. \quad (6.10)$$

Mit der Definition der externen Güte $\omega W/P_e$ erhalten wir

$$Q_e = \frac{W}{50 \pi^3 \epsilon_0^2 f E^2 a^4} \quad (6.11)$$

In den meisten Fällen muss die gespeicherte Energie W und das elektrische Feld E numerisch bestimmt werden. Im Falle des einfachen Zylinderresonators lässt sich Q_e aber

auch analytisch bestimmen. Im Falle der TM_{010} -Mode und bei Einkopplung auf der Zylinderachse an der Stelle $z = 0$ und mit der Voraussetzung, dass der Kopplerradius a viel kleiner als der Resonatorradius R ist, gilt für Q_e :

$$Q_e = \frac{LR^3 J_1^2(2.405)}{50\pi\epsilon_0 \cdot 2.405ca^4}. \quad (6.12)$$

Aus der Bedingung für kritische Kopplung ohne Strahllast $Q_0 = Q_e$, lässt sich der erforderliche Kopplerradius direkt berechnen:

$$a = \left(\frac{R^2 J_1^2(2.405)(L + R)}{50\pi} \sqrt{\frac{2R}{2.405^3 c\sigma\epsilon_0}} \right)^{1/4} \quad (6.13)$$

6.2 Induktive Kopplung

Bei der induktiven Kopplung koppelt man an das magnetische Feld im Resonator. Dabei wird eine Einkoppelschleife in den Resonator gebracht (s. Abb. 6.2). Das magnetische Wechselfeld durchdringt die Schleife und der zeitabhängige Fluss induziert eine Spannung. Damit wir reflexionsfrei in den Resonator einkoppeln können, muss die Impedanz Z_L des Kopplers 50Ω entsprechen. Das Magnetfeld des Resonators durchdringt die Schleifenfläche A_s und induziert dadurch eine Spannung U_s . Diese muss so groß sein, dass die für den Betrieb des Resonators benötigte Leistung durch den Koppler gelangt. Dabei ist natürlich die Leistung P_s , die durch den Koppler strömt, gleich der Leistung P_c , die im Resonator dissipiert wird.

Nun gilt

$$P_s = \frac{U_{s,eff}^2}{Z_L} = \frac{U_{s,eff}^2}{50 \Omega} = \frac{U_{s,0}^2}{100 \Omega} \quad (6.14)$$

und

$$U_{s,0} = \sqrt{P_s 100 \Omega}. \quad (6.15)$$

Dabei ist $U_{s,0}$ die Amplitude der in der Schleife induzierten Spannung. Andererseits gilt nach dem Induktionsgesetz

$$U_s = -\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{d}{dt} \int \mathbf{B} d\mathbf{A}_s = -A_s \frac{d}{dt} (B_0 e^{i\omega t}) \cos \alpha = -A_s i\omega B_0 e^{i\omega t} \cos \alpha. \quad (6.16)$$

Dabei beschreibt der Faktor $\cos \alpha$ die Drehung der Schleife gegenüber dem Magnetfeld am Ort der Schleife. Für den Betrag der in der Schleife induzierten Spannung gilt:

$$|U_s| = A_s \omega B_0 \cos \alpha \quad (6.17)$$

B_0 ist die Amplitude des magnetischen Feldes am Ort der Schleife, welches der Einfachheit halber über die Schleifenfläche als homogen angenommen wird. Auflösen nach A_s ergibt

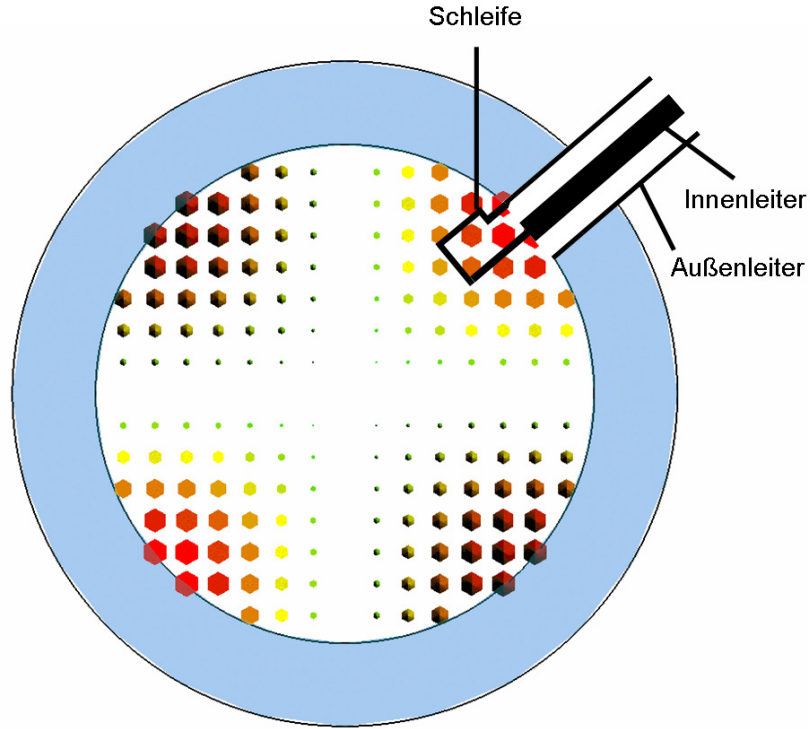


Fig. 6.2: Schema der induktiven Kopplung. Am Ende des inneren Leiters eines Koaxialleiters befindet sich eine Schleife, die in die Region des magnetischen Feldes des Resonators reicht.

die geforderte Schleifenfläche für einen reflexionsfreien Abschluss:

$$|A_s| = \frac{U_s}{\omega |B_0|} \quad (6.18)$$

Mittels 6.14 und 6.17 erhalten wir die externe Güte Q_e :

$$Q_e = \frac{100\omega W}{U_{s,0}^2} = \frac{100W}{\omega(A_s B_0 \cdot \cos \alpha)^2} \quad (6.19)$$

Auch hier sind nur in Spezialfällen analytische Lösungen vorhanden. Im Falle der TM_{010} -Mode des Zylinderresonators ergibt bei Einkopplung am Zylinderrand bei nicht zu großer Schleifenfläche für die externe Güte:

$$Q_e = \frac{50\pi c \epsilon_0 L R^3}{2.405(A_s \cos \alpha)^2} \quad (6.20)$$

Für die Schleifenfläche bei kritischer Ankopplung ohne Strahllast erhalten wir

$$A_s = \sqrt{\frac{50\pi(L+R)R^3\epsilon_0 c}{2.405(\cos \alpha)^2}} \sqrt{\frac{2\epsilon_0 c R}{2.405\sigma}} \quad (6.21)$$

Im folgenden soll die notwendige Schleifenfläche bei einer CH-Struktur abgeschätzt werden. Das Magnetfeld durchdringt die vier Kammern der Struktur longitudinal mit dem radialen Verlauf von Gleichung 4.44. Durch den wechselnden magnetischen Fluss werden letztendlich die Driftröhren des Resonators aufgeladen. U_0 sei die Spannung zwischen zwei Driftröhren. Es wird zunächst nur eine Zelle mit der Länge $L = \beta\lambda/2$ betrachtet. Es gilt

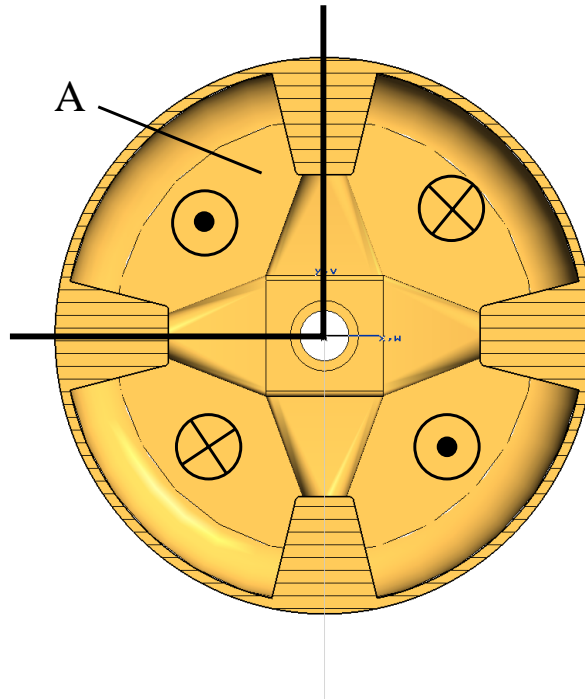


Fig. 6.3: Schnitt durch eine CH-Struktur mit angedeutetem magnetischen Fluss durch die vier Quadranten. Für die induzierte Spannung wird die effektive Fläche A_{eff} eines Quadranten verwendet.

$$|U_0| = \frac{d\Phi}{dt} \approx \frac{5}{12} \omega B_0 R_T^2 \left(\frac{\pi}{2} - 2\Delta\varphi \right). \quad (6.22)$$

Damit ergibt sich für das Magnetfeld am Ort der Schleife:

$$B_0 = \frac{12U_0}{5\omega R_T^2 \left(\frac{\pi}{2} - 2\Delta\varphi \right)} \quad (6.23)$$

Bei einer Spaltspannung von 300 kV, einem Radius von 13.6 cm und einer Frequenz von 360 MHz ergibt sich ein Magnetfeld am Ort der Schleife von

$$B_0 \approx 14 \text{ mT}.$$

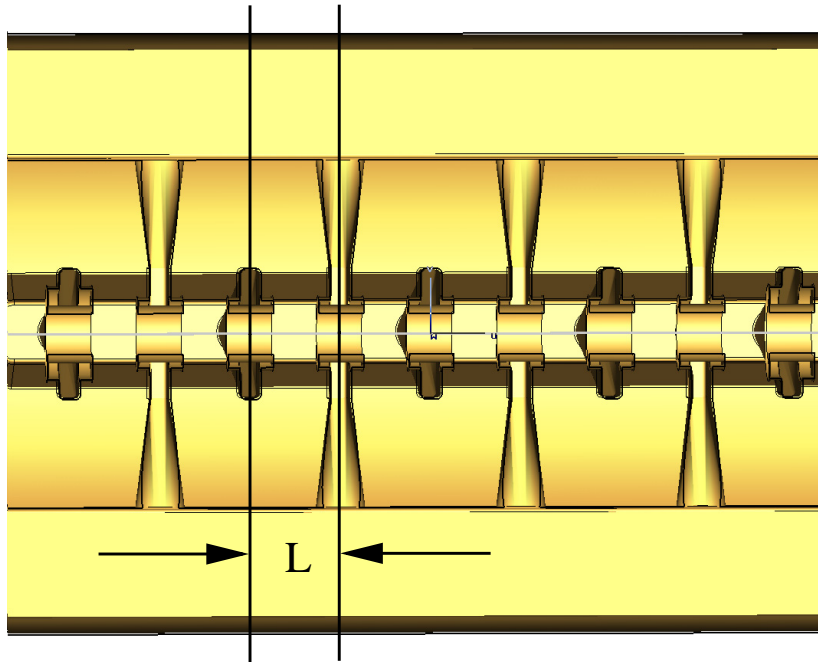


Fig. 6.4: Schnitt durch eine CH-Struktur. Für die Abschätzung der benötigten Schleifenfläche wird nur eine Zelle der Länge $L = \beta\lambda/2$ verwendet.

Um die erforderliche Schleifenfläche abschätzen zu können, muss die gespeicherte Energie und die Verlustleistung bekannt sein. Für die in einer Zelle der Länge $\bar{\beta}\lambda/2 = 2 \pi c \bar{\beta} / \omega$ ergibt sich mit 4.52 für die gespeicherte Energie:

$$W_m \approx \frac{11\pi c \bar{\beta} B_0^2 R_T^2 \left(\frac{\pi}{2} - 2\Delta\varphi \right)}{30\mu_0\omega} \quad (6.24)$$

Für die Verlustleistung gilt nach 4.73

$$P_c \approx 9 \text{ kW.}$$

Die Gleichungen 6.15 und 6.18 liefern dann

$$U_s \approx 950 \text{ V}$$

und

$$A_s \approx 0.3 \text{ cm}^2.$$

Dieser Wert gilt für genau eine Zellenlänge. Da $A_s \propto \sqrt{P_c}$ und P_c unter Vernachlässigung der anwachsenden Zellenlänge proportional zu der Anzahl n der Zellen ist, gilt:

$$A_{s,gesamt} = A_{s,Zelle} \cdot \sqrt{n}$$

Kapitel 6. Einkopplung von HF-Leistung

Für eine 19-zellige Struktur aus Kupfer ergibt sich dann eine erforderliche Schleifenfläche von

$$A_s \approx 0.3 \cdot \sqrt{19} \text{ cm}^2 \approx 1.3 \text{ cm}^2.$$

Dieser Wert ist natürlich nur eine sehr grobe Abschätzung, Um zu einer besseren Bestimmung von Q_e bzw. A_s zu kommen, müssen die Eigenmoden im Resonator mit numerischen Verfahren in drei Dimensionen gelöst werden. Dazu stehen heute kommerzielle Programme bereit. Eine Möglichkeit, die externe Güte mit solchen Programmen zu berechnen, wird im nächsten Kapitel vorgestellt.

6.3 Numerische Bestimmung von Q_e

In diesem Kapitel werden numerische Verfahren vorgestellt, mit denen die externe Güte bis auf einige 10% genau bestimmt werden kann. Das erste Verfahren wurde in [83] für kapazitive Koppler vorgestellt und im Rahmen dieser Arbeiten erstmals auf induktive Koppler angewendet. Das zweite Verfahren wurde im Rahmen dieser Arbeit entwickelt und bietet den Vorteil, den numerischen Aufwand zu halbieren.

Es wird zunächst eine verlustfreie Kavität betrachtet, die bei ihrer Resonanzfrequenz ω etwas gespeicherte Energie enthält. Enthält die Kavität einen Koppler, so wird Energie durch den Koppler herausströmen. Der Energieinhalt sinkt exponentiell mit der Zeit. Die Leistung P ergibt sich durch die herausströmende Energie pro Zeit. Es gilt mit dem Poyntingvektor \mathbf{S} :

$$P = \iint \mathbf{S} d\mathbf{A} = \iint (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) d\mathbf{A} \quad (6.25)$$

Da bei TEM-Wellen nur die Komponenten E_r und H_ϕ von null verschieden sind, gilt

$$P = \iint E_r H_\phi dA. \quad (6.26)$$

Mit den Feldkomponenten E_r und H_ϕ der TEM-Welle ergibt sich über die zeitliche Mittelung die Leistung P durch die Querschnittsfläche A des Koaxialleiters

$$P = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \iint |E|^2 dA = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \iint |H|^2 dA. \quad (6.27)$$

Entsprechend können wir die externe Güte definieren:

$$Q_e = \frac{\omega W}{P} \quad (6.28)$$

Wir nehmen an, dass es nur die rücklaufende Welle aus dem Resonator gibt. Die transportierte Leistung kann entweder durch die elektrische oder die magnetische Feldamplitude

6.3. Numerische Bestimmung von Q_e

berechnet werden. Die Welle durch den Wellenleiter ist eine reine TEM-Welle. Mit der Impedanz der Welle im Vakuum von

$$\eta = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \quad (6.29)$$

können wir die Leistung berechnen:

$$P_e = \frac{1}{2\eta} \iint_A |E|^2 dA = \frac{\eta}{2} \iint_A |H|^2 dA \quad (6.30)$$

Die Integration erfolgt dabei über die Querschnittsfläche des Wellenleiters. Für die gespeicherte Energie W in der Kavität ergibt sich:

$$W = \frac{1}{2} \iiint_V \epsilon_0 |E|^2 dV = \frac{1}{2} \iiint_V \mu_0 |H|^2 dV \quad (6.31)$$

Die Integration ist hierbei über das gesamte Volumen der Kavität durchzuführen. Damit ergibt sich für die externe Güte:

$$Q_e = \frac{\eta\omega \iiint_V \epsilon_0 |E|^2 dV}{\iint_A |E|^2 dA} = \frac{\omega \iiint_V \mu_0 |H|^2 dV}{\eta \iint_A |H|^2 dA} \quad (6.32)$$

Mit Hilfe von 6.29 gilt:

$$\eta\epsilon_0 = \epsilon_0 \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = \sqrt{\mu_0\epsilon_0} = \frac{1}{c} \quad (6.33)$$

$$\frac{\mu_0}{\eta} = \mu_0 \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} = \sqrt{\mu_0\epsilon_0} = \frac{1}{c} \quad (6.34)$$

Damit folgt für die externe Güte:

$$Q_e = \frac{\omega \iiint_V |E|^2 dV}{c \iint_A |E|^2 dA} = \frac{\omega \iiint_V |H|^2 dV}{c \iint_A |H|^2 dA} \quad (6.35)$$

Das Problem besteht nun darin, dass man für die Berechnung von 6.35 dissipative Computer Codes verwenden müsste. Obwohl sie heute existieren, sind sie schwerer zu handhaben und wesentlich langsamer als nicht dissipative Codes. In jedem Fall müssen die Integrale numerisch gelöst werden. Dazu stehen heute leistungsstarke 3-D Programme zu Verfügung, die die Maxwell'schen Gleichungen mit Randbedingungen für praktisch jede Geometrie lösen können [73, 74, 75].

Wenn wir die Zeit umkehren, erhalten wir eine zweite Lösung der Maxwell'schen Gleichungen im Resonator. Dabei gewinnt der Resonator aber Energie, anstatt sie durch den Koppler zu verlieren. Entsprechend dem Superpositionsprinzip können wir diese beiden Lösungen addieren oder subtrahieren. Innerhalb der Leitung interferieren die beiden Lösungen zu einer stehenden Welle. Wir wenden nun einen Trick an, indem wir geeignete Randbedingungen an einer Referenzebene durch die Transmission Line definieren.

Wir können z.B. eine magnetische Randbedingung vorgeben. In diesem Falle gibt es keine tangenzialen magnetischen Feldkomponenten. Da eine TEM-Welle vorliegt, gibt es dann überhaupt nur tangenziale elektrische Felder am Ort der Referenzebene. Wir sprechen in diesem Zusammenhang auch von einer perfekten magnetischen Wand. Das Magnetfeld hat also einen Knoten, während das elektrische Feld einen Bauch besitzt (s. Abb. 6.5 und 6.6). Die Amplitude der stehenden Welle ist an der Referenzebene genau zweimal so

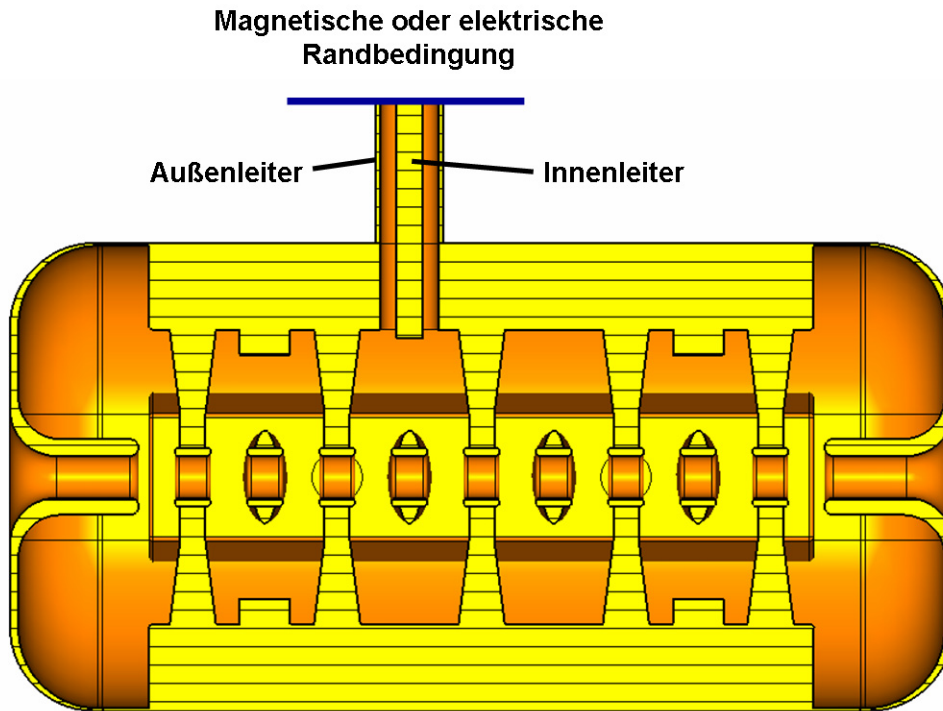


Fig. 6.5: Schematische Darstellung zur numerischen Berechnung der externen Güte. An einem Koppler werden einmal elektrische und einmal magnetische Randbedingungen definiert. Innerhalb des Kopplers bildet sich eine TEM-Welle aus, die je nach Randbedingung an der Grenzebene einen Knoten oder einen Bauch des elektrischen Feld besitzt.

hoch wie die Amplitude jeder einzelnen Welle. Innerhalb der Kavität gibt es allerdings eine Phasenverschiebung φ , so dass die Amplitude im Resonator nur $|1 + e^{i\varphi}|$ mal so groß ist wie die jeder einzelnen Welle. Durch Verwendung der formalen Definition der Güte aus 6.35 können wir eine Größe Q_1 definieren, wobei E_1 das resultierende elektrische Feld nach Addition am Ort der Referenzebene ist:

$$Q_1 = \frac{\omega \iiint |E_1|^2 dV}{c \iint |E_1|^2 dA} = \frac{\omega \iiint |1 + e^{i\varphi}|^2 |E|^2 dV}{c \iint 4|E|^2 dA} = \frac{|1 + e^{i\varphi}|^2}{4} Q_{ext} \quad (6.36)$$

6.3. Numerische Bestimmung von Q_e

Es kann nun eine zweite Größe Q_2 durch Verwendung einer perfekten elektrischen Wand (elektrische Randbedingung) und durch Subtraktion der beiden Einzelwellen bzw. Felder definiert werden. Entsprechend dem obigen Fall haben wir dann ausschließlich tangentiale Magnetfelder an der Referenzebene. Die Amplitude des resultierenden Magnetfeldes an der Ebene ist zweimal so groß wie das Feld jeder einzelnen Welle. Im Resonator dagegen beträgt die Feldamplitude nur $|1 - e^{i\varphi}|$ mal dem Wert einer Welle. Entsprechend 6.36 ergibt sich für Q_2 :

$$Q_2 = \frac{\omega \iiint |H_1|^2 dV}{c \iint |H_1|^2 dA} = \frac{\omega \iiint |1 - e^{i\varphi}|^2 |H|^2 dV}{c \iint 4|H|^2 dA} = \frac{|1 - e^{i\varphi}|^2}{4} Q_{ext} \quad (6.37)$$

Die Größen Q_1 und Q_2 haben jeweils keine physikalische Bedeutung und sind deshalb auch nicht messbar. Die Kombination der beiden Güten hat aber sehr wohl eine Bedeutung. Die Addition von Q_1 und Q_2 liefert:

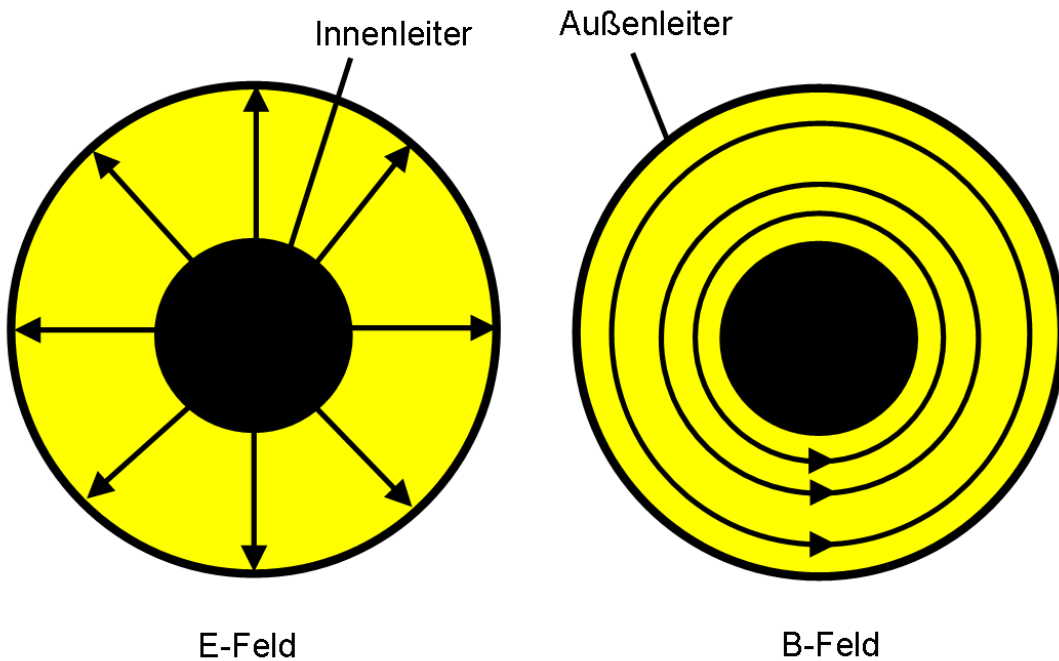


Fig. 6.6: Links: Querschnitt durch den Koaxialleiter an der Referenzebene mit einer perfekten magnetischen Wand als Randbedingung. Gezeigt ist das elektrische Feld, das hier einen Bauch besitzt. Das Feld nimmt vom inneren zum äußeren Leiter mit einer $1/r$ -Charakteristik ab. Rechts: Entsprechendes Magnetfeld an einer perfekten elektrischen Wand.

$$Q_1 + Q_2 = Q_{ext} \left(\frac{|1 + e^{i\varphi}|^2}{4} + \frac{|1 - e^{i\varphi}|^2}{4} \right) \quad (6.38)$$

Kapitel 6. Einkopplung von HF-Leistung

Die Summe

$$|1 + e^{i\varphi}|^2 + |1 - e^{i\varphi}|^2 = 4 \quad (6.39)$$

hat immer den Wert 4 für alle Phasen φ , wie man durch Einsetzen nachprüfen kann. Damit ergibt sich das wichtige Ergebnis:

$$Q_{ext} = Q_1 + Q_2 \quad (6.40)$$

Wir müssen nun noch das Integral 6.36 lösen. Der Zähler entspricht im Wesentlichen der gespeicherten Energie W im Resonator, die sich mit den erwähnten Programmen bestimmen läßt.

$$Q_1 = \frac{\frac{1}{2}\omega\epsilon_0 \iiint |E_1|^2 dV}{\frac{1}{2}\epsilon_0 c \iint |E_1|^2 dA} = \frac{2\omega W}{\epsilon_0 c \iint |E_1|^2 dA} \quad (6.41)$$

Die Aufgabe besteht nun darin, das Flächenintegral zu lösen. Dabei wird ausgenutzt, dass das Feld azimuthal symmetrisch ist und zwischen innerem und äußerem Leiter mit $1/r$ abfällt. Dies gilt gleichermaßen für das elektrische und das magnetische Feld. Dabei wird ein beliebiger Wert r_0 zwischen innerem und äußerem Leiter ausgewählt. Das Feld habe dort den Wert F_0 . Dann gilt für das Feld allgemein

$$F = F_0 \frac{r_0}{r}. \quad (6.42)$$

$$\iint |F|^2 dA = \int_0^{2\pi} \int_{r_1}^{r_2} |F|^2 r dr d\Phi \quad (6.43)$$

$$\iint |F|^2 dA = \int_0^{2\pi} \int_{r_1}^{r_2} |F_0|^2 \frac{r_0^2}{r} dr d\Phi \quad (6.44)$$

$$\iint |F|^2 dA = 2\pi |F_0|^2 r_0^2 \int_{r_1}^{r_2} \frac{1}{r} dr \quad (6.45)$$

$$\iint |F|^2 dA = 2\pi |F_0|^2 r_0^2 \ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right) \quad (6.46)$$

Durch Kenntnis des Feldes F_0 an der Stelle r_0 durch unsere 3D-Programme können wir das Flächenintegral analytisch lösen. Setzen wir das Ergebnis in 6.41 ein und verwenden $\omega = 2\pi f$, erhalten wir einen Ausdruck für Q_1 :

$$Q_1 = \frac{2fW}{\epsilon_0 c r_0^2 |E_0|^2 \ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)} \quad (6.47)$$

Analog bekommen wir eine Lösung für Q_2 mittels des magnetischen Feldes:

$$Q_2 = \frac{2\mu_0 fW}{c r_0^2 |B_0|^2 \ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)} \quad (6.48)$$

Kombinieren wir 6.47 und 6.48 mittels 6.40 erhalten wir das Endergebnis zur Bestimmung der externen Güte:

$$Q_{ext} = \frac{2fW}{cr_0^2 \ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)} \left(\frac{1}{\epsilon_0 |E_0|^2} + \frac{\mu_0}{|B_0|^2} \right) \quad (6.49)$$

Dabei haben wir hier vorausgesetzt, dass die Felder am gleichen Punkt r_0 bestimmt wurden. Ist dies nicht der Fall, muss zwischen den beiden Positionen, an denen das elektrische und magnetische Feld bestimmt wurden, unterschieden werden. Wir können also die externe Güte mittels nichtdissipativen Codes bestimmen, indem wir jeweils zwei Simulationen mit elektrischen bzw. magnetischen Randbedingungen durchführen. Ist die Länge des Kopplers nicht zu kurz, ist das Ergebnis unabhängig von dieser Länge. In Kapitel 7.7 werden das Verfahren zur Messung der externen Güte sowie Messungen und der Vergleich mit den Simulationsergebnissen vorgestellt.

Zum Schluss dieses Kapitel soll noch eine neu entwickelte Möglichkeit vorgestellt werden, um die externe Güte numerisch zumindest in der richtigen Größenordnung zu berechnen. Dazu betrachten wir einen Resonator mit gespeicherter Energie W . Ist der Koppler an eine Last angepasst, besteht in der Koaxialleitung zwischen magnetischem und elektrischem Feld keine Phasenverschiebung. Für die Felder gilt dann für eine zunächst beliebige Stelle r im Raum zwischen Innen- und Außenleiter entlang des Kopplers:

$$\mathbf{E}(z, t) = \mathbf{e}_r E e^{i(\omega t - kz)} \quad (6.50)$$

$$\mathbf{H}(z, t) = \mathbf{e}_\varphi H e^{i(\omega t - kz)} \quad (6.51)$$

Die Leistung P_e , die aus dem Koppler abhängig von der momentanen gespeicherten Energie und der Kopplungsstärke herausströmt, lässt sich mittels des Poyntingvektors

$$\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H} \quad (6.52)$$

berechnen. Dazu muss über die Fläche des Kopplers integriert werden:

$$P_e = \iint \mathbf{S} \cdot d\mathbf{A} \quad (6.53)$$

Für die Simulation ist es notwendig, eine Randbedingung am Kopplerende zu verwenden. Je nach elektrischer oder magnetischer Randbedingung verschwinden die Tangenzialkomponenten des elektrischen oder magnetischen Feldes. Entsprechend ergibt sich sofort, dass die Welle an einer solchen Randbedingung total reflektiert wird und dass sich eine Phasenverschiebung von $\pi/2$ einstellt. Die Abbildung 6.7 zeigt schematisch eine Kavität mit Koppler und elektrischer Randbedingung. Zusätzlich ist der Verlauf des H- und des E-Feldes entlang des Kopplers gezeigt. Für die Felder im Koppler im Falle der Simulation ergibt sich:

$$\mathbf{E}(z, t) = \mathbf{e}_r E \left(e^{i(\omega t + kz)} + e^{i(\omega t - kz)} \right) \quad (6.54)$$

$$\mathbf{H}(z, t) = i\mathbf{e}_\varphi H \left(e^{i(\omega t + kz)} - e^{i(\omega t - kz)} \right) \quad (6.55)$$

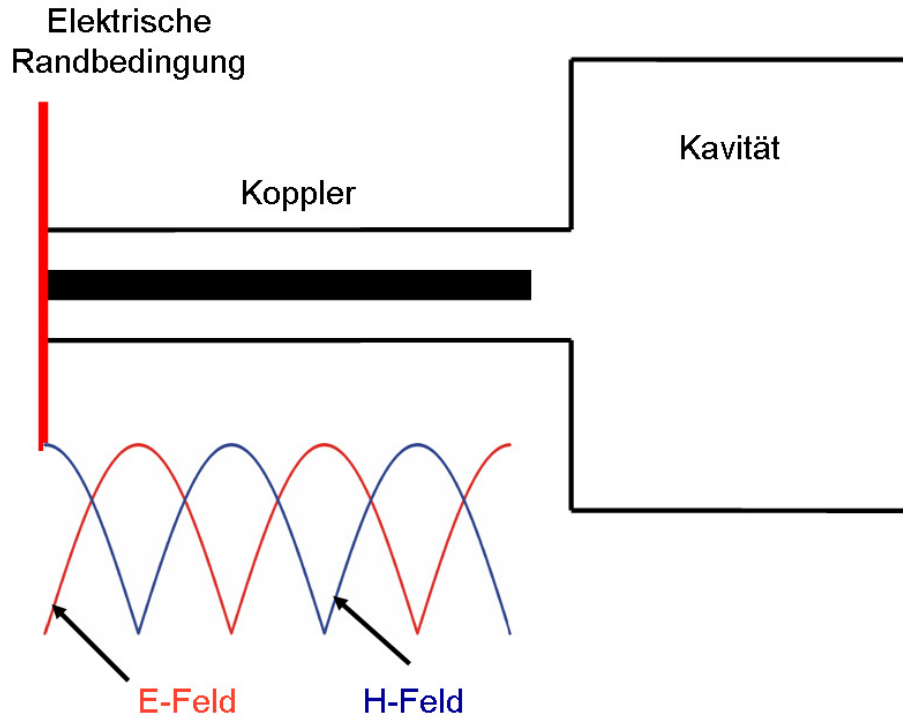


Fig. 6.7: Felder im Koppler unter Verwendung einer elektrischen Randbedingung.

Aufgrund der Totalreflexion an der Ebene der Randbedingung sind die Amplituden in der Simulation jeweils zweimal so groß wie im Falle eines realen Kopplers. Wird das Feld an der Stelle r_0 zwischen r_2 und r_1 im dielektrischen Innenraum genommen, erhalten wir für die Felder:

$$\mathbf{E}(r, z, t) = 2\mathbf{e}_r E_0^{MWS} \left(\frac{r_0}{r} \right) e^{i(\omega t - kz)} \quad (6.56)$$

$$\mathbf{H}(r, z, t) = 2\mathbf{e}_\varphi H_0^{MWS} \left(\frac{r_0}{r} \right) e^{i(\omega t - kz)} \quad (6.57)$$

H_0^{MWS} und E_0^{MWS} sind die simulierten Amplituden der H- bzw. E-Felder im Koppler an einer bestimmten radialen Position r_0 . Für die zeitliche gemittelte externe Leistung P_e gilt

$$P_e = \iint \langle \mathbf{S} \rangle dA, \quad (6.58)$$

wobei $\langle \mathbf{S} \rangle$ der zeitlich gemittelte Wert des Poyntingvektors ist. Dabei gilt

$$\langle \mathbf{S} \rangle = \frac{1}{2} \text{Re}\{\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*\}. \quad (6.59)$$

Wegen der Symmetrie der Felder im Koppler ergibt sich:

$$\begin{aligned}
\langle \mathbf{S} \rangle &= \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left\{ \left(\frac{E_0^{MWS} r_0}{2} \frac{r_0}{r} e^{i(\omega t - kz)}, 0, 0 \right) \times \left(0, \frac{H_0^{MWS} r_0}{2} \frac{r_0}{r} e^{-i(\omega t - kz)}, 0 \right) \right\} \\
\langle \mathbf{S} \rangle &= \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left\{ \frac{E_0^{MWS} H_0^{MWS} r_0^2}{4 r^2} \right\} \\
\langle \mathbf{S} \rangle &= \frac{1}{8} E_0^{MWS} H_0^{MWS} \frac{r_0^2}{r^2}
\end{aligned} \tag{6.60}$$

P_e lässt sich nun einfach berechnen:

$$\begin{aligned}
P_e &= \frac{1}{8} E_0^{MWS} H_0^{MWS} r_0^2 \int_0^{2\pi} \int_{r_1}^{r_2} \frac{1}{r} d\varphi dr \\
P_e &= \frac{\pi}{4} E_0^{MWS} H_0^{MWS} r_0^2 \ln \left(\frac{r_2}{r_1} \right)
\end{aligned} \tag{6.61}$$

Mit der Definition der externen Güte Q_e erhalten wir schließlich:

$$Q_e = \frac{8fW}{E_0^{MWS} H_0^{MWS} r_0^2 \ln \left(\frac{r_2}{r_1} \right)} \tag{6.62}$$

Diese neue Methode hat den Vorteil, den benötigten Simulationsaufwand zu halbieren.

6.4 Skalierung der externen Güte

Oft werden in der Größe und damit in der Frequenz skalierte Resonatoren simuliert bzw. als Modell gefertigt. Um im Vorfeld bereits die externe Güte auch für den maßstabsgereuten Resonator abschätzen zu können, ist es wichtig zu wissen, wie sich die externe Güte bei Skalierung ändert. Wir haben verschiedene Formeln für die externe Güte abgeleitet. Insgesamt muss das Skalierungsverhalten in allen Fällen gleich sein.

$$Q_e = \frac{W 100 \Omega}{\omega (A_s B_0 \cdot \cos \alpha)^2} \tag{6.63}$$

$$Q_e = \frac{W}{50 \pi^3 \epsilon_0^2 f E_r^2 a^4} \tag{6.64}$$

$$Q_e = \frac{2fW}{cr_0^2 \ln \left(\frac{r_2}{r_1} \right)} \left(\frac{1}{\epsilon_0 |E_0|^2} + \frac{\mu_0}{|B_0|^2} \right) \tag{6.65}$$

$$Q_e = \frac{8fW}{E_0^{MWS} H_0^{MWS} r_0^2 \ln \left(\frac{r_2}{r_1} \right)} \tag{6.66}$$

Um das Skalierungsverhalten von Q_e untersuchen zu können, muss bekannt sein, wie sich die einzelnen Größen skalieren. Dazu wird ein Skalierungsfaktor m betrachtet, um

Kapitel 6. Einkopplung von HF-Leistung

den die Größe eines Resonators nach unten skaliert wird. Die Größen im unskalierten Resonator werden mit “L” (large) und diejenigen des skalierten Resonators mit “S” (small) bezeichnet. Nun wird eine Größe benötigt, die konstant gehalten wird und als Bezugsgröße dient. Dazu wird die gespeicherte Energie W verwendet. Damit gilt:

$$W_S = W_L \quad (6.67)$$

Für die Frequenz f , die Schleifenfläche A_s , den Kopplerradius a sowie der Stelle r_0 gilt trivialerweise:

$$\omega_S = m^1 \omega_L \quad (6.68)$$

$$A_{s,S} = m^{-1} A_{s,L} \quad (6.69)$$

$$a_S = m^{-1} a_L \quad (6.70)$$

$$r_{0,S} = m^{-1} r_{0,L} \quad (6.71)$$

Das Skalierungsverhalten der Felder lässt sich über die Konstanz der gespeicherten Energie bestimmen: Aus

$$\int |H_S|^2 dV_S = \int |H_L|^2 dV_L \quad (6.72)$$

folgt mit der Unabhängigkeit der Feldverteilung von der Skalierung

$$\frac{|H_S|^2}{|H_L|^2} = \frac{V_L}{V_S} = m^3. \quad (6.73)$$

Damit ergibt sich für die Felder:

$$|H_S| = |H_L| m^{3/2} \quad (6.74)$$

$$|E_S| = |E_L| m^{3/2} \quad (6.75)$$

Damit kann man das Skalierungsverhalten der externen Güte für 6.63-6.66 bestimmen:

$$\frac{Q_{e,S}}{Q_{e,L}} = \left(\frac{1}{m^1 m^{-4} m^3} \right) = m^0$$

$$\frac{Q_{e,S}}{Q_{e,L}} = \left(\frac{1}{m^1 m^3 m^{-4}} \right) = m^0$$

$$\frac{Q_{e,S}}{Q_{e,L}} = \left(\frac{m^1}{m^{-2} m^3} \right) = m^0$$

$$\frac{Q_{e,S}}{Q_{e,L}} = \left(\frac{m^1}{m^{3/2} m^{3/2} m^{-2}} \right) = m^0$$

Daraus erkennt man sofort, dass die externe Güte unabhängig vom Skalierungsfaktor ist.

Kapitel 7

Hochfrequenzmessungen an supraleitenden Resonatoren

In diesem Kapitel werden die Grundlagen von Hochfrequenzmessungen supraleitender Resonatoren vorgestellt. Grundsätzlich kann man sagen, dass immer die Antwort des Resonators auf ein eingekoppeltes Hochfrequenzfeld beobachtet wird. Die mit Abstand wichtigste Größe ist die intrinsische Güte Q_0 . Wenn nur quadratische, also rein Ohmsche Verluste auftreten, sollte Q_0 unabhängig von der gespeicherten Energie bzw. dem Beschleunigungsgradienten sein. Aufgrund anomaler Verluste wie z.B. Feldemission sinkt im Allgemeinen die intrinsische Güte mit wachsendem Feldpegel. Je länger Q_0 konstant bleibt bzw. je höher die erreichbaren Gradienten sind, desto besser ist die Performance einer supraleitenden Kavität. Deshalb wird die intrinsische Güte als Funktion des Beschleunigungsgradienten gemessen. Diese Kurve bestimmt letztendlich die Leistungsfähigkeit eines Resonators.

Resonatoren werden im Allgemeinen ohne Strahl getestet. Meist werden dafür Festkörperverstärker von 100 bis 1000 Watt Leistung verwendet. Die Leistung wird über Koaxialkabel (TEM-Welle) in den Resonator eingekoppelt.

Neben dem Koppler, der dem Transport der Hochfrequenzleistung in den Resonator dient, verwendet man einen zweiten Koppler, der das Responsesignal des Resonators messen soll. Dieser so genannte Pickup kann eine kleine Schleife oder eine Antenne sein, je nachdem ob man an das magnetische oder elektrische Feld ankoppeln will. Praktisch in allen Fällen wählt man diesen Pickup sehr klein, um zusätzliche Verluste zu vermeiden (s. Kap. 7.1).

7.1 Die belastete Güte Q_L

Wir betrachten nun einen beliebigen Resonator mit einem Einkoppler. Auf der gegenüberliegenden Seite ist ein zweiter Koppler, der Pickup angebracht (s. Abb. 7.1). In dem Resonator soll sich nun eine gewisse Menge an elektromagnetischer Energie befinden. Dies ist natürlich gleichbedeutend mit einem gewissen Feldpegel. Die Hochfrequenz wird nun ausgeschaltet. Zum einen wird die Energie in der Resonatoroberfläche aufgrund des

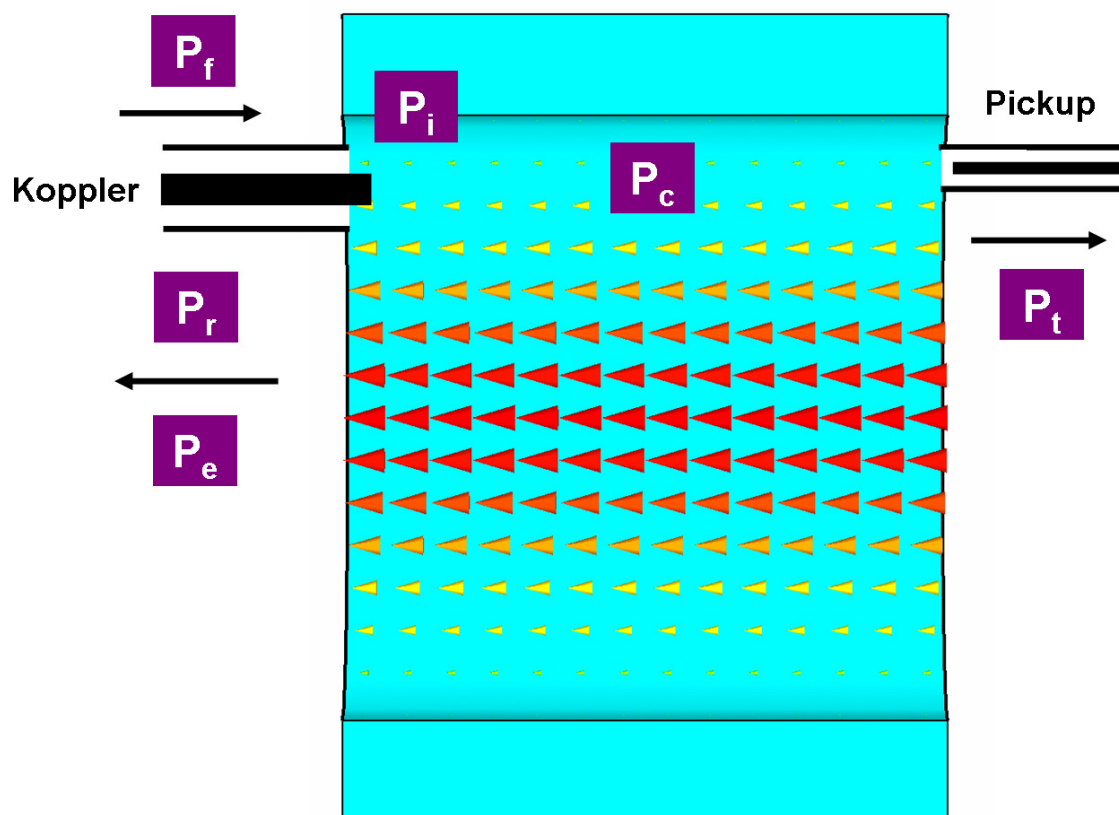


Fig. 7.1: Resonator mit Ein- und Auskoppler (Pickup) und den auftretenden Leistungen.

von null verschiedenen Oberflächenwiderstandes dissipiert, zum anderen “strömt” Energie durch den Einkoppler und den Pickup aus dem Resonator. Das heißt auch, dass wir eine bestimmte Leistung P_c (P_{cavity}) durch Hochfrequenzverluste sowie die Leistungen P_e ($P_{emitted}$) und P_t ($P_{transmitted}$) durch den Energieverlust im Einkoppler und im Pickup beobachten. Der Gesamtverlust P_{tot} lautet dann

$$P_{tot} = P_c + P_e + P_t. \quad (7.1)$$

In Analogie zur intrinsischen Güte

$$Q_0 = \frac{\omega W}{P_c} \quad (7.2)$$

können wir eine “belastete” Güte Q_L definieren:

$$Q_L = \frac{\omega W}{P_{tot}} \quad (7.3)$$

Diese belastete Güte charakterisiert den Resonator mit Kopplern. Die Änderung der gespeicherten Energie dW pro Zeiteinheit dt ist proportional zur momentan gespeicherten Energie W . Der Verlust P_{tot} ist gerade die Abnahmerate der gespeicherten Energie:

$$\frac{dW}{dt} = -P_{tot} = \frac{-\omega W}{Q_L} \quad (7.4)$$

Wenn nur quadratischen Verluste, also keine Feldemission oder Multipacting, auftreten, ist die Lösung dieser Differentialgleichung folgende Exponentialfunktion:

$$W(t) = W_0 \exp\left(\frac{-\omega t}{Q_L}\right) \quad (7.5)$$

Dabei ist W_0 die gespeicherte Energie zum Zeitpunkt $t = 0$. Die Energie im Resonator "zerfällt" also exponentiell mit der Zeitkonstanten

$$\tau_L = \frac{Q_L}{\omega}. \quad (7.6)$$

Durch Messung der Zerfallszeit kann die belastete Güte bestimmt werden. Die gleichen Gesetzmäßigkeiten gelten natürlich auch für normalleitende Resonatoren. Aufgrund des um mehrere Größenordnungen höheren Oberflächenwiderstands bei der Normalleitung sind die Abfallszeiten dort entsprechend kürzer.

Aus 7.1 erhält man:

$$\frac{P_{tot}}{\omega W} = \frac{P_c + P_e + P_t}{\omega W}. \quad (7.7)$$

Mit der Definition der Güte ergibt sich:

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_e} + \frac{1}{Q_t} \quad (7.8)$$

Damit können den beiden Kopplern "externe" Güten zugeordnet werden, die unabhängig von den Hochfrequenzverlusten P_c des Resonators sind:

$$Q_e = \frac{\omega W}{P_e} \quad (7.9)$$

$$Q_t = \frac{\omega W}{P_t} \quad (7.10)$$

Durch die Einführung der Koppelparameter β_e und β_t kann die Stärke der Kopplung quantifiziert werden:

$$\beta_e = \frac{Q_0}{Q_e} \quad (7.11)$$

$$\beta_t = \frac{Q_0}{Q_t} \quad (7.12)$$

Damit kann Gleichung 7.8 wie folgt umschrieben werden:

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{1}{Q_0}(1 + \beta_e + \beta_t) \quad (7.13)$$

Die Kopplungsparameter geben also das Verhältnis zwischen den in der Kavität anfallenden und den in dem jeweiligen Koppler auftretenden Verlusten wieder.

$$\beta_e = \frac{P_e}{P_c} \quad (7.14)$$

$$\beta_t = \frac{P_t}{P_c} \quad (7.15)$$

Je größer die Koppelstärke ist, desto stärker ist die Wechselwirkung des Kopplers mit dem Feld der Resonators. Die Koppelstärke hat allerdings keine Auswirkungen auf die Kryoverluste und das Kühlsystem des Resonators. Dafür sind allein die “echten” Verluste in den Wänden des Resonators verantwortlich.

Da der Pickup nur als Detektor dient, wird in der Regel P_t und damit β_t sehr klein gemacht. Ist die Koppelstärke sehr klein ($\beta \ll 1$), gibt es wenig Wechselwirkung zwischen dem Koppler und dem Resonatorfeld und die Verluste im Resonator überwiegen. Daraus folgt, dass die belastete Güte ungefähr so groß ist wie die unbelastete Güte. Bei großer Koppelstärke dagegen ist die belastete Güte kleiner als die intrinsische Güte. Ein Sonderfall ist die “ideale” oder kritische Ankopplung. Dabei ist die Koppelstärke genau $\beta = 1$. Dabei kann die gesamte Hochfrequenzleistung ohne Reflexion in den Resonator eingekoppelt werden. Bei kritischer Kopplung ist $Q_0 = Q_e$. Damit ergibt sich sofort, dass die belastete Güte Q_L halb so groß ist wie die unbelastete Güte Q_0 .

7.2 Resonator mit einem Koppler

Ziel dieses Abschnitts ist die Herleitung einer Differenzialgleichung für die gespeicherte Energie W , um das zeitliche Verhalten des Resonators zu bestimmen. Die Ausführungen sind dabei eng an [36] angelehnt. Der Einfachheit halber wird zunächst ein Resonator mit nur einem Koppler betrachtet. Es wird davon ausgegangen, dass der Resonator eine hohe Güte ($Q > 100$) besitzt. Die Analyse kann beträchtlich vereinfacht werden, wenn die quasi-statische Approximation verwendet wird. Dies ist dann gerechtfertigt, wenn die Zeitkonstante der Resonatorantwort τ viel länger ist als die Dauer einer Hochfrequenzperiode T . Um mit der Analyse zu beginnen, wird das Resonator-Koppler-System durch einen äquivalenten Schwingkreis aus konzentrierten Elementen ersetzt. Die Abbildung 7.2 zeigt schematisch das Modellsystem bestehend aus einem Generator, dem Koppler und dem Resonator sowie den dazugehörigen Äquivalentschwingkreis. Im Ersatzschaltbild wird der Generator als eine ideale Stromquelle mit der Admittanz G_0 betrachtet, wobei G_0 der

7.2. Resonator mit einem Koppler

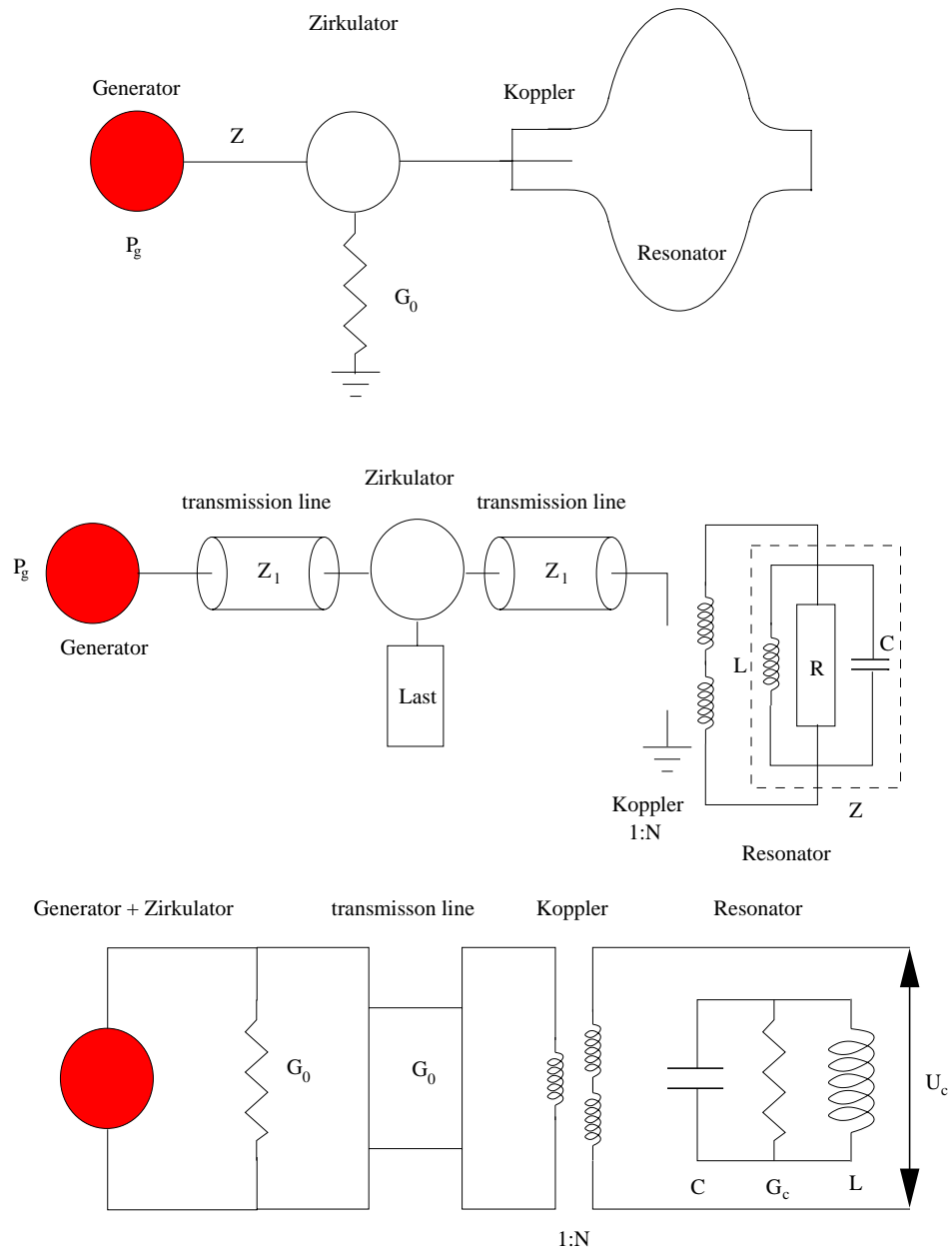


Fig. 7.2: Schematische Darstellung des Gesamtsystems bestehend aus Generator, Wellenleiter, Koppler und Resonator [84].

Kapitel 7. Hochfrequenzmessungen an supraleitenden Resonatoren

Kehrwert der komplexen Impedanz Z^* ist.

Die gespeicherte Energie im Resonator ist

$$W = \frac{CU_c^2}{2}, \quad (7.16)$$

wobei U_c die Spannung im Resonator und C die Gesamtkapazität des Resonators ist. Betrachtet man zunächst den Resonator ohne Koppler, ergibt sich für die Verluste im Resonator P_c :

$$P_c = \frac{G_c U_c^2}{2} \quad (7.17)$$

Dabei ist G_c die Admittanz des Resonators. Betrachten wir nun die Güte Q_0 , so ergibt sich mit 7.16, 7.17 und $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$

$$Q_0 = \frac{\omega_0 W}{P_c} = \sqrt{\frac{C}{L}} \frac{1}{G_c}. \quad (7.18)$$

Die Hochfrequenzleistung wird über einen Wellenleiter über den Koppler in den Resonator geführt. Der Koppler wirkt dabei wie eine Art Transformator, der die Spannung im Resonator verstärkt. Wird die Hochfrequenz ausgeschaltet, "sieht" der Resonator eine zusätzliche Admittanz G_0/n^2 des Wellenleiters durch den Transformator. Dabei ist n als Übersetzungsverhältnis des Systems Koppler-Resonator zu verstehen. Neben den Verlusten P_c in der Resonatoroberfläche ergibt sich dadurch ein weiterer Beitrag P_e zu den Verlusten:

$$P_e = \frac{G_0 U_c^2}{n^2 \cdot 2} \quad (7.19)$$

Dieser Term beschreibt den Energieverlust durch den Koppler. Setzt man 7.19 und 7.16 in 7.9 ein, ergibt sich

$$Q_e = n^2 \sqrt{\frac{C}{L}} \frac{1}{G_0} \quad (7.20)$$

Die externe Güte Q_e ist also erwartungsgemäß unabhängig von den Verlusten im Resonator ist. Nun kann die Kopplungsstärke β durch Division von 7.18 mit 7.20 ausgedrückt werden:

$$\beta = \frac{G_0}{n^2 G_c} \quad (7.21)$$

Die Shuntimpedanz R_a kann geschrieben werden als

$$R_a = \frac{2}{G_c}. \quad (7.22)$$

Es soll nun die Leistung berechnet werden, die in den Resonator gelangt. Dazu wird der Reflexionskoeffizienten Γ benötigt:

$$\Gamma = \frac{1 - Y_c/G_0}{1 + Y_c/G_0} \quad (7.23)$$

7.2. Resonator mit einem Koppler

Y_c ist die Eingangsadmittanz des Resonator-Koppler-Systems. Durch die Berechnung der Einzeladmittanzen gemäß der Abbildung 7.2 erhalten wir den Ausdruck für Y_c/G_0 :

$$\frac{Y_c}{G_0} = \frac{n^2 G_c}{G_0} + i \frac{n^2}{G_0} \sqrt{\frac{C}{L}} \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right) \quad (7.24)$$

Mit 7.21 und 7.20 können wir diesen Ausdruck umschreiben:

$$\frac{Y_c}{G_0} = \frac{1}{\beta} + i Q_e \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right) \quad (7.25)$$

Der Realteil des Leitwertes bzw. der Admittanz heißt Wirkleitwert oder Konduktanz, der Imaginärteil heißt Blindleitwert oder Suszeptanz. Entsprechend 7.25 lautet die relative Konduktanz

$$\frac{G_c}{G_0} = \frac{1}{\beta} \quad (7.26)$$

und die relative Suszeptanz

$$\frac{B_c}{G_0} = Q_e \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right). \quad (7.27)$$

Der Zusammenhang zwischen P_f und P_r ergibt sich mit dem Reflexionskoeffizienten:

$$P_r = P_f |\Gamma|^2 \quad (7.28)$$

Bei kritischer Ankopplung ist Γ^2 gleich null, d.h. die gesamte Vorwärtsleistung wird auch in den Resonator eingekoppelt. Aufgrund der Energieerhaltung muss natürlich gelten

$$P_f = P_i + P_r = P_i + P_f |\Gamma|^2. \quad (7.29)$$

Damit ergibt sich sofort für P_i

$$P_i = P_f (1 - |\Gamma|^2). \quad (7.30)$$

Die Admittanz Y_c kann explizit durch die Komponenten Konduktanz und Suszeptanz ausgedrückt werden:

$$Y_c = G_c + i B_c \quad (7.31)$$

Mittels 7.23 läßt sich 7.30 schreiben als:

$$P_i = P_f \frac{4(G_c/G_0)}{[1 + (G_c/G_0)^2 + (B_c/G_0)^2]} \quad (7.32)$$

Mit 7.25 bis 7.27 erhalten wir

$$P_i = \frac{4P_f / (Q_e Q_0)}{(1/Q_0 + 1/Q_e)^2 + (\omega/\omega_0 - \omega_0/\omega)^2}. \quad (7.33)$$

Die bisherigen Überlegungen gelten nur, falls der Resonator als harmonischer Oszillator beschrieben werden kann. Treten anomale Verluste wie Feldemission auf (Kap. 8.4), muss

Kapitel 7. Hochfrequenzmessungen an supraleitenden Resonatoren

er als nichtharmonischer Oszillator behandelt werden. Nach einer Methode von Slater [85] kann einem gedämpften Oszillator eine komplexe Frequenz zugeschrieben werden. Die Frequenz sei

$$\omega = \omega_1 + i\omega_2. \quad (7.34)$$

Der Imaginärteil ω_2 bestimmt die Abnahme der Amplitude und der gespeicherten Energie. Dabei ändert sich die Amplitude mit $\exp(-\omega_2 t)$ und die gespeicherte Energie mit $\exp(-2\omega_2 t)$. Wir können nun die Differentialgleichung für zeitliche Veränderung der gespeicherten Energie aufstellen:

$$\frac{dW}{dt} = -2\omega_2 W \quad (7.35)$$

Die relative Konduktanz ergibt sich zu

$$G'_c/G_0 = 1/\beta - 2\omega_2 Q_e/\omega_0. \quad (7.36)$$

Mit 7.35 erhalten wir:

$$G'_c/G_0 = \frac{1}{\beta} + \frac{Q_e}{\omega_0 W} \frac{dW}{dt} \quad (7.37)$$

Der zusätzliche Term ergibt sich, falls sich der Resonator nicht im Gleichgewicht befindet. Für die Leistung P_i , die in den Resonator fließt, läßt sich folgender Ausdruck finden [36]:

$$P_i = \frac{\frac{4P_f}{Q_e} \left(\frac{1}{Q_0} + \frac{1}{\omega_0 W} \frac{dW}{dt} \right)}{\left(\frac{1}{Q_e} + \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{\omega_0 W} \frac{dW}{dt} \right)^2} \quad (7.38)$$

Aufgrund der Energieerhaltung muss die Leistung P_i zur Erhöhung der gespeicherten Energie bzw. zum Ausgleich dissipierter Energie verwendet werden. Deshalb muss gelten:

$$P_i = \frac{dW}{dt} + \frac{\omega_0 W}{Q_0} \quad (7.39)$$

Durch Division mit $\omega_0 W$ passen wir 7.39 an 7.38 an:

$$\frac{P_i}{\omega_0 W} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{\omega_0 W} \frac{dW}{dt} \quad (7.40)$$

Durch Einsetzen in 7.38 erhalten wir

$$P_i = \frac{\frac{4P_f}{Q_e} \frac{P_i}{\omega_0 W}}{\left(\frac{1}{Q_e} + \frac{P_i}{\omega_0 W} \right)^2} \quad (7.41)$$

und schließliches Auflösen nach P_i ergibt:

$$P_i = \sqrt{\frac{4P_f\omega_0 W}{Q_e}} - \frac{\omega_0 W}{Q_e} \quad (7.42)$$

Durch Gleichsetzen von 7.39 und 7.42 können wir P_i eliminieren:

$$\frac{dW}{dt} + \frac{\omega_0 W}{Q_0} = \sqrt{\frac{4P_f\omega_0 W}{Q_e}} - \frac{\omega_0 W}{Q_e} \quad (7.43)$$

$$\frac{dW}{dt} = \sqrt{\frac{4P_f\omega_0 W}{Q_e}} - \underbrace{\left(\frac{1}{Q_e} + \frac{1}{Q_0}\right)}_{1/Q_L} \omega_0 W \quad (7.44)$$

$$\frac{dW}{dt} = \sqrt{\frac{4P_f\omega_0 W}{Q_e}} - \underbrace{\frac{\omega_0}{Q_L}}_{1/\tau_L} W \quad (7.45)$$

Damit ergibt sich also:

$$\frac{dW}{dt} = \sqrt{\frac{4P_f\omega_0 W}{Q_e}} - \frac{W}{\tau_L} \quad (7.46)$$

Wird keine Leistung in den Resonator eingekoppelt ($P_f = 0$), reduziert sich 7.46 erwartungsgemäß auf 7.4:

$$\frac{dW}{dt} = \frac{-W}{\tau_L} \quad (7.47)$$

Mit Hilfe von

$$\frac{dW}{dt} = \frac{d}{dt}(\sqrt{W}\sqrt{W}) = 2\sqrt{W}\frac{d}{dt}\sqrt{W} \quad (7.48)$$

läßt sich 7.46 umschreiben:

$$2\sqrt{W}\frac{d}{dt}\sqrt{W} = \sqrt{\frac{4P_f\omega_0 W}{Q_e}} - \frac{W}{\tau_L} \quad (7.49)$$

$$\frac{d}{dt}\sqrt{W} = \frac{1}{2} \left(\sqrt{\frac{4P_f\omega_0}{Q_e}} - \frac{\sqrt{W}}{\tau_L} \right) \quad (7.50)$$

$$\frac{d}{dt}\sqrt{W} = \frac{1}{2\tau_L} \left(\sqrt{\frac{4P_f\omega_0\tau_L^2}{Q_e}} - \sqrt{W} \right) \quad (7.51)$$

$$\frac{d}{dt}\sqrt{W} = \frac{1}{2\tau_L} \left(\sqrt{W_0} - \sqrt{W} \right) \quad (7.52)$$

Im letzten Schritt wurde die gespeicherte Energie W_0 im Gleichgewicht bei einer bestimmten Leistung P_f eingeführt ($dW/dt = 0$). Bisher wurde nur die Leistung betrachtet, die in

den Resonator gelangt (P_i) bzw. die in Richtung des Resonators fließt (P_f). Es soll jetzt noch die vom Resonator reflektierte Leistung P_r berücksichtigt werden. Dazu wird 7.25 in 7.23 eingesetzt und man erhält für den Reflexionskoeffizienten:

$$\Gamma(\omega) = \frac{\beta - 1 - i\beta Q_0 \delta}{\beta + 1 + i\beta Q_0 \delta}, \quad (7.53)$$

wobei

$$\delta = \frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega}$$

ist. Betreiben wir den Resonator genau auf Resonanz ($\delta = 0$), reduziert sich 7.53 auf

$$\Gamma(\omega) = \frac{\beta - 1}{\beta + 1}. \quad (7.54)$$

Wird ideal an den Resonator angekoppelt ($\beta = 1$), verschwindet die reflektierte Leistung. Auf der anderen Seite führt jede Fehlanpassung zu einer Reflexion von Leistung. Die reflektierte Leistung ist die Generatorleistung abzüglich der Leistung, die in den Resonator gelangt:

$$P_r = P_f - P_i = P_f - \sqrt{\frac{4P_f\omega_0 W}{Q_e}} + \frac{\omega_0 W}{Q_e} \quad (7.55)$$

Die rechte Seite von 7.55 läßt sich als Binomische Formel schreiben:

$$P_r = P_f - \sqrt{\frac{4P_f\omega_0 W}{Q_e}} + \frac{\omega_0 W}{Q_e} = \left(\sqrt{\frac{\omega_0 W}{Q_e}} - \sqrt{P_f} \right)^2 \quad (7.56)$$

Schließlich ergibt sich der einfache Ausdruck

$$P_r = \left(\sqrt{P_e} - \sqrt{P_f} \right)^2 \quad (7.57)$$

Die reflektierte Leistung kann als die Superposition zweier Signale, nämlich der Verstärkerleistung und der Leistung, die aus dem Koppler zurück aus dem Resonator strömt, angesehen werden kann. Im Folgenden werden verschiedene Fälle für das Verhalten eines Resonators betrachtet.

7.3 Eingeschaltete Hochfrequenz

Zunächst wird der Fall betrachtet, dass die Hochfrequenz eingeschaltet ist, wobei die Zeit seit dem Einschalten wesentlich länger ist als die Zeitkonstante τ_L . Damit ist P_f und die gespeicherte Energie konstant. Mittels der Beziehungen für β , Q_0 , Q_e und Q_L kann die gespeicherte Energie aus 7.49 umgeformt werden

$$W_0 = \frac{4\tau_L^2 \omega_0 P_f}{Q_e} \quad (7.58)$$

7.3. Eingeschaltete Hochfrequenz

$$\tau_L = \frac{Q_L}{\omega_0} \quad (7.59)$$

$$Q_e = \frac{Q_0}{\beta} \quad (7.60)$$

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{1}{Q_0}(1 + \beta) \quad (7.61)$$

und man erhält:

$$W_0 = \frac{4\beta P_f Q_0}{\omega_0(1 + \beta)^2} \quad (7.62)$$

Der Verlauf der gespeicherten Energie im Gleichgewicht als Funktion des Kopplungs-

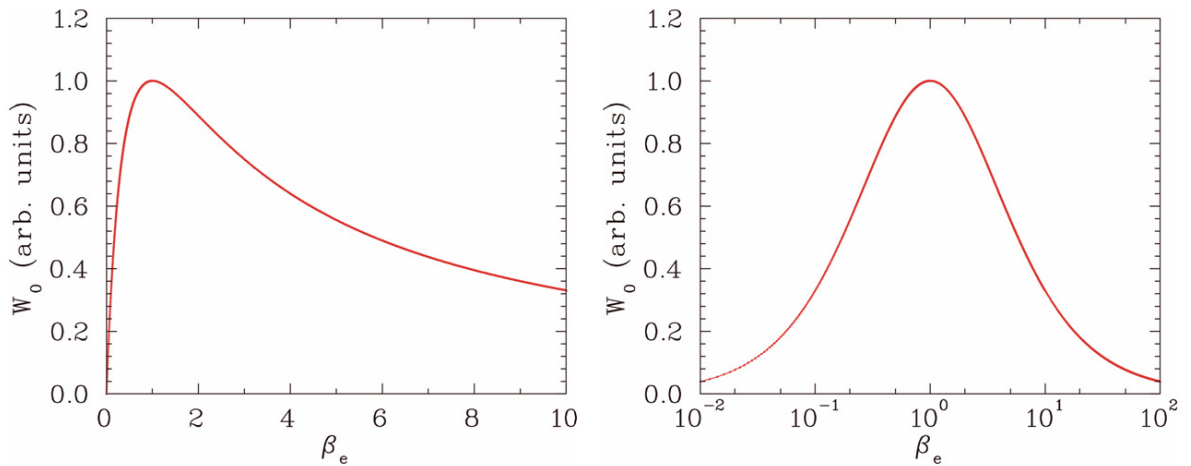


Fig. 7.3: Im Gleichgewichtsfall gespeicherte Energie W_0 als Funktion des Kopplungsfaktors. Für $\beta = 1$ ergibt sich ein Maximum.

faktors zeigt Abbildung 7.3. Die maximale Energie und damit die maximale Feldstärke ergibt sich für kritische Kopplung. Die reflektierte Leistung ergibt sich direkt aus dem Reflexionskoeffizienten 7.54

$$P_r = \left(\frac{\beta - 1}{\beta + 1} \right)^2 P_f. \quad (7.63)$$

Dieses Ergebnis kann benutzt werden, um die Kopplungsstärke β durch die Messung von Vorwärtsleistung und reflektierter Leistung im Gleichgewichtsfalle zu bestimmen:

$$\pm \sqrt{\frac{P_r}{P_f}} = \frac{\beta - 1}{\beta + 1} \quad (7.64)$$

Weil β immer positiv ist, müssen wir die positive Wurzel benutzen, wenn $\beta > 1$ ist und die negative Wurzel, wenn $\beta < 1$ ist. Auflösen nach β ergibt

$$\beta = \frac{1 \pm \sqrt{P_r/P_f}}{1 \mp \sqrt{P_r/P_f}}. \quad (7.65)$$

In Kapitel 7.5 werden wir sehen, wie sich feststellen läßt, ob stark oder schwach in den Resonator eingekoppelt wird.

7.4 Abschalten der Hochfrequenz

Zum Zeitpunkt $t = 0$ sei die Hochfrequenz abgeschaltet. Die gespeicherte Energie für den Gleichgewichtsfall W_0 ist dann null und die Differentialgleichung 7.52 vereinfacht sich zu

$$\frac{d}{dt}\sqrt{W} = -\frac{\sqrt{W}}{2\tau_L}. \quad (7.66)$$

Das Lösen dieser Differentialgleichung führt natürlich zu einem einfachen exponentiellen Abfall der gespeicherten Energie:

$$\sqrt{W(t)} = \sqrt{W(0)} \exp\left(-\frac{t}{2\tau_L}\right) \quad (7.67)$$

Das Feld im Resonator nimmt also mit der Zerfallszeit $2\tau_L$ ab. Quadrieren führt schließlich zum gewünschten Ergebnis für die gespeicherte Energie:

$$W(t) = W(0) \exp\left(-\frac{t}{\tau_L}\right) \quad (7.68)$$

Wenn der Generator ausgeschaltet wird, ist natürlich die Vorwärtsleistung P_f null. Damit wird die reflektierte Leistung P_r in Gleichung 7.57 mit der emittierten Leistung P_e , die durch den Koppler aus dem Resonator strömt, identisch:

$$P_r = P_e = \frac{\omega W(t)}{Q_e} \quad (7.69)$$

Setzt man nun 7.68 und 7.62 ein und verwendet $\beta = Q_0/Q_e$ erhält man

$$P_r = P_e = \frac{4\beta^2}{(1+\beta)^2} P_f \exp\left(-\frac{t}{\tau_L}\right). \quad (7.70)$$

Dabei entspricht P_f der Vorwärtsleistung kurz vor dem Abschalten der Hochfrequenz. Wenn wir 7.70 für $t = 0$ nach β auflösen, erhalten wir folgende Beziehung:

$$\beta = \frac{1}{2\sqrt{\frac{P_f}{P_e}} - 1} \quad (7.71)$$

Im Gegensatz zu 7.65 müssen wir hier nicht wissen, ob der Resonator unter- oder überkoppelt ist.

7.5 Einschalten der Hochfrequenz

Wir beginnen mit einem "leeren" Resonator ohne gespeicherter Energie. Zum Zeitpunkt $t = 0$ wird die Hochfrequenz mit der Vorwärtsleistung P_f eingeschaltet. Es wird erwartet, dass die gespeicherte Energie $W(t)$ mit der Zeit zunimmt, bis der Gleichgewichtswert W_0 erreicht ist. Es wird nun anstatt der gespeicherten Energie W das elektrische Feld E im Resonator verwendet. Weil $E \propto \sqrt{W}$ ist, ergibt sich mit 7.52 die Differentialgleichung für das elektrische Feld bei Einschalten der Hochfrequenz:

$$\frac{dE}{dt} = \frac{1}{2\tau_L}(E_0 - E) \quad (7.72)$$

Dabei ist E_0 das elektrische Feld im Gleichgewichtsfall. Beim Einschalten soll für das elektrische Feld gelten

$$E(0) = 0. \quad (7.73)$$

Die Lösung von 7.72 lautet:

$$E(t) = E_0 \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{2\tau_L}\right) \right] \quad (7.74)$$

Durch Quadrieren erhalten und mit $E \propto \sqrt{W}$ wir die Lösung für die gespeicherte Energie:

$$W(t) = W_0 \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{2\tau_L}\right) \right]^2 \quad (7.75)$$

Diese Gleichung beschreibt, wie die gespeicherte Energie beim plötzlichen Einschalten der Hochfrequenz zunimmt. Indem wir in 7.75 die Gleichungen 7.56 und 7.62 einsetzen, erhalten wir die reflektierte Leistung als Funktion der Zeit beim Füllen des Resonators mit Energie:

$$P_r = \left[\sqrt{\frac{4\beta P_f Q_0}{Q_e(1+\beta)^2} \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{2\tau_L}\right)\right)^2} - \sqrt{P_f} \right]^2 \quad (7.76)$$

Mit $\beta = Q_0/Q_e$ ergibt sich

$$P_r = P_f \left[\sqrt{\frac{4\beta^2}{(1+\beta)^2} \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{2\tau_L}\right)\right)^2} - 1 \right]^2. \quad (7.77)$$

Nach Multiplikation mit $(-1)^2$ erhalten wir

$$P_r = P_f \left[1 - \frac{2\beta}{(1+\beta)} \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{2\tau_L}\right)\right) \right]^2. \quad (7.78)$$

In Abbildung 7.4 ist die reflektierte Leistung aus 7.78 als Funktion der Zeit nach dem Einschalten der Hochfrequenz für verschiedene Koppelstärken β dargestellt. Bei $\beta = 0$

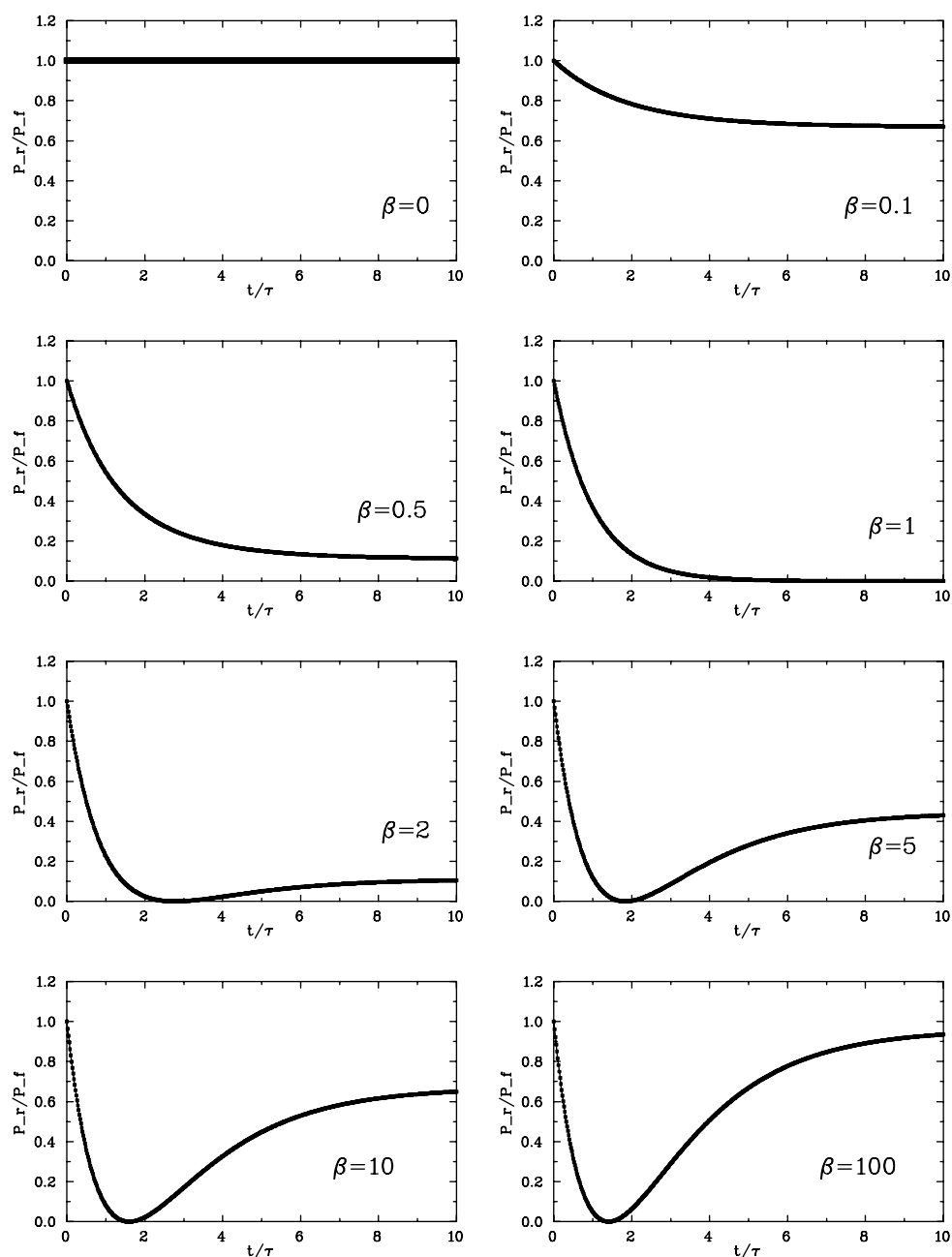


Fig. 7.4: Dargestellt ist die reflektierte Leistung P_r als Bruchteil der Vorwärtsleistung P_f als Funktion der Zeit nach dem Einschalten der Hochfrequenz für verschiedene Koppelstärken β .

wird alle Leistung wieder reflektiert. Steigt β an, geht die die reflektierte Leistung vom Maximalwert gegen einen Grenzwert, der umso kleiner ist, je näher β bei eins liegt. Bei $\beta = 1$ haben wir nach hinreichend langer Zeit keine reflektierte Leistung. Für $\beta > 1$ geht die reflektierte Leistung zunächst gegen null und zwar umso schneller, je größer β ist, um dann einem Grenzwert zuzustreben, der umso höher ist, je größer β ist. Für $\beta \rightarrow \infty$ wird

dieser Grenzwert so groß wie die Vorwärtsleistung.

7.6 Verwendung von Rechteckimpulsen

In der Realität verwendet man zum Messen im Allgemeinen Rechteckimpulse, die so lange sind, dass sich der Resonator im Gleichgewicht befindet, z.B. 5 bis 10 mal so lange wie τ_L . Mit dem scharfen Ein- und Ausschalten der Hochfrequenz und dem Messen der reflektierten Leistung ist es möglich, die Koppelstärke einfach zu bestimmen. Die Abbildung 7.5 zeigt den Verlauf von transmittierter und reflektierter Leistung für drei unterschiedliche Koppelstärken bei Einkopplung eines Rechteckimpulses. Dabei ist die transmittierte Leistung P_t proportional zur gespeicherten Energie W . In dem Maße, wie die transmittierte Leistung zunimmt, sinkt die reflektierte Leistung. Der erste Peak und das Plateau der reflektierten Leistung ist gemäß 7.78 proportional zur Vorwärtsleistung P_f . Der zweite Peak von P_r ist gemäß 7.70 proportional zu P_e . Wir können nun z.B. die beiden Leistungen P_r und P_f der Plateauwerte bestimmen und 7.65 für den Gleichgewichtsfall anwenden. Ob der Resonator unter- oder überkoppelt ist, kann an der Form der reflektierten Leistung erkannt werden. Wir können auch 7.71 verwenden und messen die Peakhöhe von P_r beim Ein- und Ausschalten. Mit dem oben Gesagten kann die Koppelstärke bestimmt werden:

$$\beta = \frac{1}{2\sqrt{\frac{P_{1,Peak}}{P_{2,Peak}} - 1}} \quad (7.79)$$

Dabei kommt es nur auf das Verhältnis der Leistungen an. In diesem Falle ist nicht einmal eine Kalibrierung auf die Absolutleistungen notwendig. Wichtig ist, dass die Pulslänge wesentlich länger ist, als die Zeitkonstante des zerfallenden Feldes τ_L , so dass der Resonator den Gleichgewichtszustand erreichen kann. Es soll noch erwähnt werden, dass die nach dem Ausschalten aus dem Koppler strömende Leistung P_e höher sein kann als die ursprünglichen Vorwärtsleistung P_f .

7.7 Bestimmung der externen Güte Q_e

Es soll nun ein Verfahren vorgestellt werden, dass es gestattet, relativ einfach die externe Güte Q_e von normal- und supraleitenden Resonatoren zu bestimmen. Dies ist wichtig, um z.B. neue Koppler zu testen. Da die Methode auch für normaleitende Resonatoren funktioniert, können z.B. neue Koppler-Prototypen an Kupfermodellen vermessen oder die externe Güte für den Kalttest einer supraleitenden Kavität eingestellt werden.

Für die Messung wird vom Gleichgewichtsfall ausgegangen, d.h. die gespeicherte Energie im Resonator ist konstant und gleich W_0 . Es wird angenommen, dass die dissipierte Leistung P_c wesentlich größer als die transmittierte Leistung P_t ist. Damit folgt für die

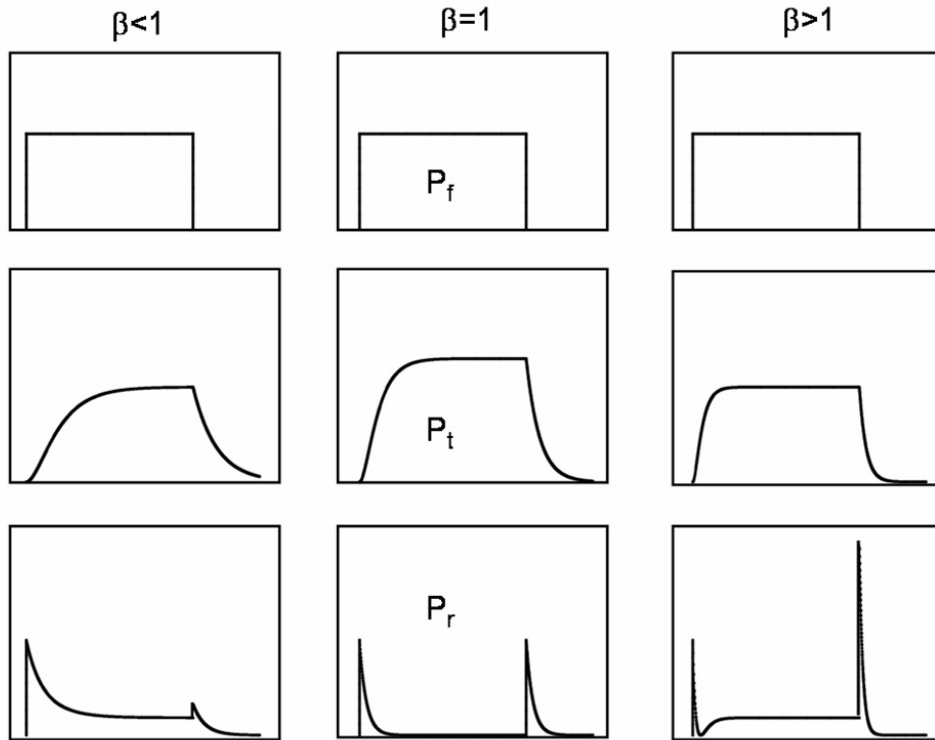


Fig. 7.5: Dargestellt ist der Verlauf von transmittierter und reflektierter Leistung bei Einkopplung eines Rechteckimpulses für verschiedene Kopplungsstärken β .

externe Güte Q_t des Auskopplers

$$Q_t \gg Q_0 . \quad (7.80)$$

Der Auskoppler kann bei der Bestimmung der externen Güte des Einkopplers dann vernachlässigt werden. Unter Verwendung von 7.13 und 7.80 gilt dann in sehr guter Näherung

$$Q_0 = Q_L(1 + \beta_e) . \quad (7.81)$$

β_e kann über 7.65 oder über 7.71 bestimmt werden. Q_L lässt sich direkt messen. Damit ergibt sich für die externe Güte des Einkopplers:

$$Q_e = \frac{Q_0}{\beta_e} = Q_L \left(\frac{1 + \beta_e}{\beta_e} \right) = Q_L \left(\frac{1 + \left(\frac{1 \pm |S_{11}|}{1 \mp |S_{11}|} \right)}{\frac{1 \pm |S_{11}|}{1 \mp |S_{11}|}} \right) \quad (7.82)$$

Natürlich lässt sich auch die externe Güte des Auskopplers Q_t bestimmen. Es gilt:

$$Q_t = \frac{\omega W}{P_t} = \frac{\omega W}{P_c} \frac{P_c}{P_t} = Q_0 \frac{P_c}{P_t} \quad (7.83)$$

Für die Verlustleistung P_c im Resonator gilt

$$P_c = P_f - P_r - \underbrace{P_t}_{\approx 0} \approx P_f - P_r. \quad (7.84)$$

Wir erhalten dann für die externe Güte des Auskopplers

$$Q_t = Q_0 \cdot \frac{P_f - P_r}{P_t} = Q_0 \left(\frac{1 - P_r/P_f}{P_t/P_f} \right) \quad (7.85)$$

und schließlich

$$Q_t = Q_0 \left(\frac{1 - |S_{11}|^2}{|S_{21}|^2} \right) = Q_L(1 + \beta_e) \left(\frac{1 - |S_{11}|^2}{|S_{21}|^2} \right). \quad (7.86)$$

Falls die Leistung, die aus dem Auskoppler strömt, nicht zu vernachlässigen ist, gilt entsprechend:

$$P_c = P_f - P_r - P_t \quad (7.87)$$

$$Q_t = Q_0 \cdot \frac{P_f - P_r - P_t}{P_t} = Q_0 \left(\frac{1 - P_r/P_f - P_t/P_f}{P_t/P_f} \right) \quad (7.88)$$

$$Q_t = Q_0 \left(\frac{1 - |S_{11}|^2 - |S_{21}|^2}{|S_{21}|^2} \right) = Q_L(1 + \beta_e) \left(\frac{1 - |S_{11}|^2 - |S_{21}|^2}{|S_{21}|^2} \right) \quad (7.89)$$

Die Abbildung 7.6 zeigt die externe Güte des 300 MHz CH-Modells mit Kapazitiver Einkopplung. Dabei wurde die Güte in Reflexion (Gl. 7.82) und bei schwacher Ankopplung in Transmission (Gl. 7.89) [86] gemessen. Bei der Messung in Transmission wurde der Einkoppler mit dem Auskoppler vertauscht, weil bei extrem schwacher Ankopplung fast die gesamte Leistung reflektiert wird und S_{11} dann praktisch nicht zu messen ist. Man misst dann die externe Güte der Auskopplung, die aber im Normalfall die Einkopplung ist. Zusätzlich wurde die externe Güte mit den in Kapitel 6.3 vorgestellten Methoden berechnet. Da die externe Güte umgekehrt proportional zum Quadrat der elektrischen Feldstärke am Ort des Kopplers ist, spiegelt der Verlauf der Güte den Feldverlauf wider. Dies ist deutlich an Abbildung 7.6 zu erkennen. Für Kopplerpositionen $x \leq 0$ mm ergibt sich in der logarithmischen Darstellung ein linearer Verlauf, weil das Feld im Koppler aufgrund der Cutoff-Frequenz exponentiell absinkt. Für Werte, bei denen der Koppler über die Rippe in den Innenraum des Resonators hineinragt, ist die Änderung der Güte weniger stark, weil das elektrische Feld in erster Näherung umgekehrt proportional vom Driftrohrabstand abimmt. Die Abbildung 7.7 zeigt die externe Güte des selben Resonators bei induktiver Einkopplung als Funktion des Schleifenwinkels. Auffällig ist, dass die externe Güte bei einem Winkel von 0° nicht gegen unendlich geht, wie es nach 6.19 zu erwarten wäre. Da die Schleife auch kapazitiv wirkende Anteile besitzt, bleibt die externe Güte endlich.

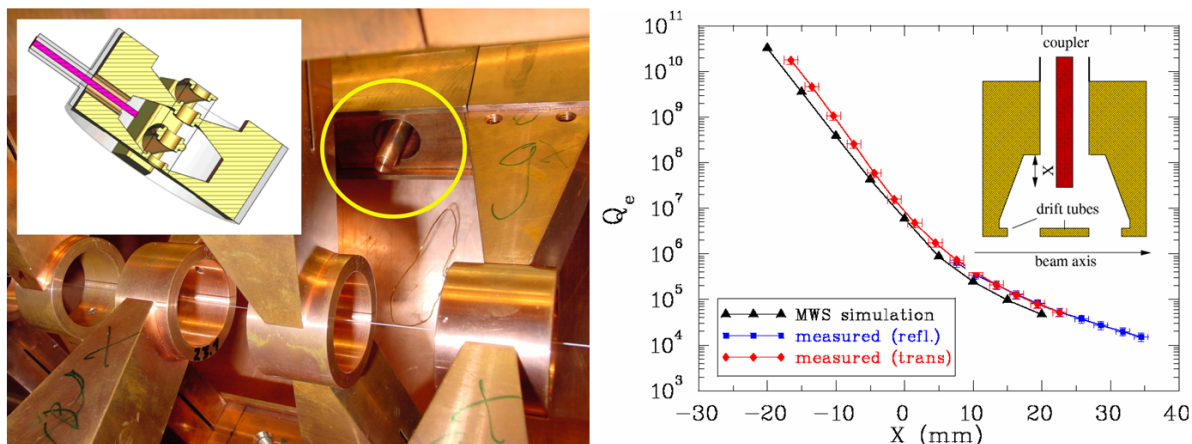


Fig. 7.6: Links: Position des kapazitiven Kopplers. Rechts: Messung der externen Güte Q_e des 300 MHz CH-Modells mit kapazitiver Kopplung als Funktion der Kopplerstellung. Zusätzlich wurde die externe Güte durch Simulationen bestimmt [86]. Ein positiver x-Wert bedeutet, dass der Koppler aus der Rippe in den Resonator hineinragt.

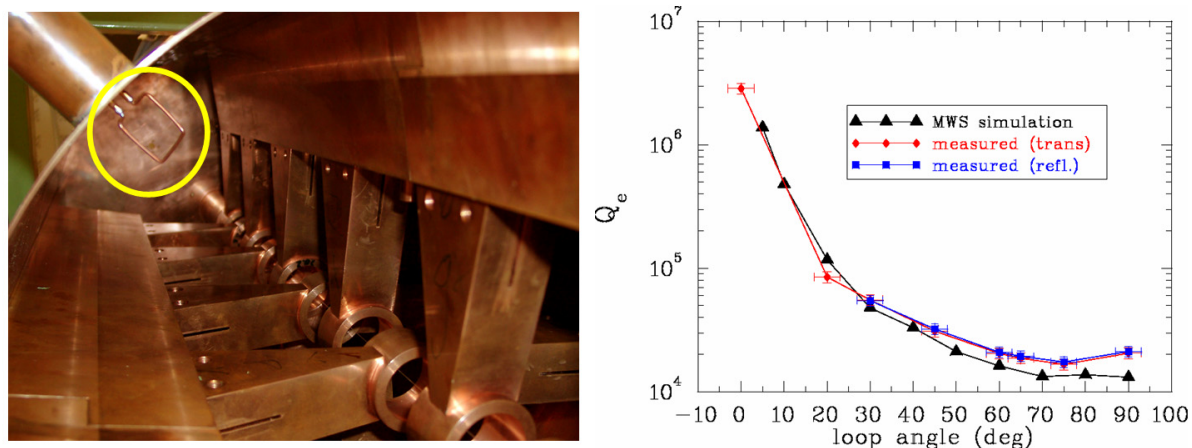


Fig. 7.7: Links: Position der Einkopplerschleife. Rechts: Messung der externen Güte Q_e des 300 MHz CH-Modells mit induktiver Kopplung als Funktion der Schleifenstellung. Zusätzlich wurde die externe Güte durch Simulationen bestimmt. Ein Winkel von 90 grad bedeutet, dass der magnetische Fluss die Schleife senkrecht durchdringt.

7.8 Messung von Q_0 gegen E_a

Die wichtigste Messung supraleitender Resonatoren besteht in der Messung der intrinsischen Güte Q_0 gegen das elektrische Beschleunigungsfeld E_a . Treten nur Ohmsche Verluste auf, sollte die Güte konstant bleiben. Wäre dies der Fall, würde es ausreichen, die int-

rinsische Güte über den exponentiellen Abfall des gespeicherten Energie auch bei hohen Feldpegeln zu bestimmen. Tatsächlich nimmt die Güte aber oberhalb einer bestimmten Feldstärke ab. Da die Güte dann eine Funktion des Feldpegels ist, ergibt sich kein exponentieller Abfall mit konstantem Exponenten. Vielmehr ist der Exponent pegelabhängig und sinkt betragsmäßig mit kleiner werdendem Pegel (s. Abb. 7.8).

Die Messung der Q_0 - E_a -Kurve beschreibt die Performance eines supraleitenden Reso-

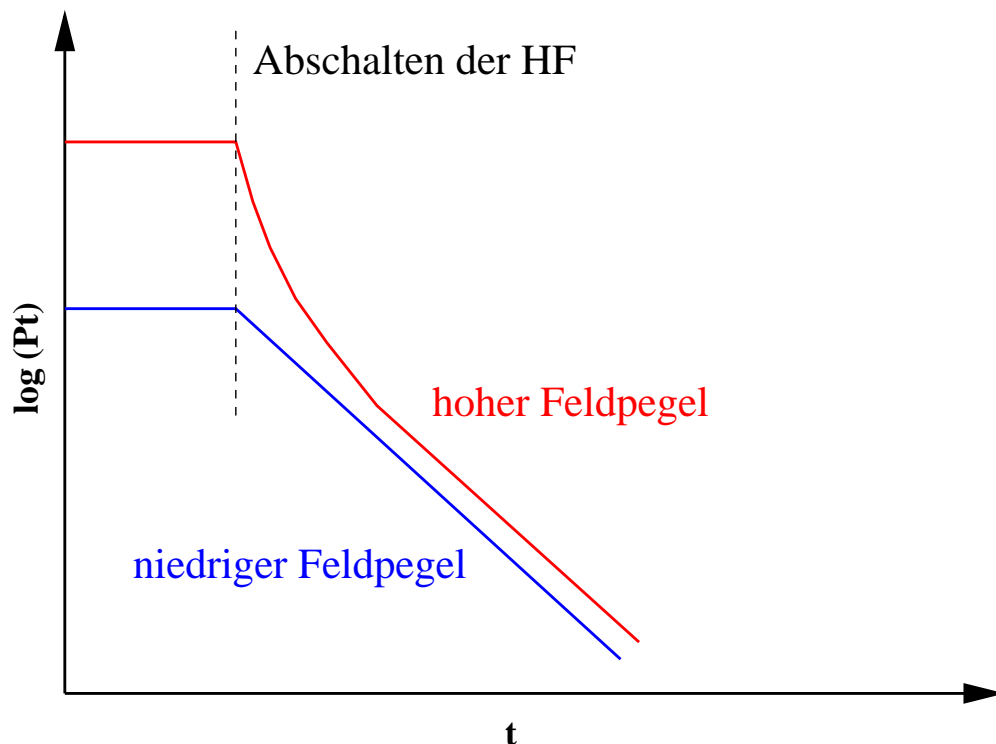


Fig. 7.8: Nach dem Abschalten der Hochfrequenz sinkt die gespeicherte Energie im Resonator, die proportional zur transmittierten Leistung ist. Um die Zerfallszeit τ_L genau bestimmen zu können, darf der Feldpegel nicht zu hoch sein, weil die Güte sonst eine Funktion der Zeit bzw. des Feldpegels ist, was zu Abweichungen vom exponentiellen Abfall führt.

nators. Sie hängt neben der Geometrie auch von der Qualität der Oberflächen und dem Fertigungsprozess ab.

Wenn man beim Test eines supraleitenden Resonators durch die zu Verfügung stehende Hochfrequenzleistung des Generators beschränkt ist, stellt man die Kopplungsstärke derart ein, dass man bei kleinen Feldpegeln stark einkoppelt. Die Kopplungsstärke beträgt dabei typischerweise $\beta \approx 2 - 5$, wobei der Fehler der gemessenen Kopplung umso größer wird, je weiter man von kritischer Kopplung entfernt ist. Die externe Güte hängt nicht von der Performance des Resonators ab. Diese ist eine geometrische Größe, die durch Lage

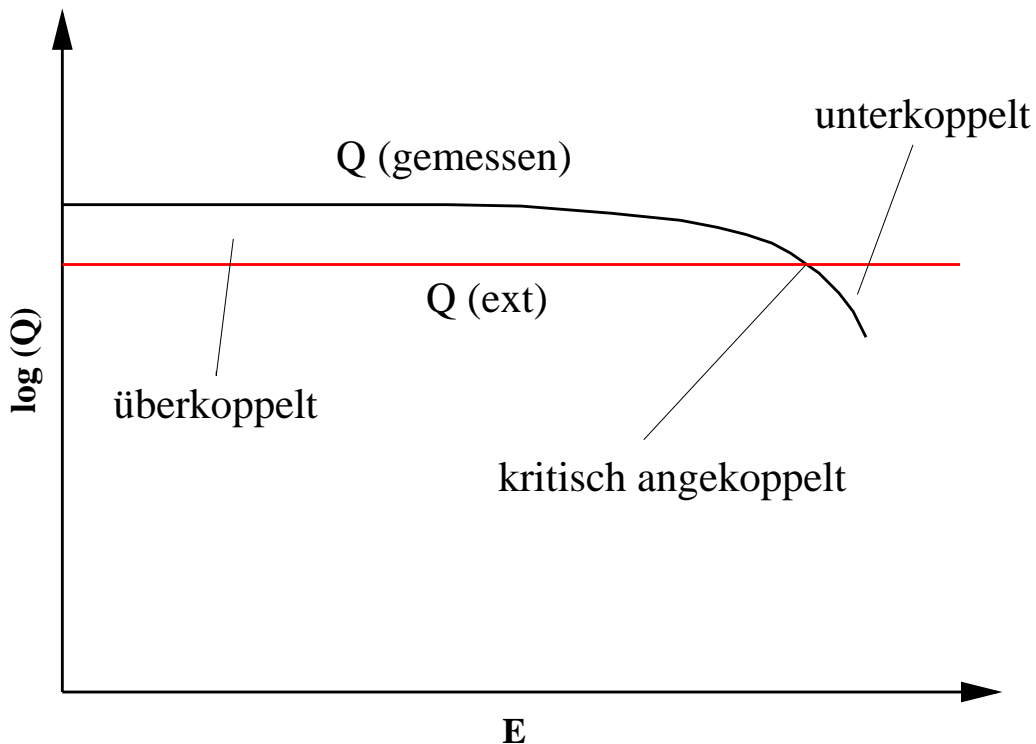


Fig. 7.9: Je nach intrinsischer Güte Q_0 liegen bei der Messung der Q - E -Kurve verschiedene Kopplungsstärken vor.

und Geometrie des Kopplers gegeben ist. Die intrinsische Güte dagegen hängt neben den geometrischen Formen auch stark von der Temperatur und den Oberflächeneigenschaften des Wandmaterials (Oberflächen- und Restwiderstand) sowie vom Auftreten anomaler Verluste wie Feldemission ab. Die Folge ist, dass die intrinsische Güte auch bei kleinen Feldern nur abgeschätzt werden kann. Das Problem ist nun, dass bei kleinen Feldern die externe Güte deutlich kleiner sein sollte als die intrinsische Güte. Dies hat dann zur Folge, dass bei kleinen Vorwärtsleistungen P_f relativ viel Leistung reflektiert wird. Bei höheren Leistungen sinkt aber im Allgemeinen die intrinsische Güte z.B. durch Feldemission und nähert sich der externen Güte an. Bei einem bestimmten Leistungs- bzw. Feldpegel liegt kritische Ankopplung vor. In diesem Fall gelangt praktisch die gesamte Vorwärtsleistung in den Resonator. Würde man bei kleinen Feldpegeln kritisch ankoppeln, könnte es vorkommen, dass die Generatorleistung nicht ausreicht, um die Summe aus reflektierter Leistung und der Leistung, die zum Aufbau des gewünschten Feldpegels benötigt wird, aufzubringen. Die Abbildung 7.9 zeigt den typischen Verlauf der intrinsischen Güte als Funktion des Feldpegels und die konstante externe Güte.

Für die Bestimmung der Q - E -Kurve ist die Messung von f , τ_L bei kleinen Pegeln, P_f , P_r

und P_t notwendig. Zunächst muss die Zerfallszeit des belasteten Resonators τ_L bei kleinen Feldpegeln gemessen werden. Am einfachsten wird der Resonator gepulst betrieben und das Pickup-Signal mit einem Oszilloskop dargestellt. Aus dem exponentiellen Abfall der gespeicherten Energie bzw. der Spannung lässt sich mittels

$$W(t) = W(0) \exp\left(-\frac{t}{\tau_L}\right) \quad (7.90)$$

$$U(t) = U(0) \exp\left(-\frac{t}{2\tau_L}\right) \quad (7.91)$$

die Zeitkonstante τ_L messen. Über

$$Q_L = \omega\tau_L \quad (7.92)$$

ergibt sich sofort die belastete Güte Q_L . Der nächste Schritt besteht in der Bestimmung der Kopplungsstärke β . Dafür gibt es drei verschiedene Methoden, die jeweils mehrfach durchgeführt werden. Am Schluss findet eine Mittelung statt, um den Fehler zu reduzieren. Bei der ersten Methode wird das Verhältnis von reflektierter Leistung P_r zu Vorwärtsleistung P_f im Dauerstrichbetrieb gemessen. Die Leistungen werden mit empfindlichen Leistungsmessern gemessen, wobei aber das Messsystem kalibriert sein muss (s.u.). Für die Kopplungsstärke gilt

$$\beta = \frac{1 \pm \sqrt{\frac{P_r}{P_f}}}{1 \mp \sqrt{\frac{P_r}{P_f}}} \quad (7.93)$$

Bei der zweiten und dritten Methode wird der Resonator gepulst betrieben. Hinreichend lange Rechteckpulse werden als Vorlaufleistung zum Resonator geschickt. Es ergibt sich das typische Verhalten der reflektierten Leistung abhängig von der Kopplungsstärke. Die Höhe des ersten Peaks der Reflexion ist proportional zur Vorwärtsleistung bzw. zu deren Wurzel. Der Wert des Signals im Gleichgewicht (hinreichend lange Pulse) ist ein Maß für die Reflexion im Gleichgewicht. Da das Oszilloskop Spannungen misst, ergibt sich für die Kopplungsstärke

$$\beta = \frac{1 \pm \frac{U_r}{U_f}}{1 \mp \frac{U_r}{U_f}} \quad (7.94)$$

Dabei ist U_f die Spannung des Einschaltpeaks und U_r die Spannung im Gleichgewicht. Die dritte Methode vergleicht die Höhe des Einschalt- und des Ausschaltpeaks:

$$\beta = \frac{1}{2\sqrt{\frac{P_f}{P_e}} - 1} = \frac{1}{2\frac{U_f}{U_e} - 1} \quad (7.95)$$

Bei den letztgenannten Methoden sind keine Kalibrierungen der Kabeldämpfungen notwendig, da die Leistungsverhältnisse am gleichen Ort bestimmt werden. Mit Hilfe von

$$Q_0 = Q_L(1 + \beta) \quad (7.96)$$

Kapitel 7. Hochfrequenzmessungen an supraleitenden Resonatoren

kann die intrinsische Güte bei kleinen Leistungspegeln bestimmt werden.

Die Spannung im Resonator U_a bzw. der Feldgradient E_a sind proportional zur transmittierten Leistung

$$U_a = B\sqrt{P_t} \quad (7.97)$$

Die Proportionalitätskonstante B ist eine zunächst noch unbekannte Größe, die bei kleinen Leistungspegeln bestimmt werden muss. Wegen

$$R_a = \frac{U_a^2}{P_c} \quad (7.98)$$

folgt

$$U_a = \sqrt{R_a P_c} = B\sqrt{P_t} \quad (7.99)$$

und

$$B = \sqrt{\frac{R_a P_c^{low}}{P_t^{low}}} = \sqrt{\left(\frac{R_a}{Q_0}\right) Q_0^{low} \frac{(P_f^{low} - P_r^{low} - P_t^{low})}{P_t^{low}}} \quad (7.100)$$

Die Größe R_a/Q_0 wurde durch Simulationen gewonnen und ist als reine Geometriegröße immer konstant. Q_0^{low} ist die intrinsische Güte bei kleinen Pegeln und P_f^{low} , P_r^{low} sowie P_t^{low} die gemessenen und kalibrierten Leistungen. Die Spannung des Resonators kann jetzt einfach durch Messung von P_t bestimmt werden, wobei der Zusammenhang 7.97 unabhängig vom Pegel gültig ist. Im nächsten Schritt wird die pegelabhängige unbelastete Güte $Q_0(E)$ bestimmt. Aus 7.97 und 7.98 folgt:

$$Q_0^{high} = \frac{U_a^2}{\left(\frac{R_a}{Q_0}\right) P_c} = \frac{B^2 P_t^{high}}{\left(\frac{R_a}{Q_0}\right) (P_f^{low} - P_r^{low} - P_t^{low})} \quad (7.101)$$

Mittels 7.100 kann dies auch geschrieben werden als:

$$Q_0^{high} = Q_0^{low} \left(\frac{P_f^{low} - P_r^{low} - P_t^{low}}{P_f^{high} - P_r^{high} - P_t^{high}} \right) \left(\frac{P_t^{high}}{P_t^{low}} \right) \quad (7.102)$$

Entscheidend ist dabei, dass die Zerfallszeit des belasteten Resonators τ_L nicht mehr auftaucht. Die Bestimmung der Konstanten B bzw. der Güte bei kleinen Pegeln entspricht somit einer Kalibrierung bei kleinen Feldern. Damit haben wir alle Informationen, um die Q - E -Kurve aufzunehmen. Der elektrische Feldgradient wird direkt über die transmittierte Leistung gemessen. Natürlich läßt sich die Güte auch gegen das axiale elektrische Feld E_0 , das elektrische oder das magnetische Peakfeld auftragen, sofern die jeweiligen Proportionalitätskonstanten bekannt sind.

7.9 Konditionierung der supraleitenden CH-Struktur

Es wurde entschieden, vor dem ersten Kalttest die supraleitende CH-Kavität mittels Hochfrequenz bei Raumtemperatur zu konditionieren. Konditionieren führt in der Regel zu einer höheren Reinheit der Oberflächen. Dies ist besonders im Hinblick auf Multipactoring wichtig, das durch Oberflächenkontaminationen begünstigt wird (Kap. 8.2). Für das Konditionieren wurde ein 2 kW-Hochfrequenzverstärker verwendet. Um optimal konditionieren zu können, wurde die Kavität kritisch mit einer Schleife angekoppelt. Es wurden bis zu 300 W im Dauerstrich- und bis zu 2 kW im Pulsbetrieb eingekoppelt. Höhere

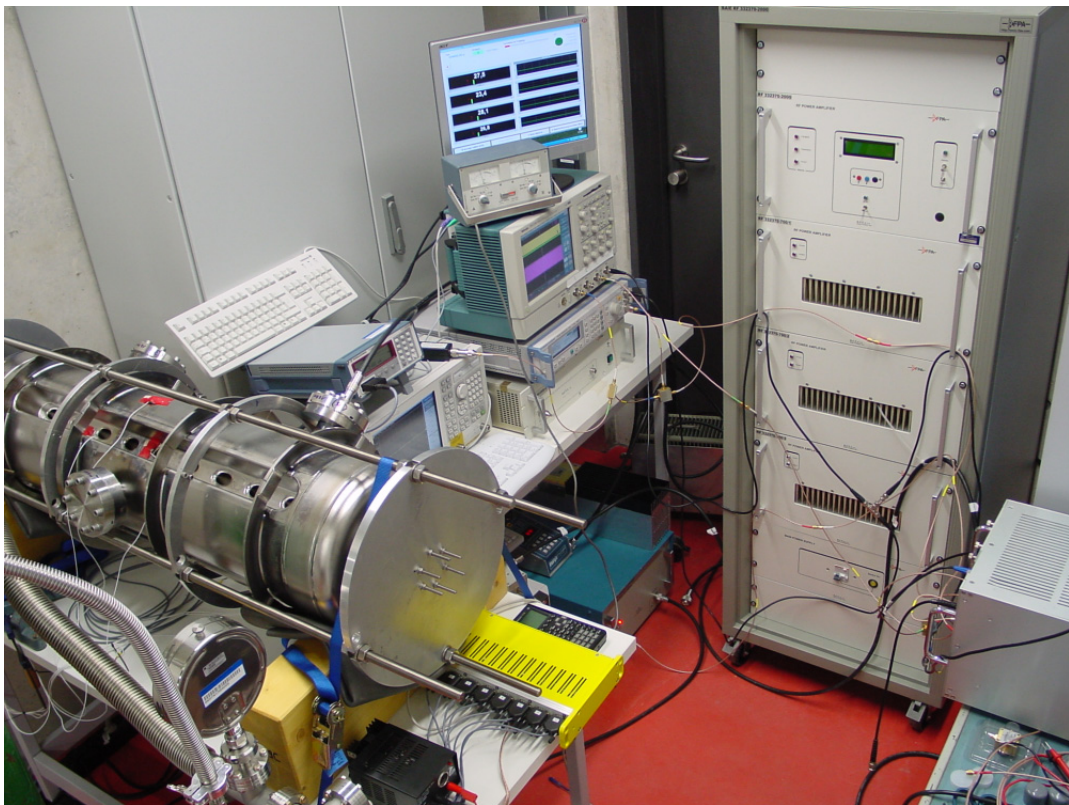


Fig. 7.10: Experimenteller Aufbau zur Konditionierung der CH-Kavität bei Raumtemperatur. Die Kavität wurde kritisch angekoppelt und bei einem Tastverhältnis von 100% 300 W eingekoppelt, bei Pulsbetrieb bis zu 2 kW.

Leistungen im Dauerstrichbetrieb wurden vermieden, um die Kavität, die natürlich ohne Wasserkühlung ausgestattet ist, nicht über 70 Grad zu erwärmen. Die Abbildung 7.10 zeigt den experimentellen Aufbau zum Konditionieren. Temperatursensoren waren an verschiedenen Stellen angebracht. Dabei erhöhte sich die Temperatur besonders an den Stellen, an denen die Stromdichten am größten sind (Abb. 7.11). Erwartungsgemäß sind

das die Enden der Stützen.

Mit einem R_a/Q_0 -Wert von 3180Ω und einer unbelasteten Güte von 4000 ergab sich eine Gesamtresonatorspannung bei 2 kW von etwa 160 kV. Bei einer Leistung von etwa 1.3 kW bzw. einer Spannung von 130 kV zeigte sich erstmals schwach ausgeprägtes Multipacting. Diese Schwelle konnte auch bei den Kalttests wieder gefunden werden, allerdings bei wesentlich kleineren Leistungspegeln von etwa 10 mW (Kap 8.2). Der Konditionierungseffekt konnte am Druck beobachtet werden. Nach dem Konditionieren lag der Druck bei $2 \cdot 10^{-8}$ hPa, während er vorher $6 \cdot 10^{-8}$ hPa betrug [87].

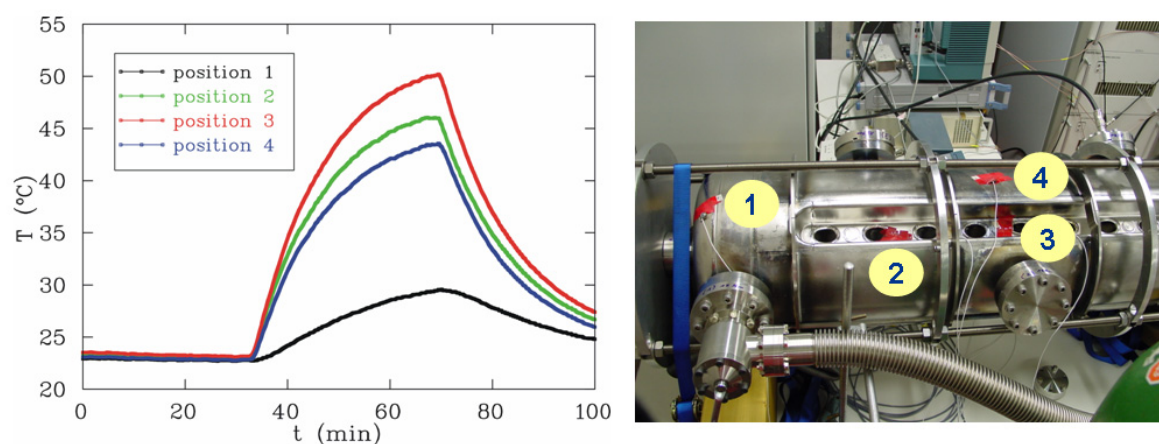


Fig. 7.11: Während der Konditionierung wurde die Temperatur an verschiedenen Positionen gemessen. Je nach Stromdichte ergaben sich lokal verschiedene Temperaturen.

7.10 Kalttest der supraleitenden CH-Struktur

In diesem Kapitel werden die Kaltmessungen der supraleitenden CH-Struktur und deren Ergebnisse vorgestellt. Zum Testen supraleitender Kavitäten ist eine aufwendige Infrastruktur notwendig, wobei die Abbildung 7.12 die wesentlichen Teile davon zeigt. Der Resonator mit allen Diagnosegeräten wird in einen 3 m hohen Weithalskryostaten eingebracht (Abb. 7.13) und mit flüssigem Stickstoff auf eine Temperatur von 77 K abgekühlt. Insgesamt acht äquidistant angebrachte Temperatursensoren messen die Temperatur während des Abkühlens. Es muss darauf geachtet werden, dass die Temperaturdifferenzen im Resonator nicht zu groß werden, um hohe Materialspannungen und gegebenenfalls Beschädigungen zu verhindern. Die Abbildung 7.14 zeigt den Temperaturverlauf an verschiedenen Stellen des Resonators während des Abkühlens mit Stickstoff und Helium. Durch äußeren Druck wird der flüssige Stickstoff aus dem Kryostaten wieder heraus-

7.10. Kalttest der supraleitenden CH-Struktur

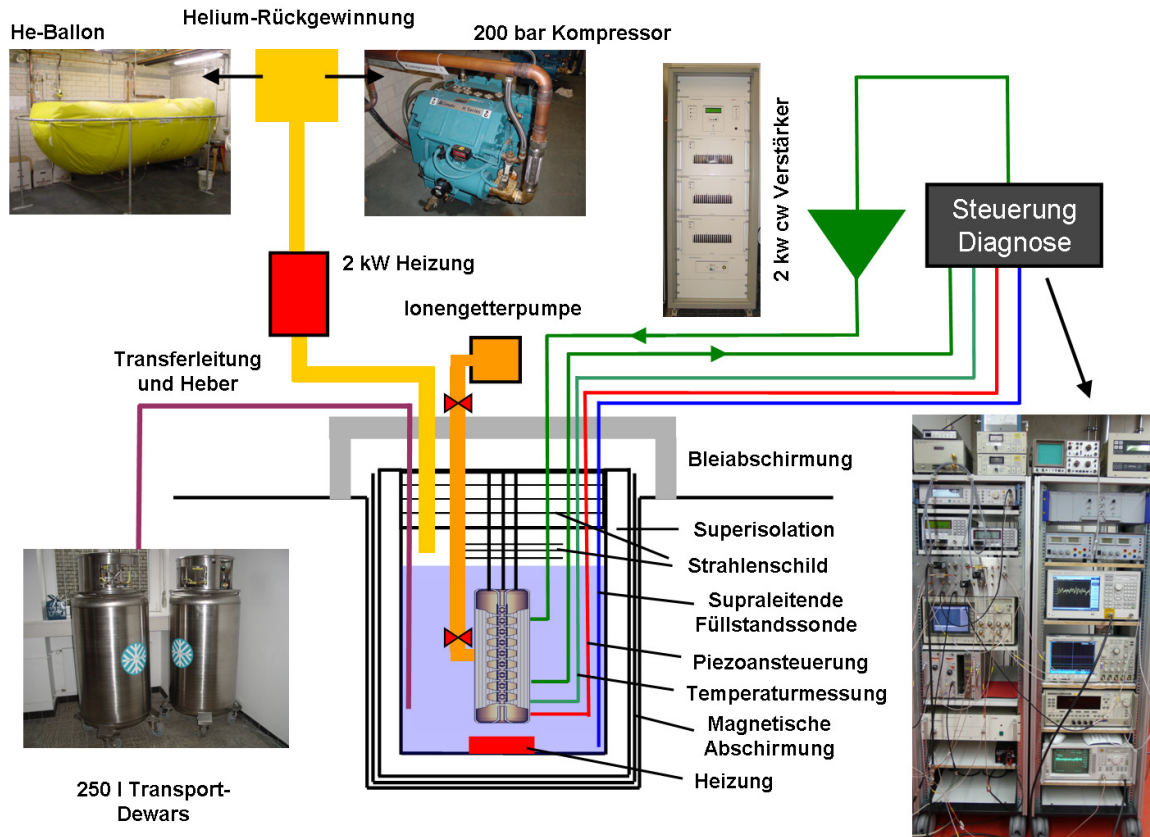


Fig. 7.12: Schematische Darstellung der Infrastruktur, die zum Test der supraleitenden CH-Kavität benötigt wird.

gedrückt. Die letzten 10 cm Füllhöhe werden mit am Boden befindlichen Heizelementen verdampft. Temperatursensoren messen, wenn der gesamte Stickstoff verdampft ist. Bevor mit dem weiteren Herunterkühlen mit Helium begonnen werden kann, muss der Kryostat mehrfach abgepumpt und mit reinem Heliumgas geflutet werden. Dies ist notwendig, weil das flüssige Helium zurückgewonnen wird. Das Helium sollte aber eine Reinheit von etwa 99% aufweisen. Um dies zu gewährleisten, wird ein Sensor verwendet, der die Wärmeleitfähigkeit des zurückgewonnenen Gases misst.

Bis zu 50% des flüssigen Heliums verdampfen beim Befüllen des Kryostaten. Das Heliumgas verlässt den Kryostat bei etwa 4.5 K. Damit die Gaszähler und die Leitungen nicht einfrieren, wird das Gas mit einem 2 kW Wärmetauscher erwärmt. Das Gas wird dann in zwei 12 m³ fassenden Ballons gesammelt und dann mittels zwei 15 kW-Kompressoren auf 200 bar komprimiert und in Flaschen abgefüllt.

Während des Abkühlens ändern sich alle temperaturabhängigen Parameter. Im normalleitenden Bereich ($T > 9.2 \text{ K}$) sinkt der Oberflächenwiderstand und entsprechend steigt die Güte an. Sobald Teile des Resonators supraleitend werden, steigt die Güte stark an.

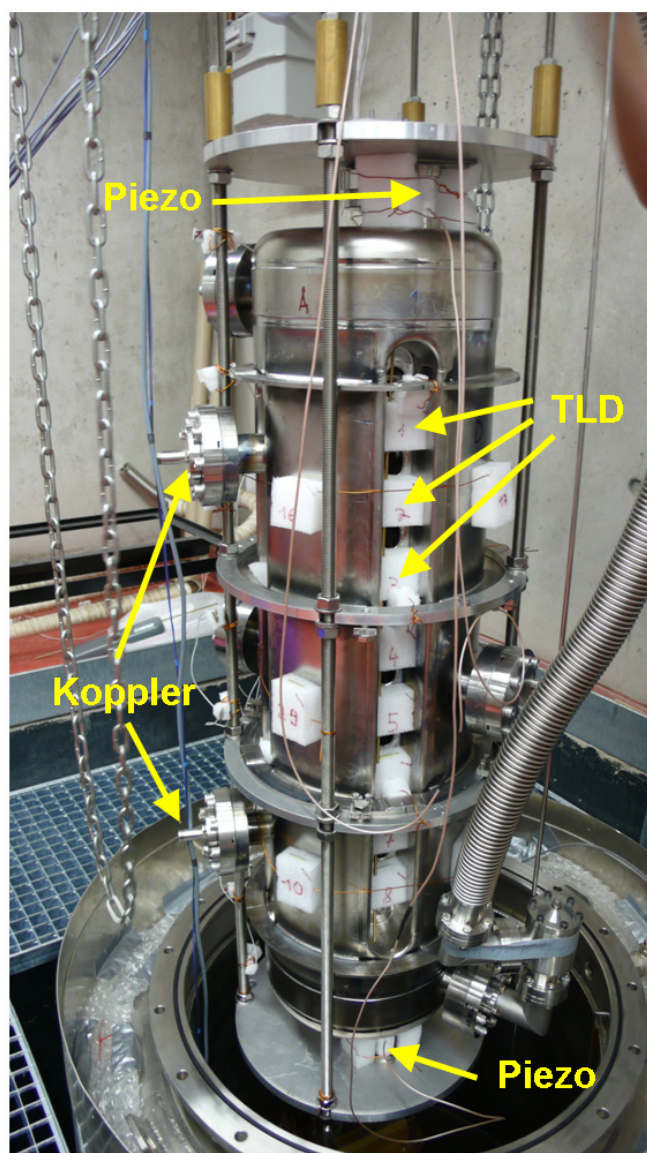


Fig. 7.13: Die supraleitende CH-Struktur während der Vorbereitungen zu einem Kalttest.

Die Abbildung 7.15 zeigt die gemessene Güte als Funktion der mittleren Temperatur des Resonators. Deutlich ist der Knick der Gütekurve zu sehen, bei der Supraleitung einsetzt. Dies tritt bei Temperaturen deutlich oberhalb der kritischen Temperatur von Niob auf, weil die angegebene Temperatur der Mittelwert aus den acht Sensoren ist. Die Güte wurde während des Abkühlens mittels eines Netzwerkanalysators gemessen. Güten oberhalb von einigen 10^6 sind damit aber nicht messbar, deshalb endet die Kurve bei diesen Werten. Höhere Güten sind nur über den exponentiellen Abfall des Feldes zu messen. Die intrinsische Güte Q_0 ist abhängig vom Oberflächenwiderstand. Da dieser sich mit ab-

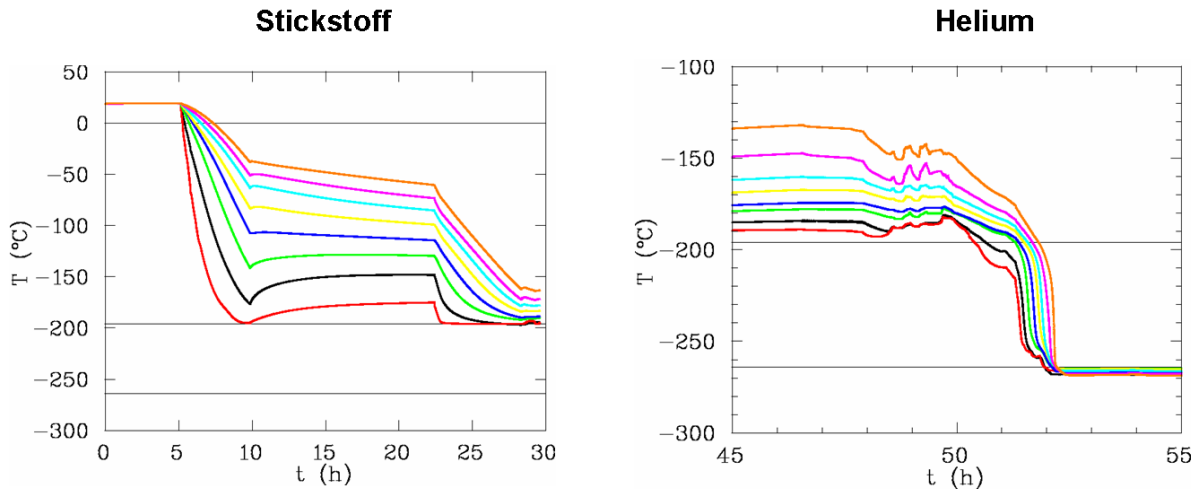


Fig. 7.14: Gemessene Temperaturen während des Abkühlens mit flüssigem Stickstoff (links) und Helium (rechts) während eines Kalttests der CH-Struktur. Die Temperatur wurde mit äquidistant entlang der vertikalen Achse angebrachten Temperatursensoren gemesse [78].

nehmender Temperatur verringert, steigt die Güte. Da die externe Güte konstant bleibt, ändert sich die Kopplungsstärke β und damit die transmittierte Leistung bzw. der S_{21} -Parameter. Die Abbildung 7.16 zeigt den gemessenen S_{21} -Parameter als Funktion der mittleren Resonatortemperatur. Deutlich ist der Anstieg während des Übergangs zur Supraleitung zu erkennen. Aufgrund der Temperaturabnahme schrumpft der Resonator in allen drei Dimensionen. Dadurch steigt die Resonanzfrequenz linear mit der Verkleinerung an. In der Abbildung 7.17 ist der gemessene und der theoretisch berechnete Verlauf der Frequenz bei Abkühlung von Raumtemperatur zu 4 K dargestellt. Die Temperatur von 4 K wurde als Referenzpunkt gewählt, weil bei kompletter Bedeckung des Resonators mit Helium die gemittelte Temperatur eindeutig bestimmt ist. Die Simulation geht von einer homogenen Änderung der Größe des Resonators in allen Richtungen aus. Die Abflachung der Simulation ergibt sich aus der Tatsache, dass der Ausdehnungskoeffizient mit sinkender Temperatur abnimmt. Für verschiedene Temperaturen wurde die Geometrie dann mit MicroWaveStudio berechnet. In den gemessenen Kurven zeigt sich ein deutliches Plateau. Vermutlich ist dies auf die Verwendung verschiedener Materialien mit unterschiedlichen Ausdehnungskoeffizienten der Einspannvorrichtung zurückzuführen. Der gemessene Anstieg der Frequenz betrug etwa 300 kHz. Dieser Effekt muss beim Design eines Resonators berücksichtigt oder von einem Tuner ausgeglichen werden.

Eine weitere wichtige Messung war die Bestimmung der Drucksensitivität df/dP des Resonators. Dabei wird die Änderung der Resonanzfrequenz gegen äußere Druckänderungen gemessen. Je größer die Druckdifferenz zwischen Außen- und Innenraum des ist, de-

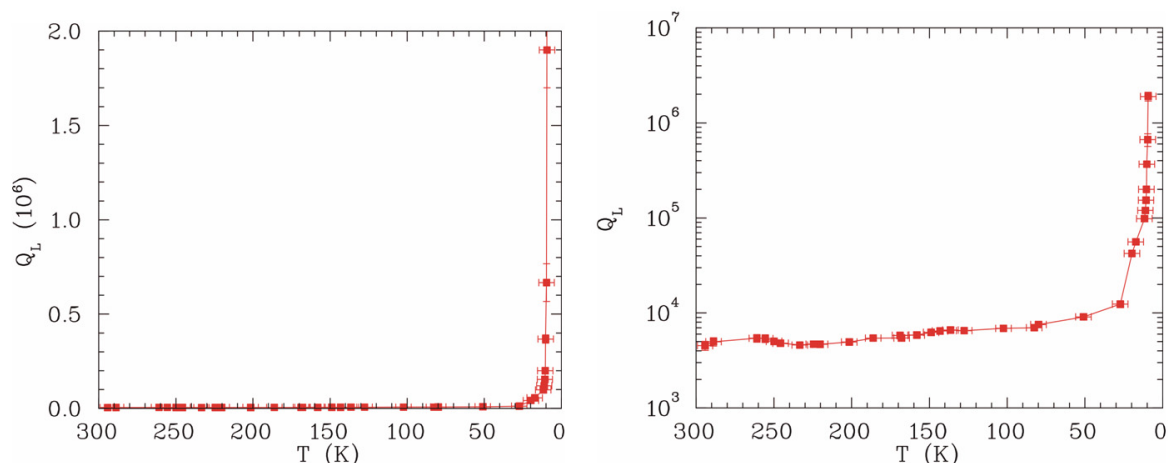


Fig. 7.15: Gemessene belastete Güte Q_L als Funktion der aus acht Sensoren gemittelten Temperatur. Entsprechend der Abbildung 7.14 besteht dabei große Temperaturspreizung von unten nach oben entlang der Kavität. Deutlich ist der Knick der Kurve bei lokal einsetzender Supraleitung zu erkennen. Die Güte wurde aus der Resonanzbreite mittels eines Netzwerkanalysators gemessen. Aufgrund der Bandbreite solcher Geräte kann die Güte nur bis zu Werten von ungefähr 10^6 gemessen werden.

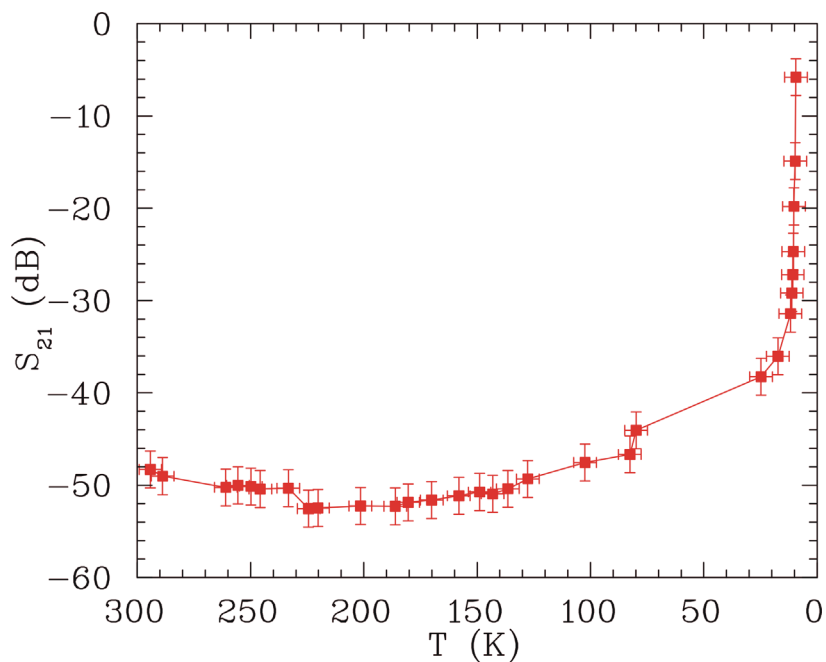


Fig. 7.16: Messung des S_{21} -Parameters als Funktion der gemittelten Temperatur des Resonators während des Abkühlens. Aufgrund der steigenden Güte ändert sich bei festgehaltener externer Güte die Kopplungsstärke β und damit die transmittierte Leistung.

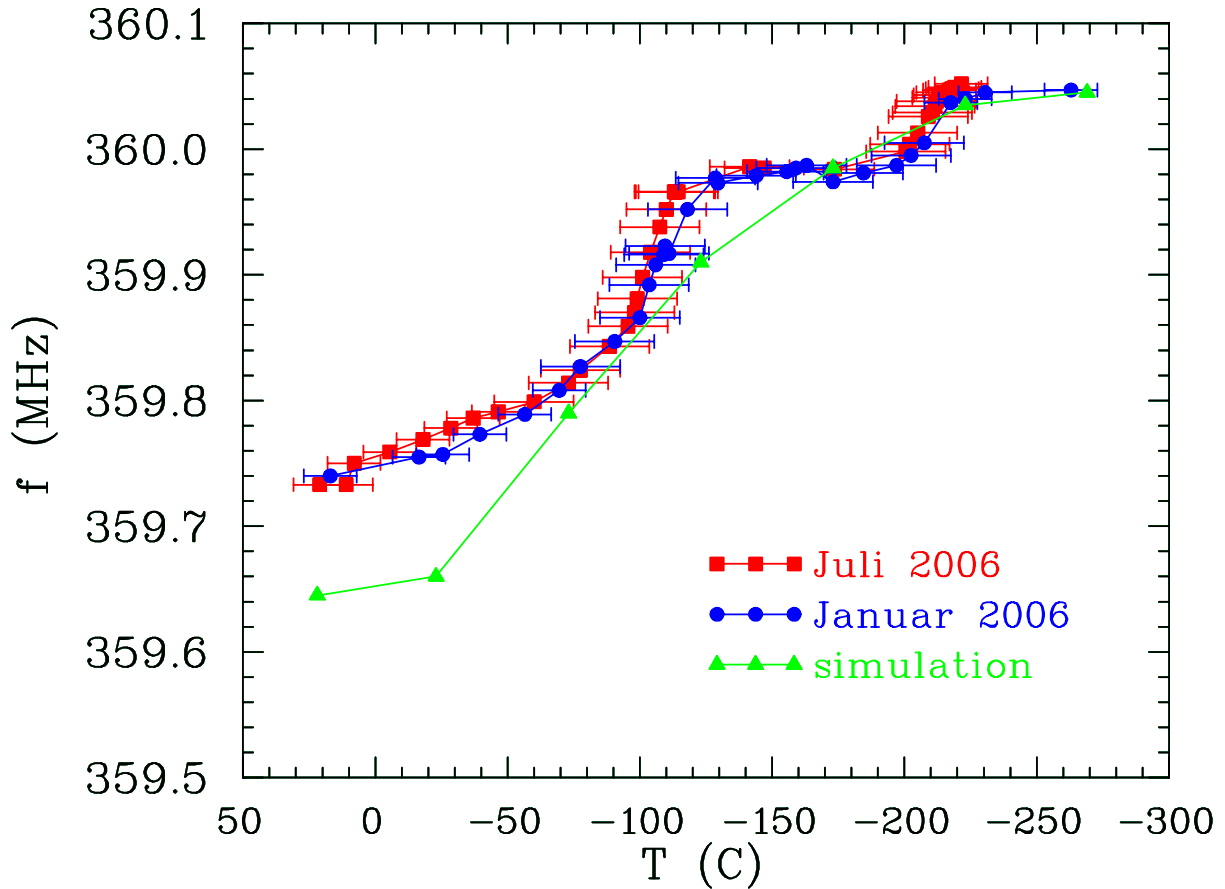


Fig. 7.17: Gemessene und berechnete Temperaturabhängigkeit der Frequenz der CH-Struktur beim Abkühlen von 300 K auf 4 K [78].

sto stärker wird der Resonator zusammengedrückt. Dies bewirkt eine Frequenzerhöhung. Während der Messung wurde der Druck im Kryostaten variiert und die Frequenz des Resonators gemessen. Die Abbildung 7.18 zeigt die Resonanzfrequenz als Funktion des Kryostatendrucks. Es ergab sich ein linearer Zusammenhang mit einer Sensitivität von 250 Hz/mbar bei einer konstanten Temperatur von 77 K. Dieser Wert hängt im wesentlichen vom verwendeten Resonatormaterial und geometrischen Eigenschaften wie Wandstärke usw. ab.

Die Felder in der Kavität können nur aufrecht erhalten werden, wenn die Generatorfrequenz mit der Resonanzfrequenz innerhalb der Bandbreite übereinstimmt. Aufgrund der extrem schmalen Resonanzkurve supraleitender Kavitäten, können Störungen (Lorentzkraftverstimmung, Microphonics) zu Frequenzabweichungen führen, die um Größenordnungen größer sind als die Resonatorbandbreite (Kap. 8.5 und 8.6). Deshalb wird ein Regelsystem benötigt, das dafür sorgt, dass die Frequenz der Kavität und des Generators innerhalb enger Grenzen übereinstimmt. Dieses Regelsystem wurde am IAP entwickelt und ist integraler Bestandteil des Messsystems, das in der Abbildung 7.19 schematisch

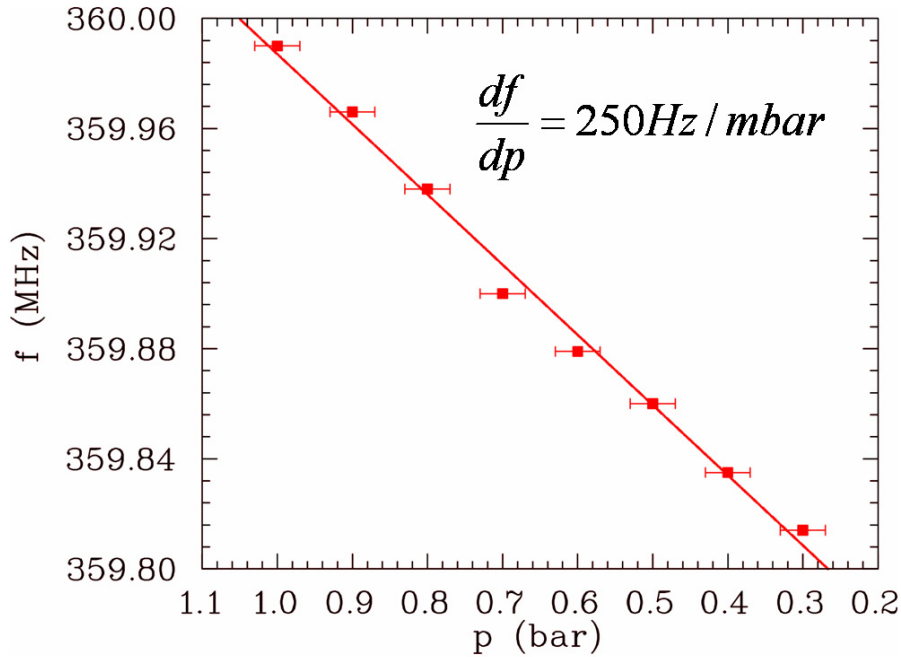


Fig. 7.18: Messung der Drucksensitivität df/dP durch Variation des Kryostatendrucks. Es ergab sich ein linearer Zusammenhang mit einer Sensitivität von -250 Hz/mbar [78].

dargestellt ist.

Das Referenzhochfrequenzsignal wird von einem Signalgenerator geliefert und in einem Verstärker verstärkt. Ein Zirkulator schützt den Verstärker vor zu viel reflektierter Leistung. In einem bidirektionalen Richtkoppler wird ein Teil des Vorlauf- und Rücklaufsignals ausgekoppelt (-40 dB) und mit Leistungsmessern die Vorwärts- und die Rückwärtsleistung gemessen. Das Vorlaufsignal gelangt nun an den Einkoppler. Je nach Kopplungsstärke wird dort ein bestimmter Bruchteil der Leistung reflektiert. Der andere Teil der Vorwärtsleistung gelangt in den Resonator und entspricht der eingekoppelten Leistung P_i . Dabei dient diese Leistung der Erhöhung des Feldpegels bzw. dem Ausgleich der Verluste im Resonator. Über einem Pickup wird nun ein kleiner Teil der Leistung aus dem Resonator ausgekoppelt. Mittels eines Leistungsteilers (3 dB) wird davon ein Teil abgetrennt. Dieses Signal kann wie die reflektierte Leistung mittels eines Oszilloskopes oder Spektral- oder Netzwerkanalysators beobachtet werden. Der Rest des transmittierten Signals wird wiederum in einem Leistungsteiler aufgetrennt. Ein Teil gelangt zu einem Leistungsmesser, der andere Teil gelangt zu einem Phasendetektor. Dieser ist in der Lage, die Phasendifferenz zweier Hochfrequenzsignale zu messen. Das eine Signal ist das

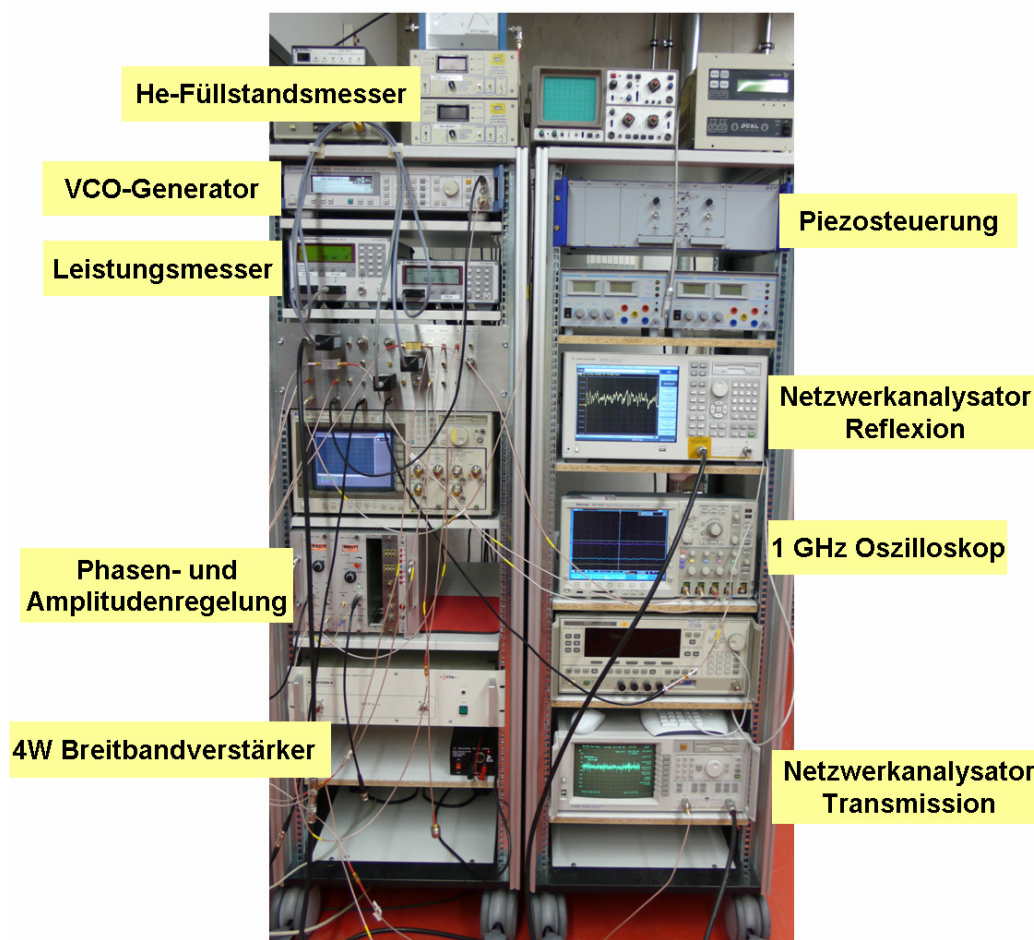


Fig. 7.20: Hochfrequenzsystem zur Messung der supraleitenden CH-Struktur.

Nachdem zunächst einige “Multipacting”-Schwellen (Kap. 8.2) konditioniert werden mussten, konnte mit den Hochfrequenzmessungen begonnen werden. Die Abbildung 7.21 zeigt die typischen Hochfrequenzsignale bei kleinen Feldpegeln. Das Oszilloskop misst Spannungen, also sind die Signale proportional zu den Wurzeln aus den jeweiligen Leistungen. Es werden Rechteckpulse zum Resonator geschickt (P_f). Entsprechend der eingestellten Kopplungsstärke wird das Einschwingverhalten des reflektierten Signals beobachtet. Aus dem exponentiellen Abfall des Feldes ergibt sich die Zeitkonstante τ_L . Aus $\tau_L = 50$ ms und $\omega = 2\pi \cdot 360$ MHz ergibt sich wiederum eine belastete Güte

$$Q_L = 1.13 \cdot 10^8.$$

Die Kopplungsstärke β wurde entsprechend den Ausführungen von Kapitel 7.3 bis 7.8 zu

$$\beta = 4$$

7.10. Kalttest der supraleitenden CH-Struktur

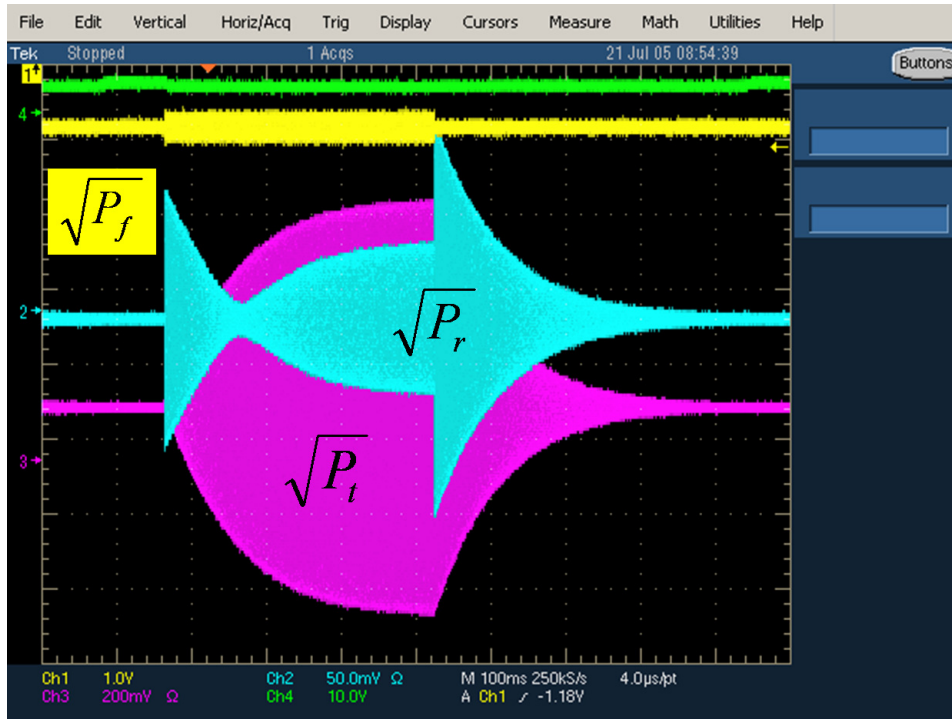


Fig. 7.21: Typische Hochfrequenzsignale der supraleitenden CH-Struktur bei kleinen Leistungspegeln. Die mit dem Oszilloskop gemessenen Signale sind proportional zu den Wurzeln der jeweiligen Leistungen.

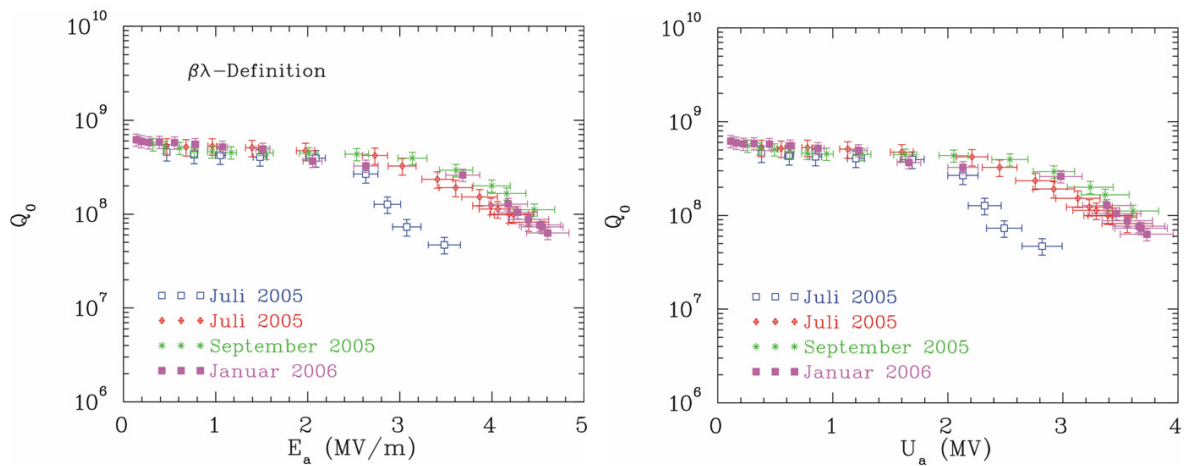


Fig. 7.22: Gemessene unbelastete Güte Q_0 als Funktion des Feldgradienten E_a (links) und der effektiven Beschleunigungsspannung U_a (rechts). Deutlich ist die Abnahme der Güte bei höheren Feldern zu erkennen. Für den Feldgradienten wurde die “ $\beta\lambda$ ”-Definition verwendet [78].

gemessen. Damit ergab sich eine unbelastete Güte bei kleinen Pegeln von

$$Q_0 = 5.7 \cdot 10^8.$$

Kapitel 7. Hochfrequenzmessungen an supraleitenden Resonatoren

Der Oberflächenwiderstand konnte aus $G = 56 \Omega$ bestimmt werden:

$$R_s = G/Q_0 = 96 \text{ n}\Omega$$

Durch die Kenntnis der Temperatur und der Frequenz war mit Gleichung 2.28 der BCS-Wert des Widerstandes bekannt. Ein weiterer Betrag zum Oberflächenwiderstand kam vom äußeren Magnetfeld zustande, das trotz Abschirmung im Bereich der Kavität noch $2 \mu\text{T}$ betrug:

$$R_s(BCS) = 49 \text{ n}\Omega$$

$$R_s(B_{ext}) = 4 \text{ n}\Omega$$

$$R_0 = 43 \text{ n}\Omega$$

Der Restwiderstand von $R_0 = 43 \text{ n}\Omega$ liegt im typischen Bereich für supraleitende Resonatoren. Die Kalibrierkonstante B wurde zu

$$B = 5.8 \cdot 10^6$$

bestimmt. Damit konnte nun die Messung der unbelasteten Güte Q_0 gegen den elek-

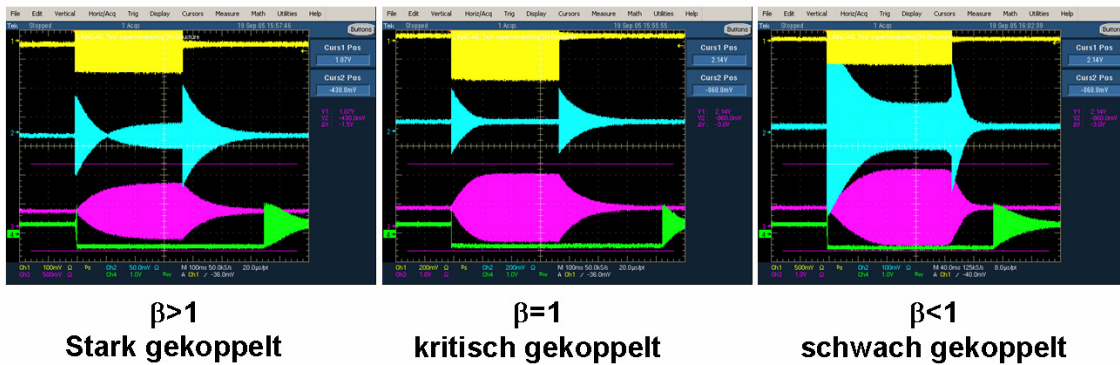


Fig. 7.23: Aufgrund der Abnahme der Güte bei hohen Feldstärken sinkt auch die Kopplungsstärke β , was sich in einem geänderten Einschwingverhalten insbesondere des reflektierten Signals äußert.

trischen Feldgradienten E_a und die effektive Beschleunigungsspannung U_a durchgeführt werden. Die Abbildung 7.22 zeigt den gemessenen Verlauf für vier verschiedene Messungen. Die Gradientendefinition bezieht sich auf die $\beta\lambda$ -Definition. Der Anstieg der maximal erreichten Feldstärke sowie die Zunahme der Güte für eine gegebene Feldstärke dürfte in Konditionierungseffekten liegen. Deutlich ist aber die Abnahme der unbelasteten Güte bei höheren Feldstärken zu erkennen. Der Grund dafür liegt im Auftreten von Feldemission (Kapitel 8.4). Durch das Absinken der Güte ändert sich auch die Kopplungsstärke.

7.10. Kalttest der supraleitenden CH-Struktur

Die Folge ist ein sich änderndes Einschwing- und Ausschwingverhalten bezüglich der reflektierten Leistung (s. Abb. 7.23). Bei einer bestimmten Leistung bzw. Feldpegeln wird gerade kritische Ankopplung erreicht, weil die intrinsische Güte Q_0 auf den Wert der externen Güte Q_e gefallen ist. Entsprechend sinkt die reflektierte Leistung gegen null im Gleichgewicht (Abb. 7.23, mittleres Bild)

Die bisher maximal erreichte effektive Spannung entspricht 3.7 MV. Dabei wurden magnetische Oberflächenfelder von 26 mT und elektrische Oberflächenfelder von 25 MV/m erreicht.

Der Leistungsbedarf $P_c = P_f - P_r - P_t$ betrug maximal 41.7 W. Dieser Wert wurde mit dem kalibrierten Hochfrequenzsystem gemessen. Zur Probe wurde die dissipierte Leistung auch kalorimetrisch über die Abnahme des Heliumstandes bestimmt. Der Heliumverlust pro Zeit betrug

$$\frac{\Delta V_{lHe}}{\Delta t} = 58 \text{ l/h.}$$

Mit Hilfe der molaren Verdampfungsenthalpie $H_{He} = 84 \text{ J/Mol}$, der Dichte von flüssigem Helium $\rho = 125 \text{ kg/m}^3$ und seiner Molmasse M_{He} ergibt sich bei Annahme der Heliumgastemperatur beim Verlassen des Kryostaten von 4 K eine Leistung von

$$P = \frac{\Delta n H_{He}}{\Delta t} = \frac{\Delta V_{lHe} \rho_{lHe} H_{He}}{\Delta t M_{He}} = 42.3 \text{ W}$$

was in sehr guten Einklang mit den Hochfrequenzmessungen steht.

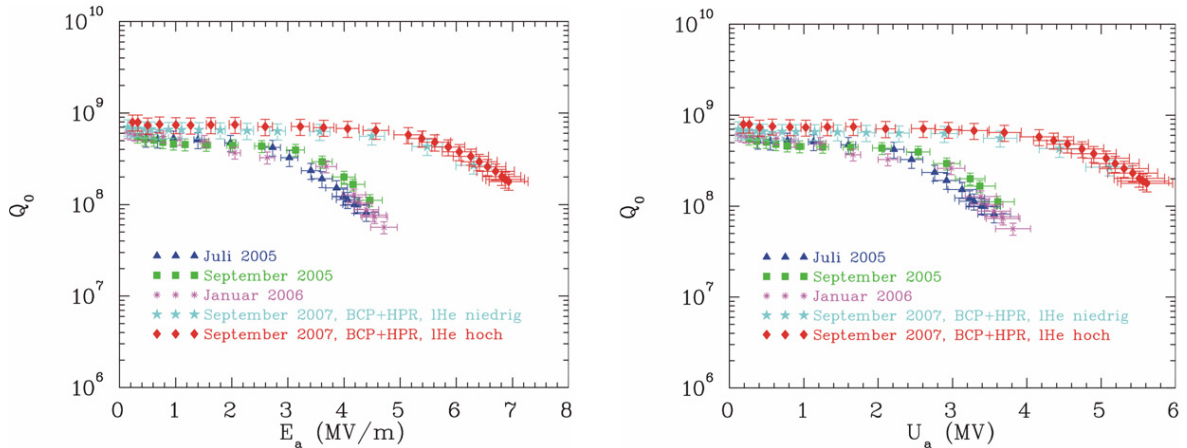


Fig. 7.24: Links: Messung der unbelasteten Güte als Funktion des Beschleunigungsgradienten für verschiedene Messungen vor und nach der neuerlichen Oberflächenpräparation. Deutlich ist die Steigerung des Feldgradienten zu erkennen. Rechts: Darstellung der entsprechenden effektiven Beschleunigungsspannung [88].

Bei Oberflächenfeldern von mehr als 15 MV/m wurde die Emission von Röntgenstrahlung

Kapitel 7. Hochfrequenzmessungen an supraleitenden Resonatoren

festgestellt, wobei die Dosisleistung stark mit der Vorlaufleistung bzw. dem Feldgradienten zunahm. Das Auftreten dieser Strahlung liegt etwa beim Beginn des deutlichen Abfalls der Güte bei einem Gradienten von 3.5 MV/m. Dies deutete auf anomale Verlustmechanismen wie z.B. Feldemission hin. In Kapitel 8.4 wird dies näher erläutert, insbesondere wird die Untersuchung der räumlichen Verteilung der Strahlung vorgestellt, die wichtige Hinweise auf deren Ursache gab. Auf Grundlage dieser Messungen wurde entschieden, die Kavität einer erneuten Oberflächenpräparation mit BCP und HPR zu unterziehen. Im September 2007 wurde danach ein neuer Kalttest durchgeführt. Es wurde eine um etwa 20% höhere Güte bei kleinen Feldpegeln gemessen. Im Einzelnen ergab sich:

- $\tau_L = 54.5 \text{ ms}$
- $Q_L = 1.23 \cdot 10^8$
- $\beta = 4.54$
- $Q_0 = 6.8 \cdot 10^8$

Durch Präparation wurde auch der Restwiderstand der Kavität auf 29 $n\Omega$ abgesenkt:

- $R_s = 82 \text{ n}\Omega$
- $R_s(BCS) = 49 \text{ n}\Omega$
- $R_s(B_{ext}) = 4 \text{ n}\Omega$
- $R_0 = 29 \text{ n}\Omega$

Bei der Messung der Güte Q_0 gegen den Gradienten E_a ergab sich, dass der Abfall von Q_0 bei wesentlich höheren Feldern eintritt. Zugleich konnten die maximalen Felder im Vergleich zu vorherigen Messungen um bis zu 50% gesteigert werden. Inzwischen wurden Gradienten von bis zu 7 MV/m erreicht, was einer effektiven Beschleunigungsspannung von 5.6 MV entspricht (Abb. 7.24) [88]. Dieser Wert ist die höchste Spannung, die jemals in einer supraleitenden Beschleunigerkavität für Teilchengeschwindigkeiten von $\beta < 0.47$ erreicht wurde. Die Amplitudenspaltspannungen (ohne Laufzeitfaktor) erreichen bis 410 kV (Abb. 7.25) Die maximalen Oberflächenmagnetfelder betragen 40 mT und die elektrischen elektrischen Felder 36 MV/m.

Strahlungsmessungen ergaben, dass bei hohen Feldpegeln immer noch Röntgenstrahlung emittiert wird. Allerdings setzt die Strahlung bei höheren Pegeln ein und ist insgesamt wesentlich niedriger als vor der Oberflächenpräparation (Kap. 8.4). Das Auftreten von anomalen Verlusten konnte auch mit den Leistungsmessungen bestätigt werden. Die Abbildung 7.26 zeigt die in der Kavität dissipierte Leistung P_c als Funktion des Gradienten für zwei Messkampagnen, die jeweils vor und nach der Präparation durchgeführt wurden.

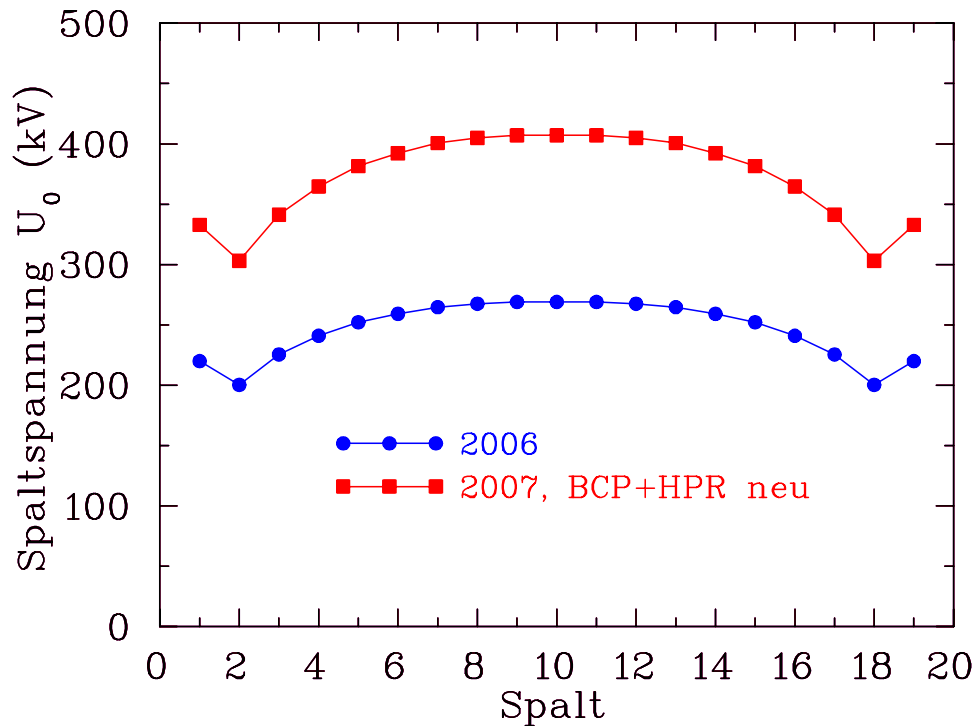


Fig. 7.25: Verteilung der Amplitudenspaltspannungen U_0 vor und nach der der neuen Oberflächenpräparation. Inzwischen wurden Spaltspannungen von bis zu 410 kV im Dauerstrichbetrieb erreicht.

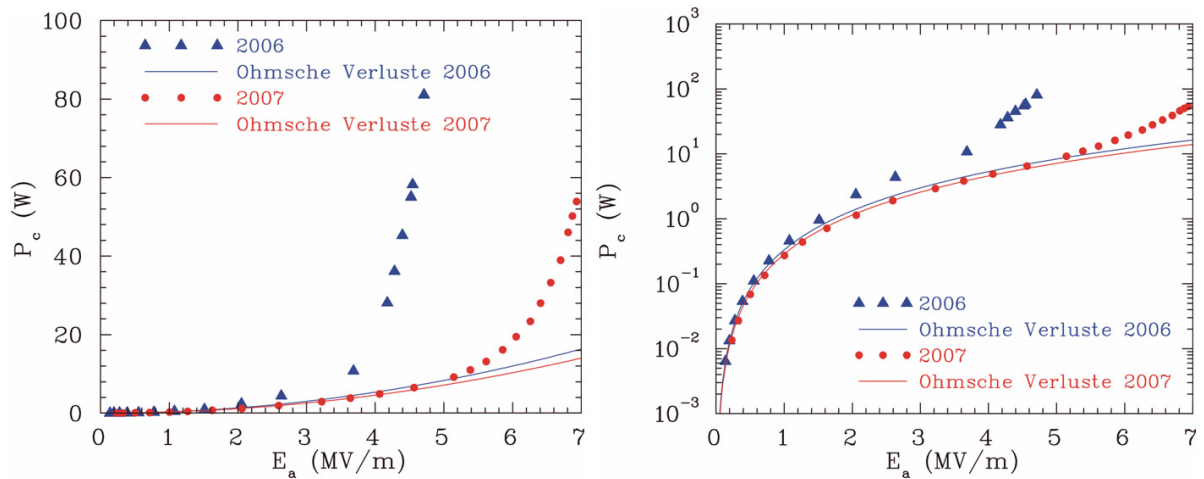


Fig. 7.26: Gemessene Verlustleistung als Funktion des Gradienten für verschiedene Messkampagnen und die erwarteten rein Ohmschen Verluste unter der Annahme einer konstanten Güte (Links: linear, rechts: logarithmisch).

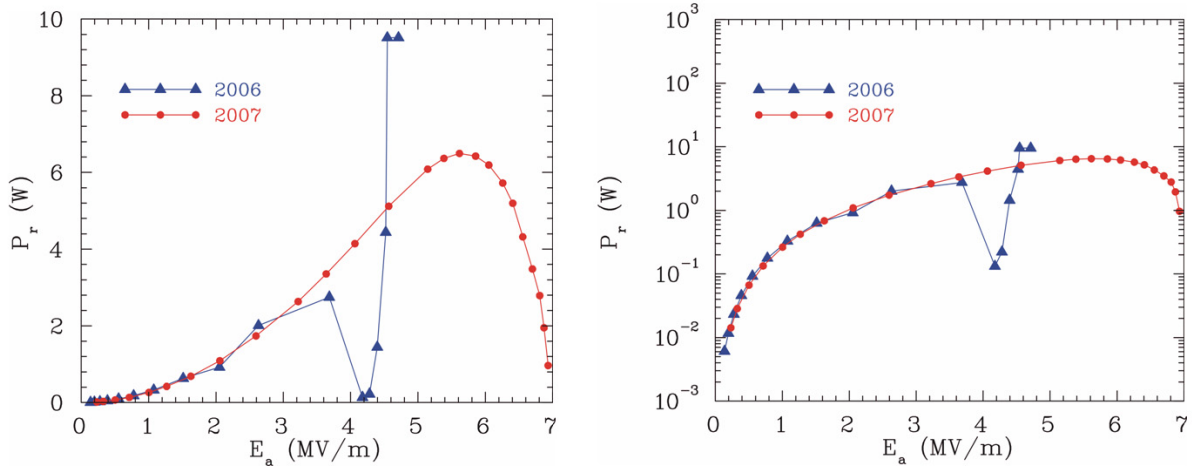


Fig. 7.27: Gemessene reflektierte Leistung als Funktion des Gradienten für verschiedene Messkampagnen. Durch die Abnahme der Güte Q_0 ändert sich die Kopplung und damit die Reflexion (Links: linear, rechts: logarithmisch)

Zusätzlich ist jeweils die zu erwartende Verlustleistung als durchgezogene Linie eingezeichnet, die sich ergeben würde, wenn die Güte mit dem Gradienten konstant bliebe, wenn es also nur Ohmsche Verluste gäbe. Zwischen dieser und der gemessenen Leistung gibt es bei Gradienten von 3 MV/m bzw 6 MV/m deutliche Diskrepanzen, die bei höheren Feldern immer schneller ansteigen. Bei den höchsten erreichten Feldern sind die tatsächlichen Verluste bis zu einer Größenordnung höher. In der logarithmischen Darstellung der Verluste erkennt man außerdem eine Struktur, die sich in beiden Messungen ähnelt. Zunächst steigen die Gesamtverluste im Vergleich zu den rein Ohmschen Verlusten moderat an. Kurz vor Erreichen der maximalen Felder knicken die Kurven jedoch beide nach oben ab und die Verluste steigen extrem schnell an. Es wird vermutet, dass oberhalb eines Schwellenwertes der elektrischen Felder ein Feldemissionszentrum aktiviert wird. Dies wird in Kapitel 8.4 näher erläutert.

Die Abbildung 7.27 zeigt die reflektierte Leistung P_f als Funktion des Gradienten für die zwei Messungen. Bei rein Ohmschen Verlusten bliebe die Güte Q_0 und damit die Kopplung konstant. Das bedeutet, dass die reflektierte Leistung mit dem Quadrat des Gradienten anwachsen würde. Beim Auftreten anomaler Verluste sinkt die Güte und damit die Kopplung. Da in beiden Messungen die Kavität überkoppelt war, wird die Anpassung besser und die Reflexion wächst weniger als quadratisch bzw. sinkt sogar. In der Messung von 2006 ist Q_0 bei einem Gradienten $E_a = 4.2$ MV/m auf den Wert der externen Güte gesunken. In diesem Fall liegt kritische Kopplung vor und die Reflexion verschwindet. Bei höheren Feldern steigt die Reflexion dagegen wieder an und zwar extrem schnell. Zum einen haben wir die quadratische Abhängigkeit vom Gradienten und zusätzlich ist die

7.10. Kalttest der supraleitenden CH-Struktur

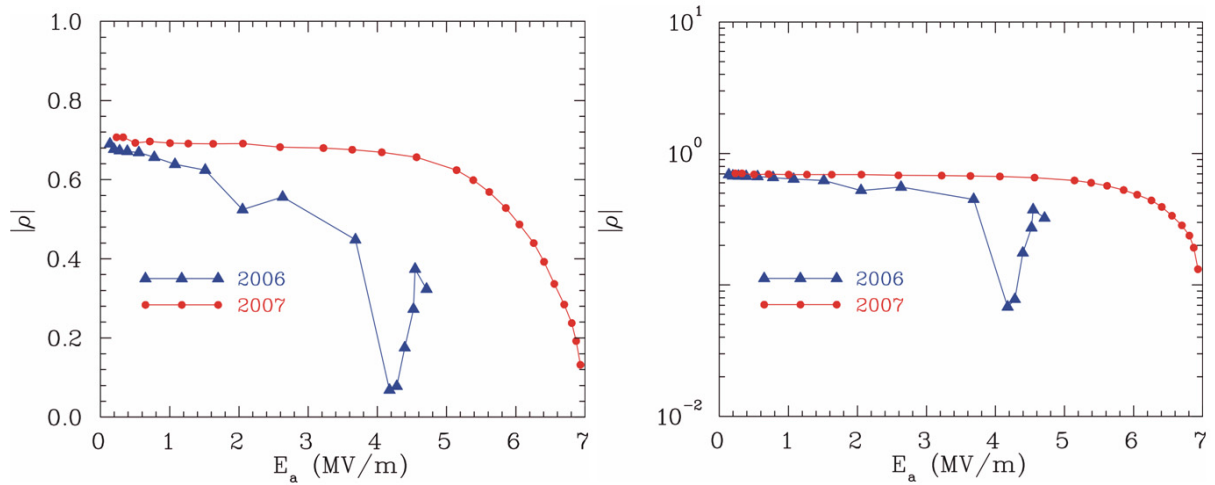


Fig. 7.28: Reflexionsfaktor ρ als Funktion des Gradienten für verschiedene Messkampagnen. Durch die Abnahme der Güte Q_0 ändert sich die Kopplung und damit die Reflexion (Links: linear, rechts: logarithmisch)

Kavität unterkoppelt, wobei sich die Kopplung immer weiter von der kritischen Kopplung entfernt. Die Messung von 2007 zeigt eine ähnliche Charakteristik, allerdings sind das lokale Maximum und das Minimum der Reflexion zu höheren Gradienten verschoben, weil die Güte Q_0 bei höheren Feldern weniger stark sinkt. In dieser Messung war die Kavität immer überkoppelt, kurz vor Erreichen der kritischen Kopplung kam es zu einem Quench (Kap. 8.3).

Kapitel 8

Limitierungen von supraleitenden Resonatoren

In supraleitenden Kavitäten treten eine Vielzahl verschiedener Phänomene auf, die die Performance beeinflussen und gegebenenfalls eine Limitierung darstellen. Zum Teil treten diese Phänomene auch bei normalleitenden Resonatoren auf. Aufgrund des kleinen Oberflächenwiderstands supraleitender Strukturen, verbunden mit der extrem schmalen Resonanzkurve und den kleinen Hochfrequenzverlusten treten sie aber in viel stärkerem Maße auf und sind zum Teil erst dort messbar. Dazu gehören:

- Magnetischer Restwiderstand
- Restwiderstand durch Hydridbildung
- Multipacting
- Thermischer Zusammenbruch der Supraleitung
- Feldemission
- Lorenzkraftverstimmung
- Microphonics

8.1 Restwiderstand

In Kapitel 2.2 wurde bereits hingewiesen, dass der beobachtete Gesamtoberflächenwiderstand R_s wesentlich größer sein kann als der BCS-Wert. Dieser zusätzliche Restwiderstand R_0 spaltet sich in eine frequenzabhängige Komponente und in eine sowohl von der Temperatur wie auch von der Frequenz unabhängige Komponente auf.

8.1.1 Gefangener magnetischer Fluss

Eine gut verstandene und kontrollierbare Quelle des Restwiderstandes ist der eingeschlossene statische magnetische Fluss durch unzureichende Abschirmung des Erdmagnetfeldes oder des Feldes von zur Strahlfokussierung verwendeten Magneten in Supraleitern II. Art, zu denen Niob gehört.

Es wird ein supraleitender Resonator betrachtet, bei dem das Oberflächenmagnetfeld unterhalb des kritischen Feldes H_{c1} liegt. Dann sollte der magnetische Fluss vollständig aus dem Supraleiter herausgedrängt werden. Dies gilt sowohl für den Fluss, der vom Hochfrequenzstrom erzeugt wird als auch für den statischen magnetischen Fluss durch externe Felder wie das Erdmagnetfeld.

Aufgrund von Gitterfehlern und anderen Inhomogenitäten im Resonatormaterial können die magnetischen Feldlinien festgehalten (pinned) werden. Sie sind gewissermaßen im Material gefangen (trapped flux, s. Abb. 8.1). Es wird vermutet, dass hauptsächlich die Oxid-

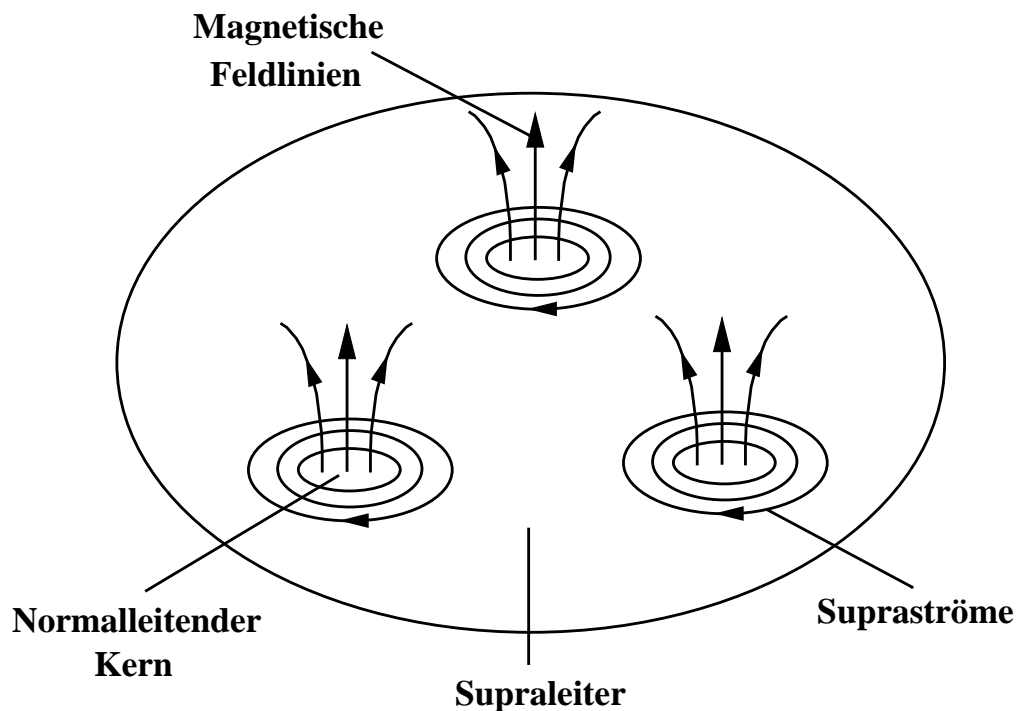


Fig. 8.1: Wird ein supraleitender Resonator (Supraleiter II. Art) in Anwesenheit eines äußeren Magnetfeldes unter die Sprungtemperatur abgekühlt, wird der magnetische Fluss gefangen. Jedes magnetische Flussquant enthält einen normalleitenden Kern, wobei die Zahl der Flussquanten proportional zum externen Fluss ist. Die normalleitenden Gebiete verringern die Güte des Resonators [36].

Kapitel 8. Limitierungen von supraleitenden Resonatoren

schicht auf der Nioboberfläche als Pinningzentrum agiert [36].

Der magnetische Fluss ist nicht kontinuierlich, sondern gequantelt. Die kleinste Einheit des Flusses in einem Supraleiter ist das magnetische Flussquant Φ_0 . Es ist definiert durch

$$\Phi_0 = \frac{h}{2e} \approx 2 \cdot 10^{-11} \text{ Tcm}^2. \quad (8.1)$$

Der Fluss wird in sehr kleinen normalleitenden Regionen (Core) gehalten. Diesem Fluss ist ein Strom im normalleitenden Core zugeordnet, der ein magnetisches Flussquant Φ_0 enthält. Die typische Core-Größe entspricht der Kohärenzlänge ξ_0 und damit einigen 10 nm. Das dc-Feld des eingeschlossenen Flusses fällt typischerweise nach λ_0 (London-sche Eindringtiefe) ab. Experimentelle Studien zeigten, dass beim Abkühlen eines Nb-Resonators in der Gegenwart schwacher Magnetfelder ($B < 1$ G) der gesamte Fluss gefangen wird [36].

Durch die Ströme im normalleitenden Core bekommen wir zusätzliche Verluste. Wir wollen nun diese Verluste unter der Annahme abschätzen, dass 100% des externen Flusses gefangen werden. Das eingeschlossene externe Feld B_{ext} teilt sich in N Fluxoide mit jeweils einem Flussquant über eine Fläche A auf:

$$AB_{ext} = \mu_0 AH_{ext} = N\Phi_0 \quad (8.2)$$

Um das Zentrum des normalleitenden Cores verschwinden die supraleitenden Ordnungsparameter. In einem Abstand ξ_0 erreichen die Ordnungsparameter wieder die Maximalwerte. Deshalb ist der Anteil von N Fluxoiden R_{mag} zum Restwiderstand der Widerstand des normalleitenden Zustandes R_n multipliziert mit dem Verhältnis aus dem normalleitenden Gebiet zur Gesamtfläche.

$$R_{mag} = N \frac{\pi \xi_0^2}{A} R_n \quad (8.3)$$

Setzt man 8.2 in 8.3, ein erhalten wir

$$R_{mag} = \frac{H_{ext} \pi \xi_0^2 \mu_0 R_n}{\Phi_0}. \quad (8.4)$$

Nach der Theorie von Type II Supraleitern gilt für das obere kritische Feld H_{c2} :

$$H_{c2} = \frac{\Phi_0}{2\pi \mu_0 \xi_0^2} \quad (8.5)$$

Damit ergibt sich:

$$R_{mag} = \frac{H_{ext}}{2H_{c2}} R_n \quad (8.6)$$

Mit $H_{c2} = 240$ mT (Niob) und $R_n \approx 1.5$ m Ω für den Oberflächenwiderstand von RRR=300 Niob bei $f=1$ GHz, erhält man einen Ausdruck für den magnetischen Anteil am Restwiderstand:

$$R_{mag} = 0.3 [n\Omega] H_{ext} [mOe] \sqrt{f [GHz]} \quad (8.7)$$

Dabei gilt für die Umrechnung der verschiedenen magnetischen Größen folgender Zusammenhang:

$$1 \text{ mT} \triangleq 10 \text{ G} \triangleq 10 \text{ Oe} \triangleq 795 \text{ A/m}$$

Bei $f = 350 \text{ MHz}$ und einem externen Feld von $0.5 \text{ G} \triangleq 500 \text{ mOe}$ (nicht abgeschirmtes Erdmagnetfeld), ergibt sich ein magnetischer Restwiderstand von $89 \text{ n}\Omega$, der BCS-Wert liegt nur bei $38 \text{ n}\Omega$. Wenn ein supraleitender Resonator nicht hinreichend vom Erdmagnetfeld abgeschirmt wird, kann sich seine Güte Q_0 signifikant verkleinern. Normalerweise schirmt man supraleitende Resonatoren durch hochpermeables Metall ab. Dieses so genannte high- μ -Metall besitzt eine Permeabilität in der Größenordnung 100000, das ist etwa 100 mal höher als der Wert von Eisen. Solch eine magnetische Abschirmung wird als Zylindermantel um den Kryostaten gelegt und bewirkt, dass die externen Magnetfeldlinien durch das μ -Metall um den Resonator herum geführt werden ohne ihn zu durchdringen. Wünschenswert sind Abschirmwerte von 10 bis 50, d.h. ein externes Magnetfeld im Resonator von wenigen mG bis zu einigen 10 mG. Im Allgemeinen sollte die Abschirmung umso besser sein, je kleiner der BCS-Widerstand ist, also bei kleinen Frequenzen oder bei Verwendung von suprafluidem Helium. Die Abbildung 8.2 zeigt den magnetischen

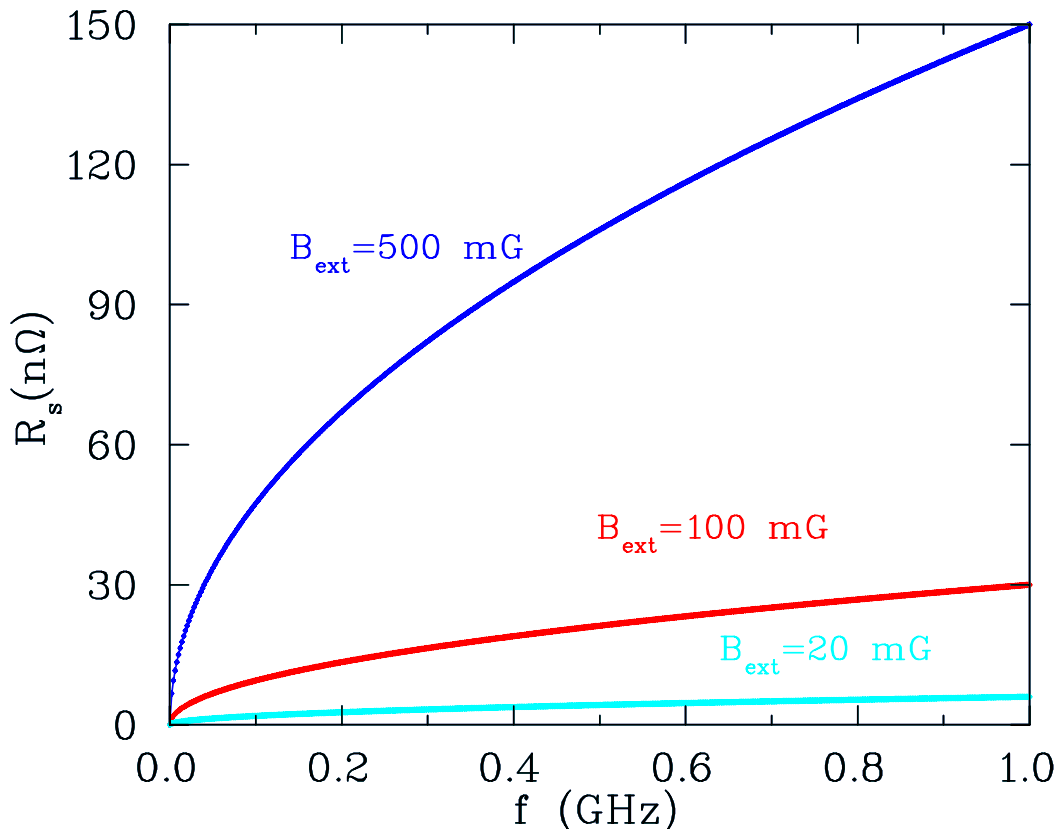


Fig. 8.2: Der magnetische Restwiderstand aufgrund von gefangenem äußeren magnetischen Fluss für drei verschiedene externe Magnetfelder (500 mG entspricht Erdmagnetfeld).

Kapitel 8. Limitierungen von supraleitenden Resonatoren

Restwiderstand als Funktion der Frequenz für drei verschiedene äußere Magnetfelder und Abbildung 8.3 zeigt den magnetischen Restwiderstand als Funktion des äußeren Magnetfeldes bei drei verschiedenen Frequenzen.

Im Frankfurter Hochfrequenzkryolabor wird eine zylindrische magnetische Abschirmung um den Vertikalkryostaten mit einer Wandstärke von 2 mm verwendet. Feldmessungen innerhalb des Kryostaten am Ort der Kavität ergaben eine magnetische Flussdichte von $1.2 \mu\text{T}$, was einem Abschirmfaktor von etwa 30 entspricht. Entsprechend 8.7 erhält man einen magnetischen Anteil des Restwiderstandes von $4 \text{ n}\Omega$ im Falle des CH-Prototypen.

Neben der Herabsetzung der Güte und dem damit verbundenem Anstieg der benötigten

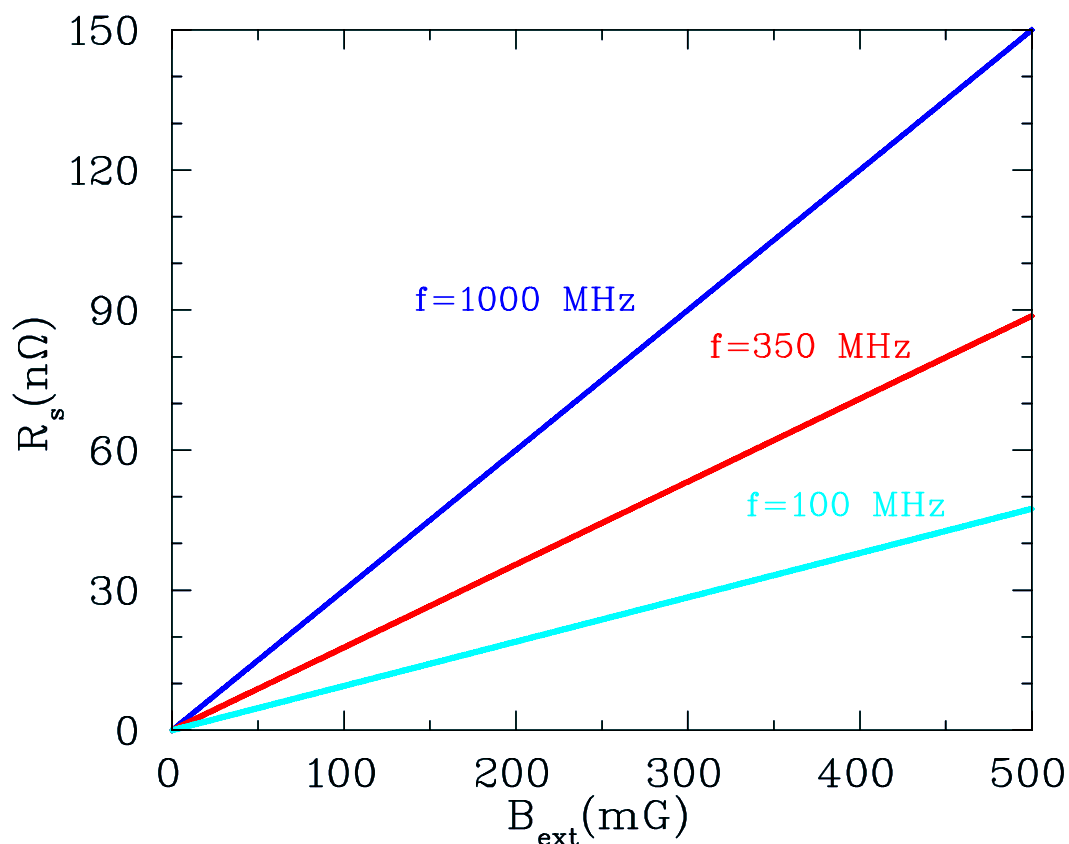


Fig. 8.3: Der magnetische Restwiderstand als Funktion des äußeren Flusses für drei verschiedene Frequenzen.

Leistung durch die Präsenz eines äußeren Magnetfeldes gibt es noch weitere Quellen für die Erhöhung des Restwiderstandes. Leider sind diese zum Teil wesentlich schwieriger zu kontrollieren als der magnetische Anteil.

8.1.2 Hydridbildung

Ein sehr wichtiger Verlustmechanismus tritt auf durch die Bildung von Metallhydriden in der Resonatoroberfläche. Dieses Phänomen ist bekannt als "Q-Disease". Es hängt nicht nur von der Wasserstoffkonzentration sondern von vielen weiteren Faktoren ab. Wenn die Konzentration von Wasserstoff etwa 2 ppm an Gewicht erreicht, besteht bereits Gefahr, bei 10 ppm tritt die Q-Disease praktisch immer auf. Der Effekt kann so schwerwiegend sein, dass die Güte um einen Faktor 100 erniedrigt wird. Die Bildung von Hydrid hängt zum einen von der Wasserstoffkonzentration als auch von der Temperatur ab. Oberhalb von 150 K ist die erforderliche Wasserstoffkonzentration relativ hoch, so dass die Gefahr der Hydridbildung klein ist. Der gefährlichste Temperaturbereich liegt zwischen 60 und 150 K. In diesem Bereich ist zum einen die benötigte Konzentration niedrig als auch die Diffusionsrate von Wasserstoff hoch. Unterhalb von 60 K sinkt die Diffusionsrate so weit, dass sich der Wasserstoff kaum noch zu den Gitterfehlstellen wandern und Hydrid bilden kann.

Deshalb ist es wichtig, dass der Resonator schnell ($t < 1$ h) auf unter 60 K herabgekühlt wird. Zum anderen sollte die Bildung von gasförmigem Wasserstoff verhindert werden. Supraleitende Resonatoren müssen nach der Fabrikation chemisch nachbehandelt werden. Bei diesem als Buffered Chemical Polishing (BCP) genannten Verfahren werden einige 10 μm durch eine Säurekombination weggeätzt. Dabei muss der entstehende gasförmige Wasserstoff sofort gebunden werden, bevor er Kontakt mit der Resonatoroberfläche hat. Falls es dennoch zur Q-Disease gekommen ist, hilft die Erwärmung des Resonators auf 700-900 C° unter Vakuum. Die Erfahrung hat gezeigt, dass die Einlagerung von Wasserstoff in den Resonatorwänden wirksam durch eine Temperaturkontrolle mit $T < 18$ C° während der chemischen Präparation unterdrückt werden kann. Im Falle der supraleitenden CH-Struktur wurden keinerlei Anzeichen von Hydridbildung festgestellt.

8.2 Multipacting

Multipacting (Multi-Impacting, "Mehrfacheinschlag") ist ein resonanter Prozess, der in allen Hochfrequenzstrukturen auftreten kann, unabhängig davon, ob es sich um normal- oder supraleitende Strukturen handelt. Dabei entsteht eine große Zahl von Elektronen, die Energie aus dem Hochfrequenzfeld absorbieren, so dass es unmöglich werden kann, durch Erhöhung der eingekoppelten Leistung das Feldniveau bzw. die gespeicherte Energie zu erhöhen. Die Elektronen geben ihre Energie nach Auftreffen auf die Resonatoroberfläche ab, bis es schließlich zu einem thermalen Breakdown der Supraleitung kommen kann. Multipacting ist ein sehr komplexes Phänomen. Es sollen im Folgenden einige Grundlagen zum Auftreten von Multipacting erläutert werden.

Beim Testen eines supraleitenden Resonators zeigt Multipacting eine charakteristische

Signatur. Tritt Multipacting auf, bleibt das Feldniveau trotz Erhöhung der eingekoppelten Leistung konstant. Man spricht dann vom Erreichen einer Multipacting-Barriere. Aufgrund der größeren Leistung ohne Erhöhung der gespeicherten Energie sinkt die Güte des Resonators an der Barriere abrupt um bis zu mehrere Größenordnungen. Multipacting ist insbesondere für supraleitende Kavitäten potenziell gefährlich, weil aufgrund der langen Anschlagzeiten der Felder die Elektronenlawine genügend Zeit hat, sich auszubilden. In

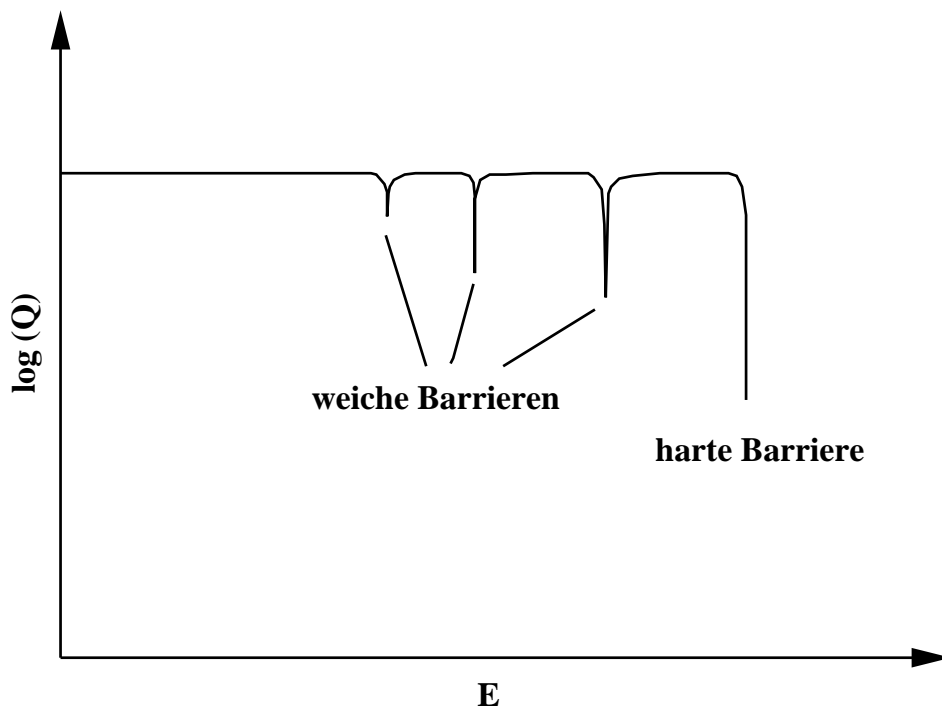


Fig. 8.4: Die Güte Q_0 als Funktion des elektrischen Feldes. Beim Auftreten von Multipacting fällt die Güte abrupt ab. Allerdings läßt sich über die weichen Barrieren hinwegkonditionieren bis unter Umständen eine harte Barriere erreicht wird.

vielen Fällen kann über Multipacting-Barrieren hinwegkonditioniert werden (weiche Barrieren). Das heißt, durch geeignete Maßnahmen kann die Barriere überwunden werden. Harte Barrieren sind z.T. schwer in den Griff zu bekommen. Manchmal ist sogar ein Neudesign des Resonators nötig, um die Bedingung für das Auftreten von Multipacting zu unterbinden.

Barrieren, über die hinwegkonditioniert werden konnte, tauchen später nicht wieder auf, solange der Resonator unter Vakuum und kryogener Umgebung gehalten wurde. Wurde die Resonatoroberfläche dagegen der Luft ausgesetzt oder der Resonator für längere Zeit unter Vakuum aber bei Raumtemperatur gelagert, erscheinen diese weichen Barrieren oft wieder. Dies ist ein Indiz dafür, dass Multipacting sehr eng an die Oberflächenbeschaf-

fenheit des Resonators gekoppelt ist. Die Abbildung 8.4 zeigt die Güte als Funktion des Beschleunigungsgradienten eines Resonators beim Auftreten von Multipacting.

Der allgemein akzeptierte Mechanismus von Multipacting soll nun kurz erläutert werden [36]. Der Beginn des Multipactingprozesses ist immer ein Elektron, das durch kosmische Strahlung, radioaktiven Zerfall, Photoemission oder durch ein Feldemissionselektron aus der Oberfläche des Resonators herausgeschlagen wird. Dieses Elektron kann nun in den Hochfrequenzfeldern beschleunigt werden und unter Umständen durch Aufprall Sekundärelektronen erzeugen. Die Zahl von Sekundärelektronen hängt von der Energie des Primärelektrons und den Oberflächeneigenschaften des Resonators ab. Die Sekundärelektronen können ihrerseits wieder neue Elektronen erzeugen. Es kommt zu einem lawinenartigen bzw. exponentiellen Anwachsen der Elektronenzahl, falls im Mittel die Zahl der neu emittierten Elektronen größer ist als die der einschlagenden Elektronen. Der mögliche Elektronenstrom ist nur durch die zu Verfügung stehende Leistung und durch Raumladungseffekte begrenzt. Durch die Änderung der Kopplung während des Auftretens von Multipacting wird der größte Teil der Leistung reflektiert. Jener Teil der Vorwärtsleistung, der in den Resonator gelangt, dient im Wesentlichen dazu, den Elektronenstrom aufrecht zu erhalten.

Startpunkt ist ein Elektron, das an der Position \mathbf{x}_0 auf der Resonatoroberfläche emittiert wird. Die Hochfrequenzfelder $\mathbf{E}(\mathbf{x}, t)$ und $\mathbf{H}(\mathbf{x}, t)$ lauten:

$$\mathbf{E}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{E}(\mathbf{x}) \sin \omega t \quad (8.8)$$

$$\mathbf{H}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{H}(\mathbf{x}) \cos \omega t \quad (8.9)$$

Die Phase während der primären Elektronemission sei φ_0 . Das Elektron wird nun in den elektrischen Feldern beschleunigt und trifft am Ort \mathbf{x}_1 bei der Phase φ_1 auf die Oberfläche. Wenn man vereinfacht annimmt, dass die Zahl der emittierten Sekundärelektronen nur von der Primärelektronenenergie (K) abhängt, werden beim Einschlag $\delta(K)$ Sekundärelektronen erzeugt, wobei $\delta(K)$ der Sekundär-Elektronen-Emissions-Koeffizient (SEC) ist. $\delta(K)$ hängt von der Einschlagsenergie als auch von den Materialeigenschaften ab. Die Tabelle 8.1 zeigt die $\delta(K)$ -Werte einiger Materialien. Solange der Prozess der Elektronen-

Material	δ_{max}	K_{max} (eV)	K_1 (eV)	K_2 (eV)
Cu	1.3	600	200	1500
Nb	1.2	375	150	1050
Pb	1.1	500	250	1000

Tab. 8.1: SEC Werte einiger Materialien. Aufgelistet ist der maximale SEC Wert, sowie die K -Werte, zwischen denen der SEC größer eins ist bzw. maximal wird [89].

Kapitel 8. Limitierungen von supraleitenden Resonatoren

vervielfachung nicht zum Erliegen kommt, gibt es eine Reihe von Einschlagpunkten

$$\mathbf{x}_0, \mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2, \mathbf{x}_3, \dots$$

mit den Phasen

$$\varphi_0, \varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \dots$$

Der Prozess endet beim k -ten Schritt, wenn das elektrische Feld $\mathbf{E}(\mathbf{x}_k, \varphi_k)$ verhindert, dass die Elektronen aus der Oberfläche heraustreten können. Wenn diese Abbruchbedingung nicht für jeden Einschlagort gilt, kann die primäre Elektronenemission potenziell zu Multipacting führen. Die Zahl der Elektronen N_e nach dem k -ten Einschlag ist:

$$N_e = N_0 \prod_{m=1}^k \delta(K_m) \quad (8.10)$$

Für das Auftreten von Multipacting ist es notwendig, dass N_e gegen ∞ geht für m gegen ∞ . Dies ist natürlich genau dann gewährleistet, wenn $\delta(k_m) > 1$ ist für alle m . Allerdings kann es auch Fälle geben, bei denen $\delta(k_m) < 1$ sein kann für einzelne m . Auf jeden Fall spielt der SEC die entscheidende Rolle beim Auftreten von Multipacting.

Für die meisten Materialien liegt der Bereich, bei dem $\delta(K) > 1$ ist in der Größenordnung zwischen 10^2 und 10^3 Elektronenvolt. Für Niob z.B. ist die Minimalenergie 150 eV und die Maximalenergie 1050 eV. Das Maximum tritt bei 375 eV auf. Wegen dieser kleinen Energien tritt Multipacting bevorzugt bei kleinen Leistungspegeln bzw. in elektrischen Niederfeldregionen auf. Der Verlauf von $\delta(K)$ sieht für alle Materialien ungefähr gleich aus. Ein primäres Elektron verliert den größten Teil seiner Energie durch Wechselwirkung mit Elektronen in der Resonatoroberfläche. Bei kleiner Energie ist die Wechselwirkungszone eine dünne Schicht nahe der Oberfläche. Praktisch alle erzeugten Sekundärelektronen können entweichen. Deren Anzahl ist proportional zur Primärenergie. Steigt die Energie des Primärelektrons, wird die Wechselwirkungszone dicker und nicht alle Sekundärelektronen können entweichen. Deshalb sinkt die Ausbeute bei höherer Primärenergie.

Der Sekundärelektronen-Emissions-Koeffizient hängt stark von den Oberflächeneigenschaften ab, speziell von angelagerten bzw. adsorbierten Gasen. Adsorbierte Gase erhöhen diesen Wert im Allgemeinen. Deshalb ist es verständlich, warum Multipactingbarrieren nach Luftexposition erneut auftreten.

Die wichtigste Form von Multipacting in der CH-Struktur ist das 1-Punkt-Multipacting. Andere Formen wie z.B. 2-Punkt-Multipacting sind wegen fehlender Symmetrieebenen sehr unwahrscheinlich. Beim 1-Punkt-Multipacting treffen die jeweils neu erzeugten Elektronen am oder in unmittelbarer Nähe des Erzeugungsortes wieder auf. Die emittierten Elektronen werden durch die elektrischen Felder senkrecht zur Oberfläche beschleunigt und durch die parallel dazu verlaufenden magnetischen Felder zu Zyklotronbewegungen gezwungen. Da die Elektronen beschleunigt werden, spricht man auch von Quasi-

Zyklotronbahnen. Damit die Elektronen wieder an ihrem Entstehungspunkt zurückkehren, muss gelten:

$$\varphi_1 = \varphi_0$$

Dies ist dann erfüllt, wenn die Zyklotronperiode ein ganzzahliges Vielfaches der Hochfrequenzperiode ist [36]. Die Zyklotronperiode wird dabei von der Energie der Elektronen und von der Stärke des lokalen Magnetfeldes bestimmt. Weiterhin muss die Bedingung $\delta(K) > 1$ erfüllt sein. Die Zahl der Hochfrequenzperioden, die vergehen, bis das Elektron zum Ort seiner Entstehung zurückkehrt, nennt man die Multipacting Ordnung. Die Bahnen der ersten Ordnung sind einfache geschlossene Bahnen, die der zweiten Ordnung beschreiben eine Acht usw.. Wenn wir annehmen, dass die Elektronen einfachen Zyklotronbahnen folgen, ergibt sich für die Zyklotronfrequenz ω_c

$$\omega_c = \frac{eB}{m}. \quad (8.11)$$

B ist dabei das lokale magnetische Feld. Für Multipacting n -ter Ordnung brauchen wir

$$\omega_{HF} = n\omega_c.$$

n muss dabei ganzzahlig sein. Die Felder B_n , bei denen Multipacting auftreten kann, skalieren deswegen wie

$$B_n = \frac{m\omega_{HF}}{ne}. \quad (8.12)$$

Damit werden eine unendliche Anzahl von möglichen Multipacting-Barrieren bis zu einem maximalen Feld vorhergesagt:

$$B_{max} = \frac{m\omega_{HF}}{e} \quad (8.13)$$

Allerdings kann es natürlich nur zu Multipacting kommen, wenn die Einschlagsenergie der Elektronen so groß ist, dass $\delta(K) > 1$ ist. Das heißt, die beschleunigenden elektrischen Felder dürfen nicht zu klein oder zu groß sein. Da die Magnetfelder mit den elektrischen Feldern korreliert sind, kann n nicht beliebig groß werden. An 8.13 erkennt man, dass Resonatoren mit kleiner Betriebsfrequenz (typischerweise Niederenergie-Strukturen) eher zu Multipacting bei kleinen Feldpegeln neigen als hochfrequente $\beta=1$ Strukturen.

Am einfachsten lässt sich Multipacting mit einem Netzwerkanalysator oder einem Oszilloskop messen. Eine Möglichkeit besteht darin, mittels eines Netzwerkanalysators über die Resonanzkurve zu sweepen. Dabei wird ein Niederleistungssignal aus einem Analysator mit einer typischen Bandbreite von 1 kHz über die Resonanzkurve gesweept. Dieses Signal wird in einem breitbandigen Verstärker auf Pegel von 0.1 bis 10 W verstärkt und als Vorlaufleistung zum Einkoppler der Kavität geschickt. Ein Teil der Leistung wird eingekoppelt. Abhängig von der momentanen Frequenz werden verschiedene Feldpegel in der Kavität erreicht. Über den Pickup wird ein Teil der Energie in Form von transmittierter Leistung zum zweiten Port des Analysators geschickt. Die Darstellung des Verhältnisses

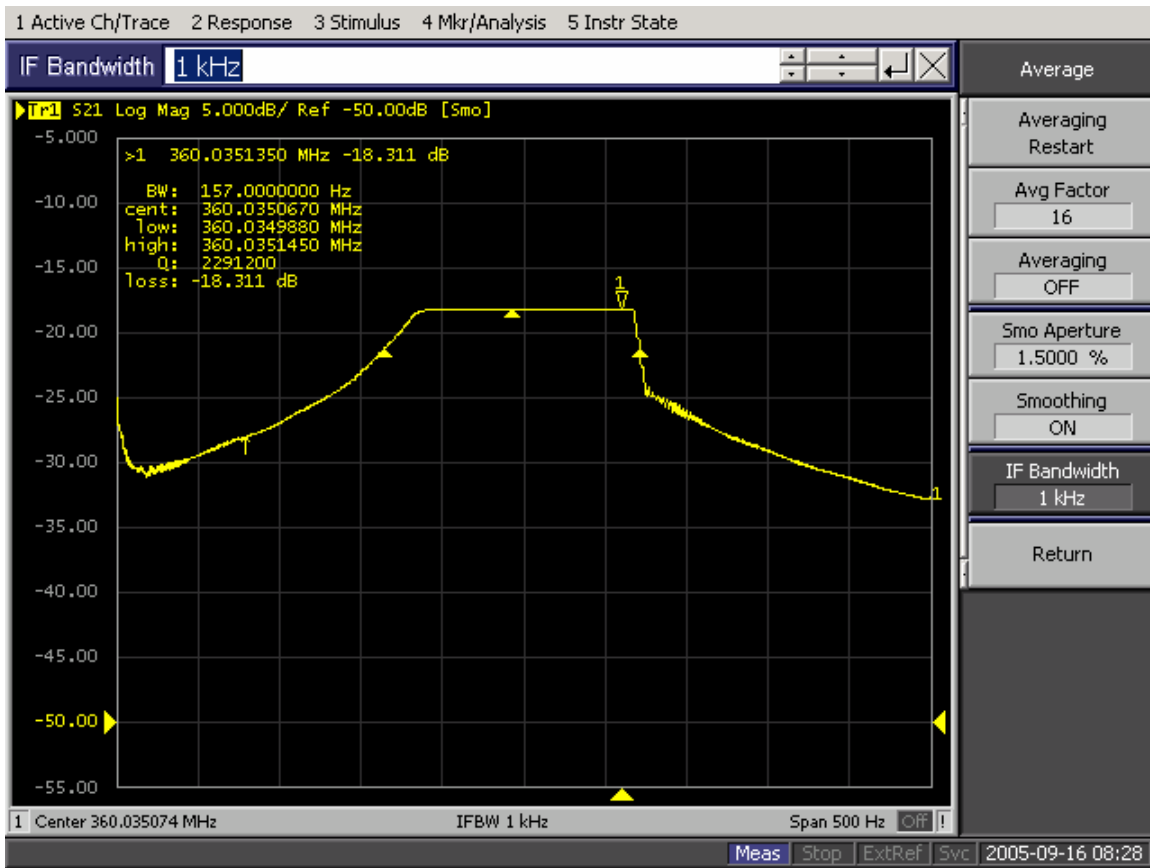


Fig. 8.5: Auftreten von Multipacting bei der supraleitenden CH-Kavität. Ein Netzwerkanalysator erzeugt ein Hochfrequenzsignal, das mit einer Frequenzbandbreite von 1 kHz über die Resonanz gesweept wird. Dieses Signal wird mit einem Verstärker um +63 dB verstärkt und als Vorwärtsleistung zur Kavität geschickt. Das Pickupsignal wird dann in Port 2 des Analysators gegeben. Dann wird der S_{21} -Parameter gegen die Frequenz aufgetragen. Oberhalb eines bestimmten Feldpegels wird in der Nähe der Resonanz die Multipactingbedingung erreicht. Es ist nicht möglich den Feldpegel zu erhöhen, was sich deutlich in der abgeschnittenen Resonanzkurve zeigt.

von transmittierter Leistung und Vorwärtsleistung, das dem S_{21} -Parameter entspricht, ergibt die Resonanzkurve. Bei hinreichend hoher Vorlaufleistung wird in der Nähe des Resonanz ein Feldpegel erreicht, der die Resonanzbedingung für das Auftreten von Multipacting erfüllt. Obwohl sich die Frequenz der Resonanzfrequenz nähert, ist es nicht möglich den Feldpegel zu erhöhen. Die Folge ist eine abgeschnittene Resonanz mit einem Plateau (s. Abb. 8.5). Die Elektronenlawine erlischt erst wieder jenseits der Resonanz, wenn der Pegel hinreichend abgefallen ist. Für den Sweepvorgang wird eine bestimmte Zeit benötigt. Entsprechend ändert sich das Resonatorsignal. Die zeitliche Variation mit dem entsprechenden Plateau in der Feldverteilung kann auch mit einem Oszilloskop

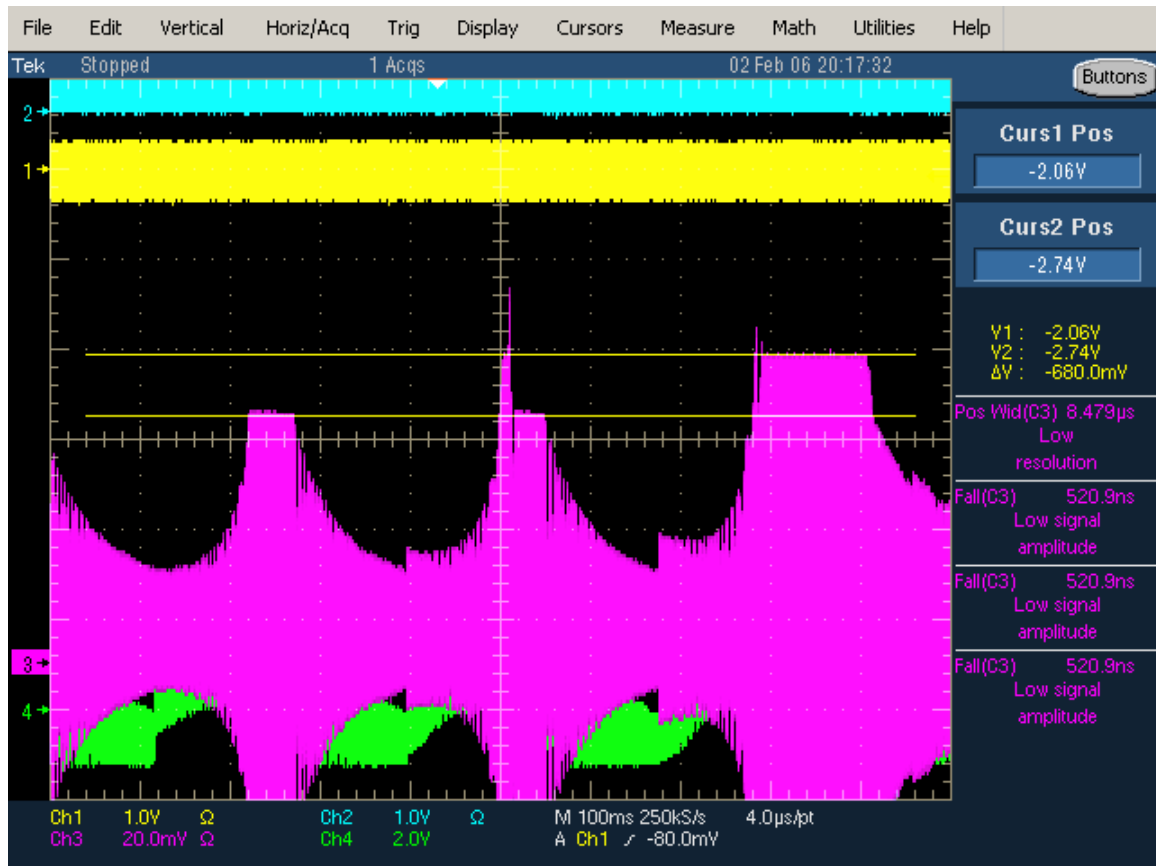


Fig. 8.6: Resonatorsignal als Funktion der Zeit gemessen mit einem Oszilloskop beim Frequenzsweep mit einem Netzwerkanalysator. Beim Auftreten von Multipacting bleibt das Pickupsignal, das proportional zur Spannung im Resonator ist konstant. Es sind mehrere Multipactingschwellen zu erkennen.

gemessen werden (s. Abb. 8.6). Ein weitere Möglichkeit, Multipacting zu messen, ist die Pulsung des Resonators bei konstanter Frequenz. Ein Rechteckpuls hinreichender Höhe wird in Richtung des Resonators geschickt. Der exponentielle Anstieg wird bei Auftreten von Multipacting abgebrochen und geht in ein Plateau über, was einem konstanten Feldpegel entspricht (s. Abb. 8.7). Deutlich sind die “Überschwinger” in den Abbildungen 8.6 und 8.7 kurz vor Erreichen der Multipactingschwelle zu erkennen. Diese entstehen, weil die Elektronenlawine eine gewisse Zeit braucht, um sich auszubilden. Sie werden um so höher, je stärker die Kopplung und damit je kürzer die Anstiegszeit der Felder ist. Die kurzzeitigen Feldüberhöhungen sind wesentlich verantwortlich für die Konditionierung der Multipactingschwellen. Es hat sich herausgestellt, dass die effektivste Methode des Konditionierens das Sweepon mit einer Vorlaufleistung von etwa 10 W ist. Die typische Zeit zum Konditionieren betrug zwischen 1 und 15 Stunden. Die niedrigste Schwelle trat bereits bei Vorlaufleistungen im mW-Bereich auf und benötigte die die meiste Zeit zum Konditionie-



Fig. 8.7: Multipacting bei der supraleitenden CH-Struktur im gepulsten Betrieb. Oberhalb des Schwellenpegels nimmt die Feldstärke nicht weiter zu und es bildet sich ein Plateau aus. Deutlich sind die “Überschwinger” vor dem Plateau zu erkennen. Diese entstehen, weil die Elektronenlawine eine gewisse Zeit braucht, um sich auszubilden. Sie werden umso höher, je stärker die Kopplung und damit je kürzer die Anstiegszeit ist.

ren. Zum Teil traten auch mehrere Schwellen auf, wenn die niedrigere Schwelle kurzzeitig durchbrochen wurde (s. Abb 8.6). Die Multipactingschwellen traten nicht mehr auf oder nur in schwacher Form auf, solange die Kavität unter Vakuum gehalten wurde. Nach einer Exposition mit Luft musste neuerlich konditioniert werden. Dies bestätigt, dass es sich bei Multipacting zum Teil um einen Oberflächeneffekt handelt, weil der Elektronenvervielfachungskoeffizient natürlich von Einlagerungen in der Nioboberfläche abhängt.

8.3 Thermaler Zusammenbruch

In diesem Kapitel soll die Limitierung supraleitender Resonatoren aufgrund von thermalem Breakdown untersucht werden. Dabei werden wir feststellen, dass thermaler Breakdown im Allgemeinen durch Defekte in den magnetischen Hochfeldregionen hervorgerufen

wird.

Die maximalen Beschleunigungsgradienten sind begrenzt durch die assoziierten magnetischen Peakfelder, die bei Überschreiten des maximal zulässigen Wertes unweigerlich zum Zusammenbruch der Supraleitung führen (s. Kap. 2). Es zeigt sich aber, dass der theoretisch mögliche Wert für das magnetische Peakfeld meist auch nicht nur annähernd erreicht wird. Trägt man die Zahl der gebauten Resonatoren gegen die maximalen erreichten Peakfelder auf, so liegt das Maximum der Verteilung bei unter 50% des theoretischen Wertes der Peakfelder, so bei 70-90 mT. Die Streuung der einzelnen Resonatoren ist aber beträchtlich. Selbst identisch produzierte Resonatoren können sich um einen Faktor 3 oder 4 voneinander unterscheiden. Der thermale Zusammenbruch wird im, Allgemeinen durch

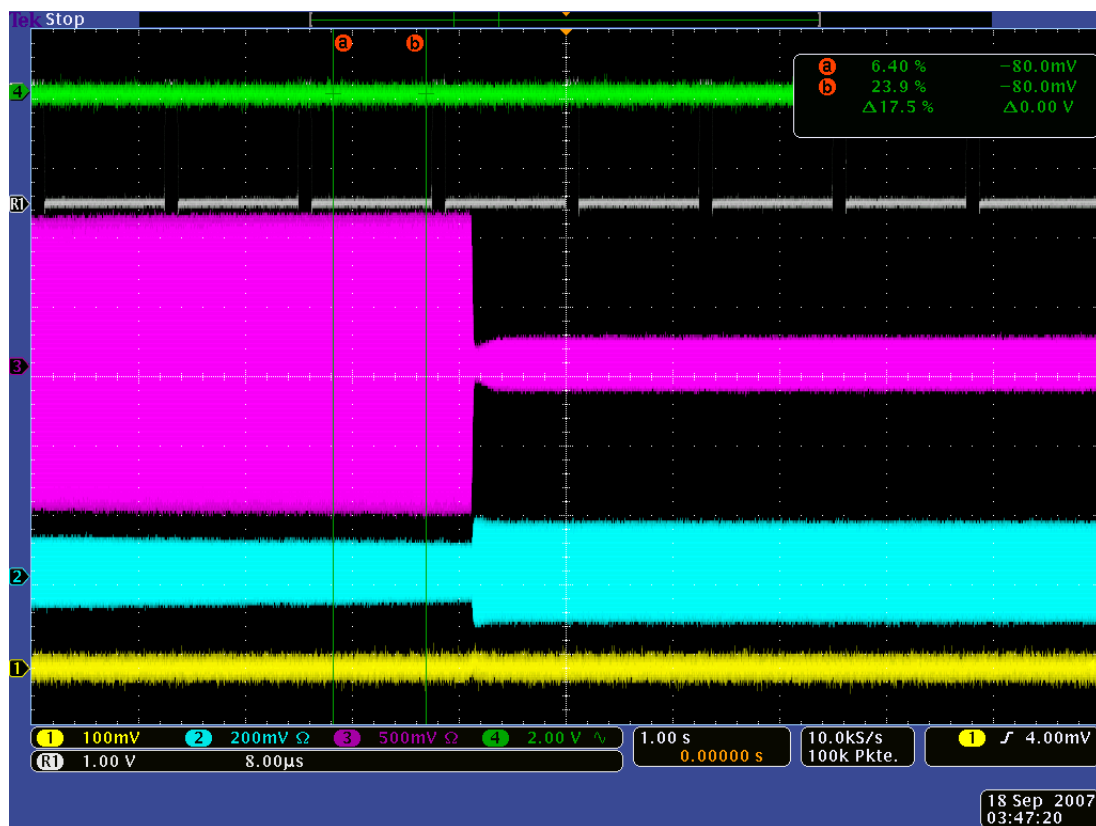


Fig. 8.8: Quenchsignal bei der supraleitenden CH-Struktur. Der Resonator wird im Dauerstrichmode betrieben kurz vor der Quenschwelle betrieben. Durch eine geringe Erhöhung der Vorlaufeistung steigt der Feldpegel im Resonators, so dass es zu einem Quench kommt. Dies ist am abrupten Abfall des Pickupsignals (violett) zu erkennen. Gleichzeitig steigt die reflektierte Leistung an, weil sich die Kopplung ändert.

submillimeter große normalleitende Regionen in magnetischen Hochfeldregionen verursacht. Diese Gebiete werden “Defekte” genannt. Im statischen Fall richten Defekte keinen Schaden an, weil der Suprastrom um sie herum fließt. Durch den reaktiven Anteil der

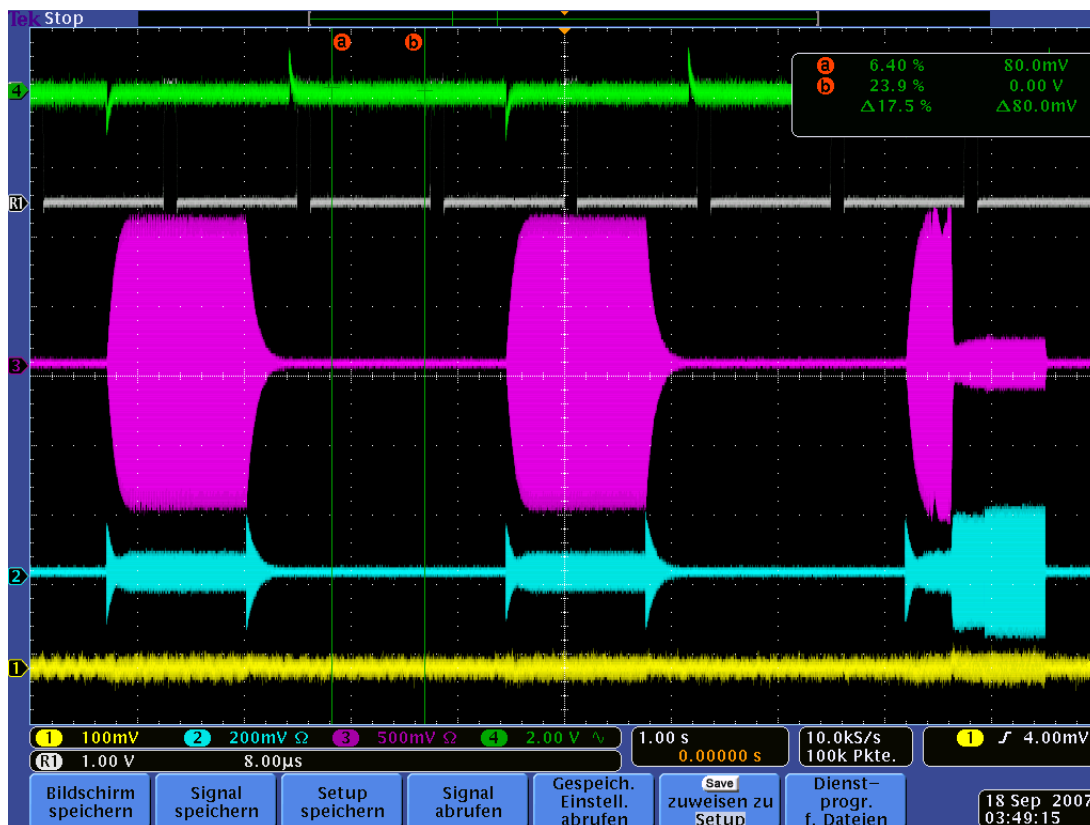


Fig. 8.9: Quenchsignal bei der supraleitenden CH-Struktur im gepulsten Betrieb bei ähnlichen Leistungspegeln wie in Abbildung 8.8.

Impedanz fließt Strom aber auch durch die Defekte. Oder anders ausgedrückt, durch die Wechselfelder werden auch die Elektronen in den normalleitenden Bereichen zu Bewegung gebracht. Ist der Defekt klein genug bzw. die eingekoppelte Leistung hinreichend gering, wirkt er sich zunächst nicht aus. Die im Defekt fließenden Ströme bewirken eine Energiedissipation. Die entstehende Wärme kann aber vom umgebenden supraleitenden Material noch abgeführt werden. Steigt die eingekoppelte Leistung an, steigen auch die Verluste und die anfallende Wärmemenge. Wird diese zu groß, kann die Supraleitung in unmittelbarer Nähe zum Defekt zusammenbrechen. Dies hat den Effekt, dass die Verluste dramatisch ansteigen, weil die normalleitende Fläche stark zunimmt. Dieser Prozess breitet sich schnell lawinenartig im ganzen Resonator aus und führt zum thermalen Zusammenbruch oder Quench. Für den Resonator hat der Quench keine Folgen im Gegensatz zu einem Quench in einem supraleitenden Magneten, weil die gespeicherte Energie im Resonator Größenordnungsmäßig nur ein Joules beträgt. Der Resonator gelangt in der Regel nach wenigen Millisekunden wieder in den supraleitenden Zustand.

Ein Quench zeigt bei der Messung eine charakteristische Signatur. Weil beim Zusammenbruch der Supraleitung sich der Kopplungsfaktor um mehrere Größenordnungen ändert,

steigt schlagartig die reflektierte Leistung an. Andererseits sinkt die Abklingzeit des Feldes von einigen 10 ms zu wenigen μs entsprechend dem normalleitenden Zustand. Typische Defekte sind wenige μm bis zu einem mm groß. Es können Einschlüsse im Rohmaterial oder nachträglich beim Schweißen entstandene Defekte sein. Als Beispiel soll ein 50 μm großer Defekt aus Kupfer bei einer Frequenz von 350 MHz betrachtet werden. Die vom Defekt beeinflusste Fläche ist näherungsweise $A = 4 \cdot 10^{-9} m$. Das Oberflächenmagnetfeld sei 40 mT. Für die Verluste im Defekt gilt unter der Annahme eines Kupfereinschlusses im Niob:

$$P_{def} = \frac{1}{2\mu_0^2} AR_s B^2 = 4 mW \quad (8.14)$$

Auf den ersten Blick erscheint dieser Wert niedrig. Es muss aber bedacht werden, dass die Verluste im gesamten Resonator mit der Gesamtoberfläche von der Größenordnung 1 m^2 nur wenige Watt betragen. Die Leistungsdichte ρ im Defekt erreicht extrem hohe Werte:

$$\rho = \frac{P_{def}}{A} = \frac{4 mW}{4 \cdot 10^{-9} m^2} = 1 MW/m^2 \quad (8.15)$$

Diese hohe Leistungsdichte bewirkt die Erhöhung der Temperatur im Defekt, die unter Umständen zum Zusammenbruch der Supraleitung im gesamten Resonator führen kann. Um Defekten vorzubeugen, muss schon das Rohmaterial sorgfältig ausgewählt werden. Genauso muss der Schweißvorgang mit größtmöglicher Sorgfalt durchgeführt werden. Ist ein Defekt aufgetreten und lokalisiert worden, kann der Resonator normalerweise repariert werden. Dazu wird der Resonator in der Nähe des Defekts geglättet und poliert.

Ein Quench kann auch durch Feldemission induziert werden. Die bei der Feldemission beschleunigten Elektronen gewinnen Energie aus den Feldern. Natürlich wird dieser Elektronenstrom seine Energie in den Resonatorwänden dissipieren. Ist die lokale Leistungsdichte zu hoch und die Temperatur steigt über den kritischen Wert, kommt es zum Zusammenbruch der Supraleitung. Die experimentelle Signatur ist allerdings in beiden Fällen gleich. Im Falle der supraleitenden CH-Struktur wird vermutet, dass die Limitierung weiterhin ein Quench induziert durch Feldemission ist. Diese Annahme wird durch die sehr niedrigen Quenchfelder von 40 mT gestützt, die nur 20% des theoretischen Limits entsprechen. Zusätzlich wird starke Feldemission mit entsprechender Emission von Röntgenstrahlung beobachtet.

8.4 Feldemission

Eine weiteres Phänomen, das die Performance von supraleitenden Resonatoren limitiert ist die Feldemission. Während der thermale Zusammenbruch durch die magnetischen Oberflächenfelder und die damit zusammenhängenden lokalen Verluste hervorgerufen wird, ist die Ursache der Feldemission das Auftreten hoher elektrischer Felder.

Kapitel 8. Limitierungen von supraleitenden Resonatoren

Bei der Feldemission werden Elektronen durch elektrische aus dem Material “herausgesaugt”. Diese Elektronen werden dann in den elektrischen Feldern beschleunigt und treffen auf die Resonatoroberfläche. Für die Beschleunigung wird ein Teil der Feldenergie im Resonator benötigt. Oder anders ausgedrückt, bei gleich bleibendem Feldpegel muss mehr Leistung in den Resonator eingekoppelt werden. Experimentell macht sich dies in der Abnahme der Güte Q bemerkbar. Tritt Feldemission auf, zeigt sich auch hier eine charakteristische experimentelle Signatur. Grundsätzlich ist die Güte unabhängig vom Feldpegel bzw. der eingekoppelten Leistung, solange nur Ohmsche Verluste bzw. quadratisch vom Feldpegel abhängige Verluste im Resonator vorhanden sind. Treten zusätzlich Nicht-Ohmsche Verlustmechanismen auf, sinkt die Güte. Die Abbildung 7.9 zeigt schematisch eine Messung der Güte gegen den Beschleunigungsgradienten. Zunächst bleibt die Güte konstant, was auf rein Ohmsche Verluste schließen lässt. Bei einem gewissen Feldpegel fängt die Güte langsam an zu sinken. Die Messung kann aber weitergeführt werden, bis entweder die zu Verfügung stehende Leistung erreicht ist oder es aufgrund des Elektronenstroms auf die Oberfläche zum thermalen Zusammenbruch der Supraleitung kommt, weil die kinetische Energie der einschlagenden Elektronen nicht mehr abgeführt werden kann.

Die Leitungselektronen in einem Metall sind gebunden, wobei die typische Bindungsenergie einige eV beträgt. Die Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Elektronenwelle fällt am Potentialsprung an der Metalloberfläche nicht sofort auf null ab, sondern sinkt exponentiell mit dem Abstand. Die Welle kann sich aufgrund der unendlichen Ausdehnung der Barriere aber nicht ausbreiten. Legt man nun ein äußeres, in der Nähe der Oberfläche homogenes elektrisches Feld an, ergibt sich aus der Überlagerung der Potenzialbarriere und dem linearen Potenzial des homogenen Feldes eine resultierende dreieckige Potenzialbarriere. Aus der Quantenmechanik ist nun bekannt, dass es für die Elektronenwelle eine endliche Wahrscheinlichkeit gibt, diese Potenzialbarriere zu durchtunneln. Direkt über der Metalloberfläche bildet sich eine dünne Schicht freier Elektronen. Aufgrund der Coulombwechselwirkung der freien Elektronen mit den Metallelektronen stellt sich innerhalb des Metalls nahe der Oberfläche eine Ladungsverteilung ein, die einer spiegelbildlich zu den Elektronen angeordneten positiven Ladung gleichen Betrages entspricht. Dieses so genannte Bildladungspotenzial rundet die Dreiecksbarriere ab und erniedrigt sie (s. Abb. 8.10). Für den Potenzialverlauf durch das äußere elektrische Feld gilt natürlich:

$$V(z) = -eEz \quad (8.16)$$

und für das Potenzial durch die Elektronenschicht gilt [36]:

$$V(z) = -\frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 z} \quad (8.17)$$

Damit ergibt sich das Gesamtpotenzial (s. Abb. 8.10) [36]:

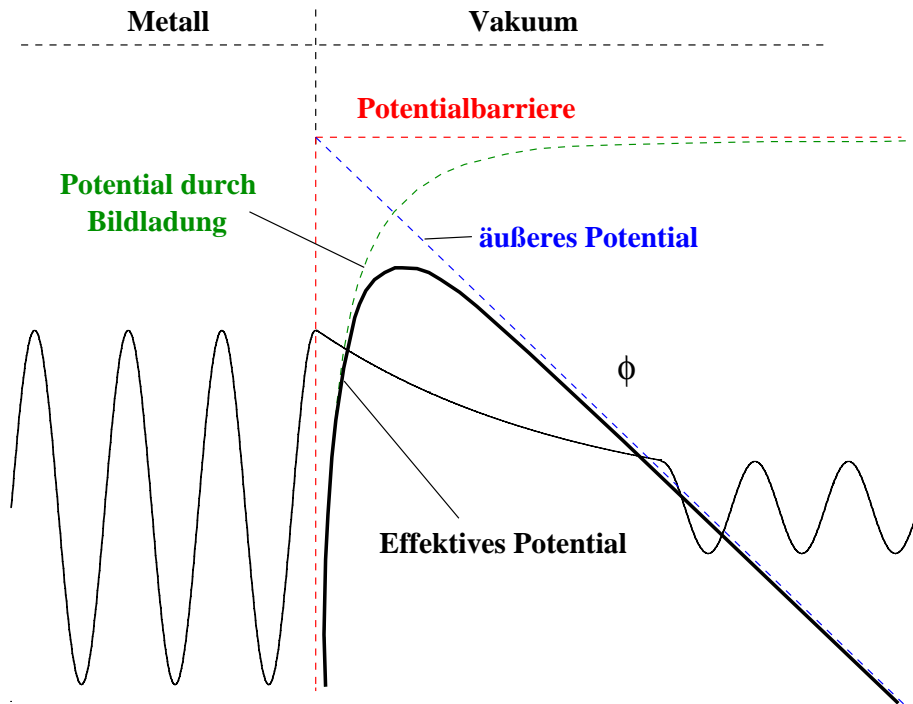


Fig. 8.10: Bei Anlegen eines äußeren elektrischen Feldes, wandelt sich die Potenzialstufe in eine Barriere endlicher Breite um. Gezeichnet ist die Elektronenwellenfunktion bei Erreichen der Potenzialbarriere. Die Amplitude der Welle nimmt im klassisch verbotenen Bereich exponentiell ab. Es besteht aber eine endliche Wahrscheinlichkeit, dass das Elektron durch die Barriere tunnelt, was der kleineren Amplitude rechts entspricht. Durch das Bildladungspotenzial wird die dreieckige Potenzialbarriere abgerundet.

$$V(z) = -\frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 z} - eEz \quad (8.18)$$

Im Jahre 1928 berechneten R.H. Fowler und L. Nordheim zum ersten mal die zu erwartende Tunnelstromdichte j mit obiger Potenzialverteilung [90]:

$$j = \frac{e^2 E^2}{8\pi h \phi t^2(z)} \exp\left(-\frac{8\pi\sqrt{2m}(e\phi)^3 v(z)}{3heE}\right) \quad (8.19)$$

Dabei ist E das wirkende elektrische Feld, h das Plancksche Wirkungsquantum und ϕ die Austrittsarbeit. $t(z)$ und $v(z)$ sind die so genannten Fowler-Nordheim-Funktionen, in welche die Absenkung der Potenzialbarriere durch die Bildladung eingeht.

Für $t(z) = 1$ und $v(z) = 1$ ergibt sich die Tunnelstromdichte für die Dreiecksbarriere.

Dann reduziert sich 8.19 zu:

$$j(E) = \frac{A_{FN} E^2}{\phi} \exp\left(-\frac{B_{FN} \phi^{3/2}}{E}\right) \quad (8.20)$$

Dabei ist $A_{FN} = 1.54 \cdot 10^6$ und $B_{FN} = 6.83 \cdot 10^3$, E ist in MV/m und j in A/m². Die FN-Theorie wurde experimentell bestätigt für statische elektrische Felder an Punktelektroden mit einer feinen Spitze. Für supraleitende Resonatoren muss die Theorie noch etwas abgewandelt werden. Dazu führen wir den so genannten Enhancement Factor (Verstärkungsfaktor) β_{FN} ein. In Resonatoren tritt Feldemission schon bei Feldern auf, die etwa 1000 mal kleiner sind, als nach der FN-theorie zu erwarten wären. Die Feldstärken, die zu einem nennenswerten Tunnelstrom führen, liegen in der Größenordnung GV/m. In Resonatoren werden werden aber nur einige 10 MV/m erreicht.

Die Feldemission tritt nicht direkt auf der Resonatoroberfläche auf, weil mit den relativ großen Radien der Oberfläche nicht die erforderlichen hohen Felder entstehen können. Durch winzige, typischerweise μm große Fremdkörper auf der Oberfläche (Emitter) entstehen aber sehr hohe Feldstärken. Man ersetzt nun in 8.20 das E durch $\beta_{FN} E$:

$$j(E) = \frac{A_{FN} (\beta_{FN} E)^2}{\phi} \exp\left(-\frac{B_{FN} \phi^{3/2}}{\beta_{FN} E}\right) \quad (8.21)$$

Wenn A_e die Oberfläche des Emitters ist gilt für den Tunnelstrom:

$$I(E) = \frac{A_{FN} A_e (\beta_{FN} E)^2}{\phi} \exp\left(-\frac{B_{FN} \phi^{3/2}}{\beta_{FN} E}\right) \quad (8.22)$$

Im Hochfrequenzfall muss dies noch modifiziert werden [36]:

$$I_{HF}(E) = \frac{A_{HF} A_e (\beta_{FN} E)^{2.5}}{\phi} \exp\left(-\frac{B_{FN} \phi^{3/2}}{\beta_{FN} E}\right) \quad (8.23)$$

Ob bei einem gegebenen Fremdkörper Feldemission auftritt, hängt stark von seiner Oberflächenstruktur ab. In verschiedenen Studien wurde z.B. gefunden, dass nur etwa 10% der Fremdkörper auch Emitter sind [36]. Viele Fremdkörper liefern aufgrund ihrer Größe einen enhancement factor β_1 von z.B. 10, was nicht ausreicht, um den beobachteten Tunnelstrom zu erklären. Aufgrund der rauhen Oberfläche der Teilchen ergibt sich eine weitere Feldverstärkung mit einem zweiten Enhancement Factor $\beta_2 = 10$. Das Produkt $\beta_1 \beta_2$ kann den Tunnelstrom zwanglos erklären. Man spricht in diesem Fall auch vom "tip-on-tip"-Modell [36]. Heutzutage ist Feldemission meist der limitierende Faktor insbesondere von supraleitenden Niederenergie-Kavitäten. Im Gegensatz zum Magnetfeld, gibt es beim elektrischen Feld aber keine prinzipielle Beschränkung. So wurden supraleitende Resonatoren schon bis zu 220 MV/m im gepulsten Mode betrieben [91].

In Kapitel 7.10 wurde beschrieben, wie die Güte der supraleitenden CH-Struktur mit

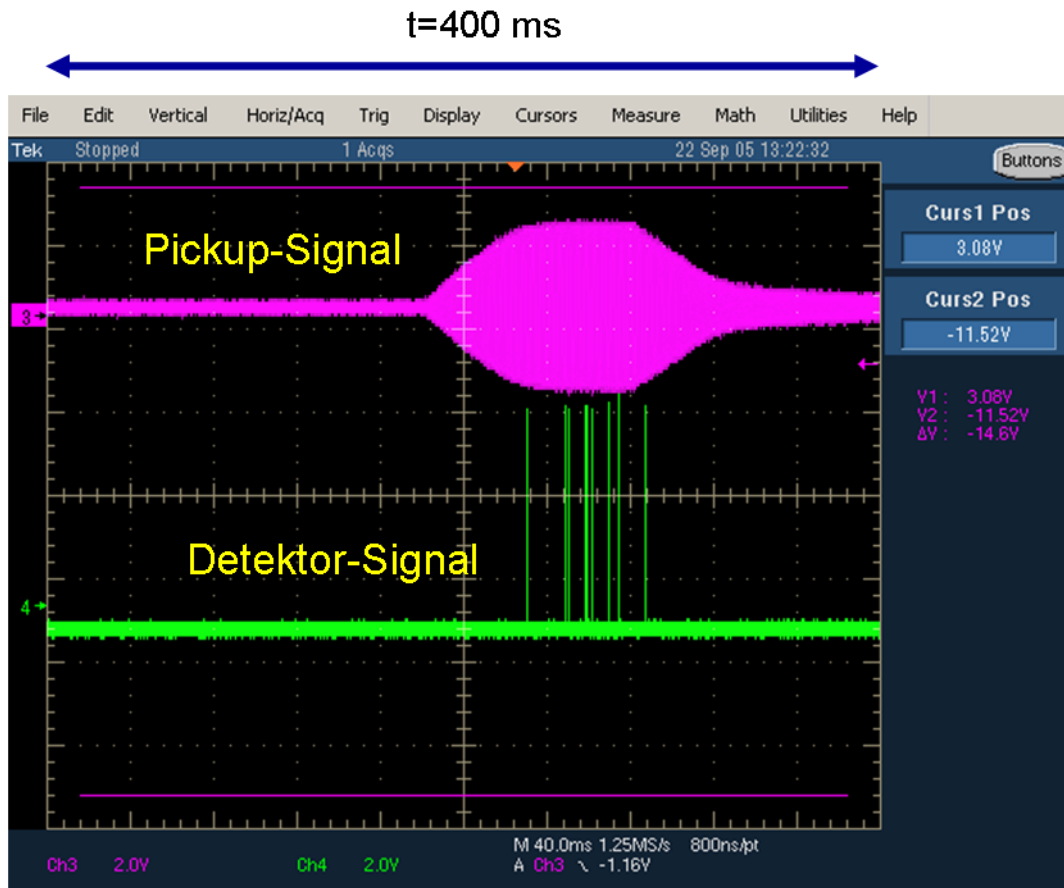


Fig. 8.11: Diese Messung zeigt deutlich, dass während eines HF-Pulses Röntgenstrahlung emittiert wird. Zur Messung der Strahlung wurde ein Halbleiterdetektor verwendet, dessen verstärkte Impulse direkt auf einem Oszilloskop sichtbar gemacht wurden. Die maximalen Oberflächenfelder im Pulsplateau entsprachen etwa 24 MV/m.

steigendem Feldpegel sinkt. Erste Hinweise auf das Auftreten von Feldemission bei hohen Feldpegeln im Falle der supraleitenden CH-Struktur ergaben Dosisleistungsmessungen und Messungen der Röntgenstrahlen mittels eines Halbleiterdetektors. Die Abbildung 8.11 zeigt das Detektorsignal, das direkt auf einem Oszilloskop dargestellt wurde. Die Strahlung wird nur während des Pulses bei den höchsten Feldpegeln im Gleichgewicht emittiert. In einem nächsten Schritt wurde die Strahlung orts aufgelöst gemessen [78]. Dazu wurden Thermo-Lumineszenz-Dosimeter (TLD) in verschiedenen Reihen entlang der Struktur angebracht. Diese Dosimeter bestehen aus Lithiumfluoridkristallen. Beim Durchgang der Röntgenstrahlung wird ein metastabiler Zustand angeregt. Durch Erhitzen zerfällt dieser unter Aussendung von sichtbarem Licht. Die Lichtmenge ist dabei proportional zur

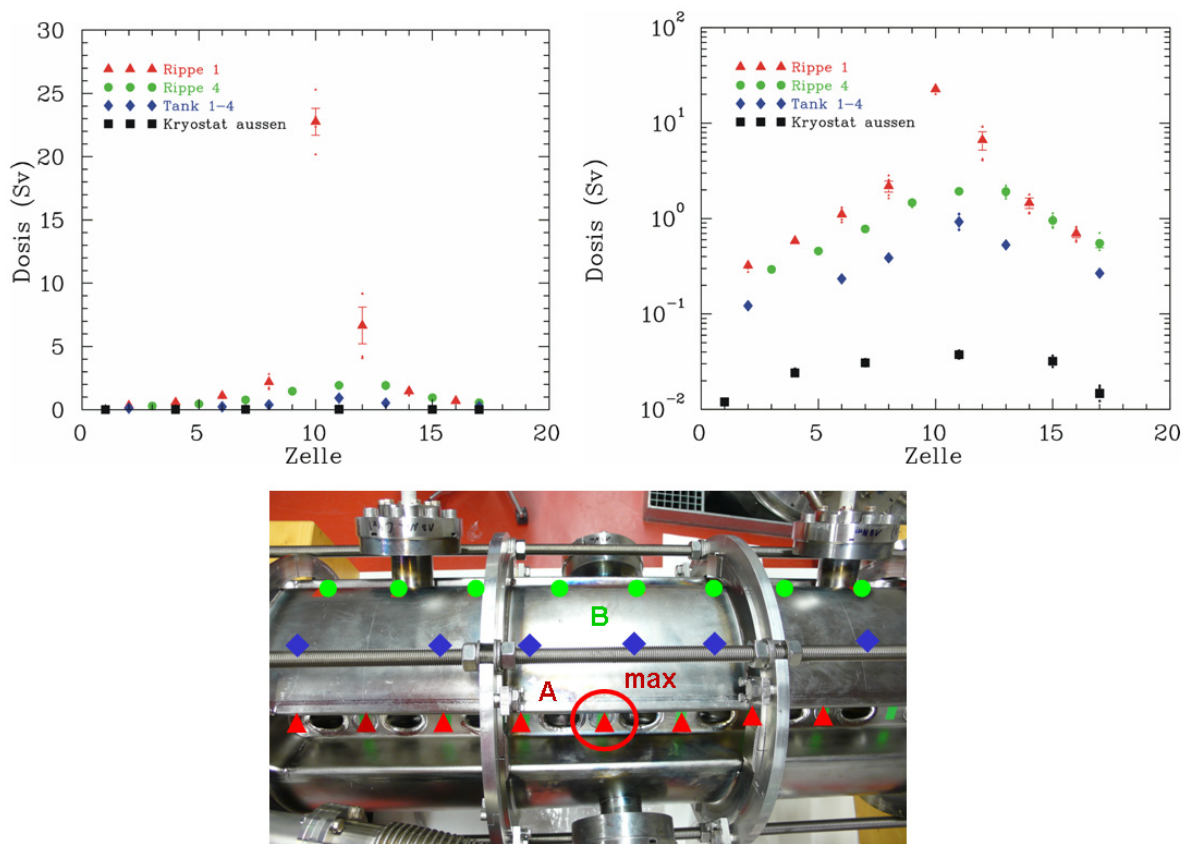


Fig. 8.12: Messung der Röntgendosis am supraleitenden CH-Prototypen. Dazu wurden Thermo-Lumineszenz-Dosimeter (TLD) entlang des Resonators angebracht. In diesem Fall konnte ein einzelner Hauptemitter im Zentrum der Struktur ausgemacht werden [78].

Dosis. Im Rahmen dieser Arbeit wurden erstmals die Methode der Thermo-Lumineszenz-Dosimetrie in kryogener Umgebung bei 4 K angewendet. Je nach Position bzw. Abstand von der Strahlachse ergaben sich verschiedene Dosen. Durch eine detaillierte Analyse konnte ein Emitter im Zentrum des Resonators lokalisiert werden. Die Abbildung 8.12 zeigt die Position einiger Detektoren sowie die Dosismessungen. In der linearen Darstellung fällt der sehr hohe Strahlungspegel im Zentrum der Kavität auf, der etwa 30 mal höher ist als der von direkt benachbarten Detektoren. In der logarithmischen Darstellung der Dosismessung erkennt man eine interessante Struktur, die einen Hinweis auf den ungefähren Ort des Emitters gab. Die beiden Messreihen mit den höchsten registrierten Dosen entsprechen zwei direkt benachbarten Rippen der CH-Kavität. Treffen die im elektrischen Feld beschleunigten Elektronen wieder auf die Resonatoroberfläche wird Röntgenstrahlung mit einer Dipolcharakteristik emittiert. Würde sich der Emitter direkt auf dem Driftrohrwulst befinden, würden die Elektronen entlang der Feldlinien

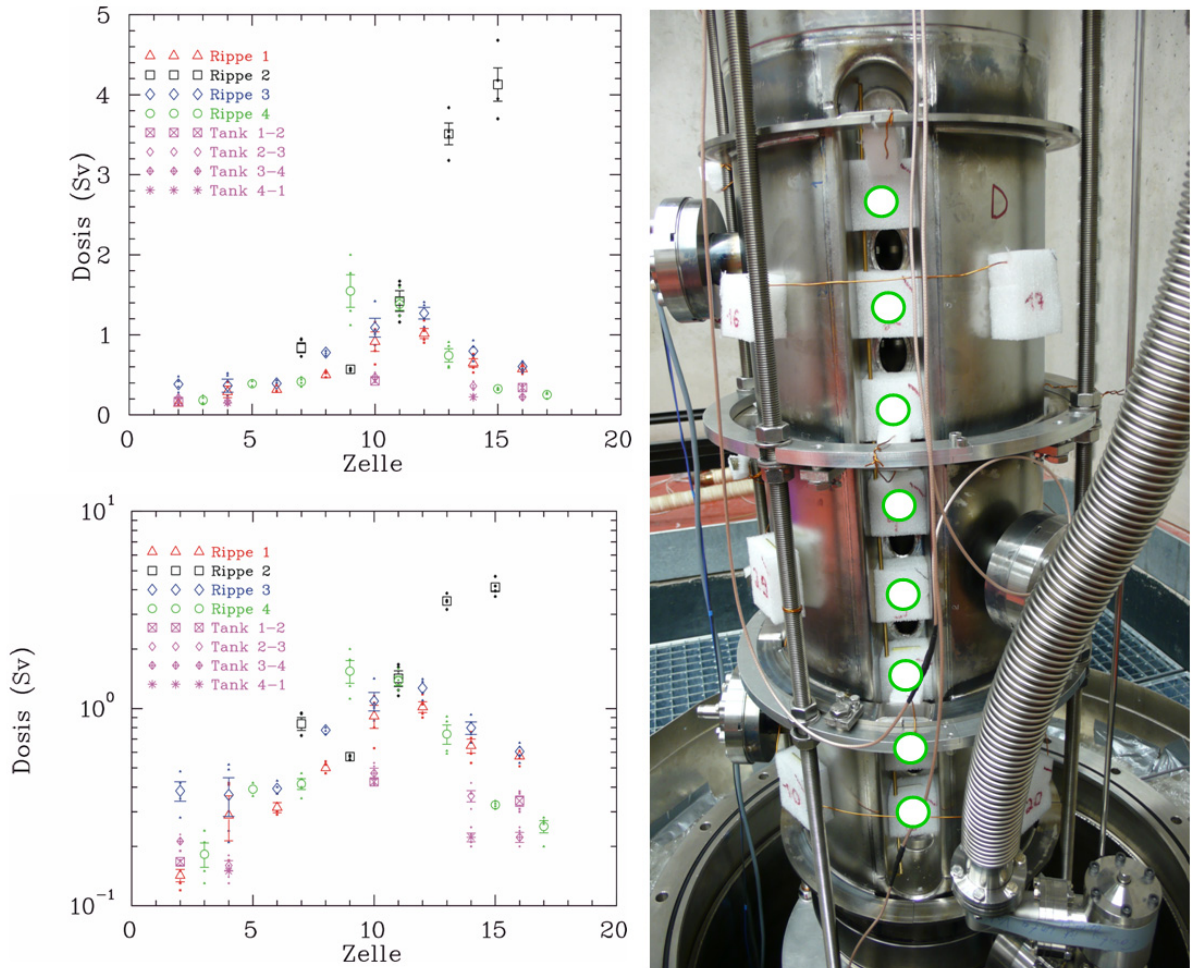


Fig. 8.13: Dosismessung mittels TLD-Karten an verschiedenen Orten der CH-Kavität nach der neuerlichen Präparation.

zum gegenüberliegenden Driftröhre beschleunigt werden. Dies könnte aber weder den starken Abfall der Dosis zu den direkt benachbarten Detektoren noch die “Zick-Zack-Kurve” entlang der Kavität erklären. Die beobachtete Verteilung legt die Vermutung nahe, dass der Emitter sich im Außenbereich des Driftröhre befindet. Dies ist plausibel, weil aufgrund der geometrischen Verhältnisse die Außenbereiche der Driftröhren nur schwierig mittels Hochdruckspülung zur reinigen sind. Die genaue Lage lässt sich nicht ermitteln da aufgrund der maximalen Spaltspannungen bei diesem Test von 270 kV die Dipolkeulen einen Winkel $\beta > 0$ in Flugrichtung der Elektronen besitzen.

Nach mehreren Kalttests wurde entschieden, die Kavität einer neuerlichen Präparation zu unterziehen. Zunächst wurde eine chemische Oberflächenbehandlung vorgenommen, wobei ungefähr $20 \mu\text{m}$ der Oberfläche entfernt wurden. Danach erfolgte die Hochdruckspülung.

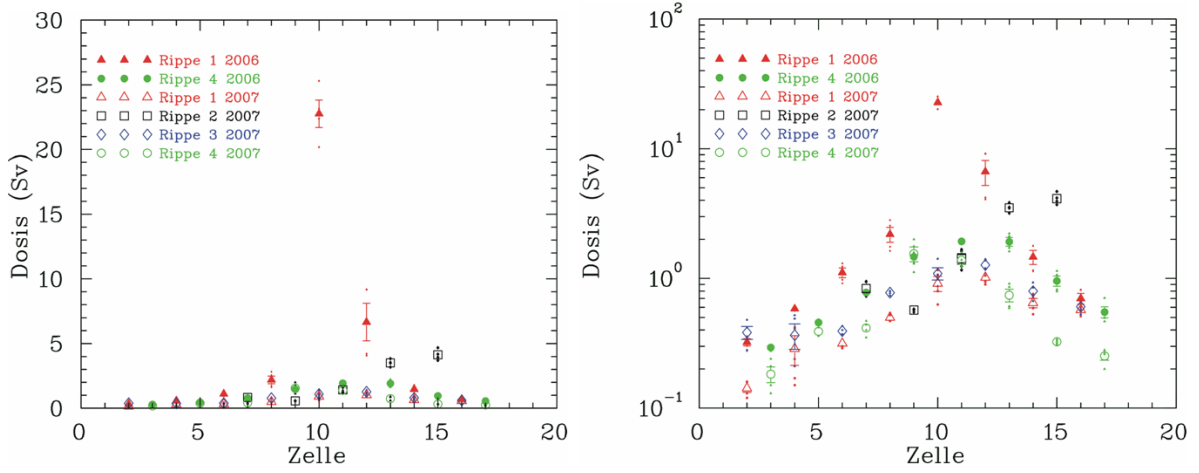


Fig. 8.14: Vergleich der Dosismessungen vor und nach der neuerlichen Präparation. Deutlich ist zu erkennen, dass der zentrale Emittor entfernt werden konnte.

Beim folgenden Kalttest wurden wieder TLD-Karten verwendet. Die Abbildung 8.13 zeigt die entsprechende Dosismessung. Der Emittor im Zentrum der Kavität wurde durch die Präparation offensichtlich entfernt. Allerdings ist die Kavität noch nicht frei von Feldemission. Detektoren an den Zellen 13 und 15 zeigen hohe Dosen. Allerdings kann nicht gesagt werden, ob diese Emissionszentren bereits vor der neuen Präparation vorhanden waren oder ob es sich um eine nachträgliche Kontamination handelt, weil in dieser Rippe bei der ersten Messungen keine Detektoren angebracht waren.

Wie bereits in Kapitel 7.10 erläutert wurde, ergab sich eine signifikante Verbesserung hinsichtlich der maximal erreichten Feldstärken. Trotz dem Vorhandensein weiterer Emissionszentren ergaben sich bei vergleichbaren Testzeiten und Leistungen trotz höherer Spannungen wesentlich niedrigere Dosen (s. Abb. 8.14).

Während der Messung der Q-E-Kurve wurden die einzelnen Leistungen P_f , P_r und P_t gemessen. Daraus konnte P_c bestimmt werden (s. Kap. 7.10). Aus der Extrapolation der Ohmschen Verlustleistung aufgrund der Messung bei kleinen Pegeln und der tatsächlichen gemessenen Verlustleistung, ließen sich die nicht-Ohmschen Verluste P_{NO} bestimmen:

$$P_{NO} = P_f^{high} - P_r^{high} - P_t^{high} - P_c^{low} \left(\frac{E_a^{high}}{E_a^{low}} \right)^2 \quad (8.24)$$

Die Abbildung 8.15 zeigt die nicht-Ohmschen Verluste als Funktion des Gradienten. Zum einen treten nach der neuen Präparation diese Verluste bei wesentlich höheren Feldstärken auf, zum anderen sind sie bei vergleichbarer Feldstärke deutlich kleiner. Beides führt zu einer bis zu hohen Gradienten höheren Güte. Trägt man die nicht-Ohmschen Verluste logarithmisch auf, erkennt man deutlich, dass mit der Feldstärke exponentielle Anwachsen

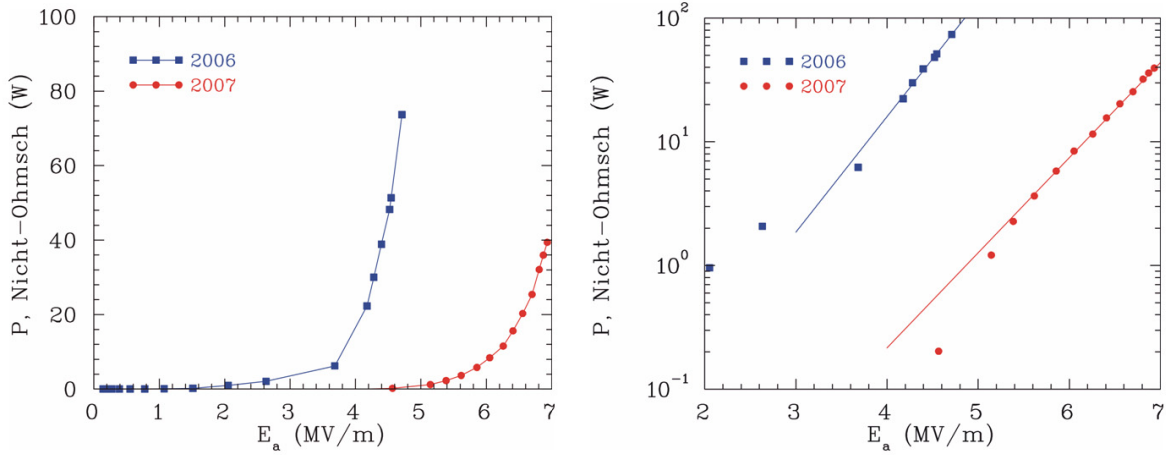


Fig. 8.15: Nicht-Ohmsche Verluste als Funktion des Gradienten für zwei Messungen vor und nach der Entfernung des zentralen Emitters. Die Verluste wachsen exponentiell mit den Feldern wie nach der Fowler-Nordheim-Theorie zu erwarten ist.

dieser durch Feldemission verursachten Verluste wie es nach der Fowler-Nordheim-Theorie zu erwarten ist. Durch Logarithmieren von 8.23 erhält man

$$\ln \left(\frac{I_{HF}(E)}{(\beta_{FN} E)^{2.5}} \right) = \ln \left(\frac{A_{HF} A_e}{\phi} \right) - \frac{B_{FN} \phi^{3/2}}{\beta_{FN} E}. \quad (8.25)$$

Trägt man $\ln \left(\frac{I_{HF}(E)}{(\beta_{FN} E)^{2.5}} \right)$ gegen $1/E$ auf, erhält man eine Gerade, den so genannten Fowler-Nordheim-Plot, aus dessen Steigung m man den Enhancement-Factor β_{FN} bestimmen kann:

$$\beta_{FN} = \frac{B_{FN} \phi^{3/2}}{m} \quad (8.26)$$

Mit $\phi=4.4$ eV ergibt sich für die Messung vor der neuerlichen Oberflächenpräparation ein β_{FN} von 400. Nach der Präparation ergab sich ein β_{FN} von 240. Zusammen mit den elektrischen Spitzenfelder auf der (glatten) Oberfläche ergeben sich dann elektrische Felder an den Emittieren in der Größenordnung GV/m.

8.5 Lorentzkraftverstimmung

Elektromagnetische Felder üben einen Strahlungsdruck P_s auf die Wände eines Resonators aus. Für den Druck gilt [58]:

$$P_s = \frac{1}{4} (\mu_0 |H|^2 - \epsilon_0 |E|^2), \quad (8.27)$$

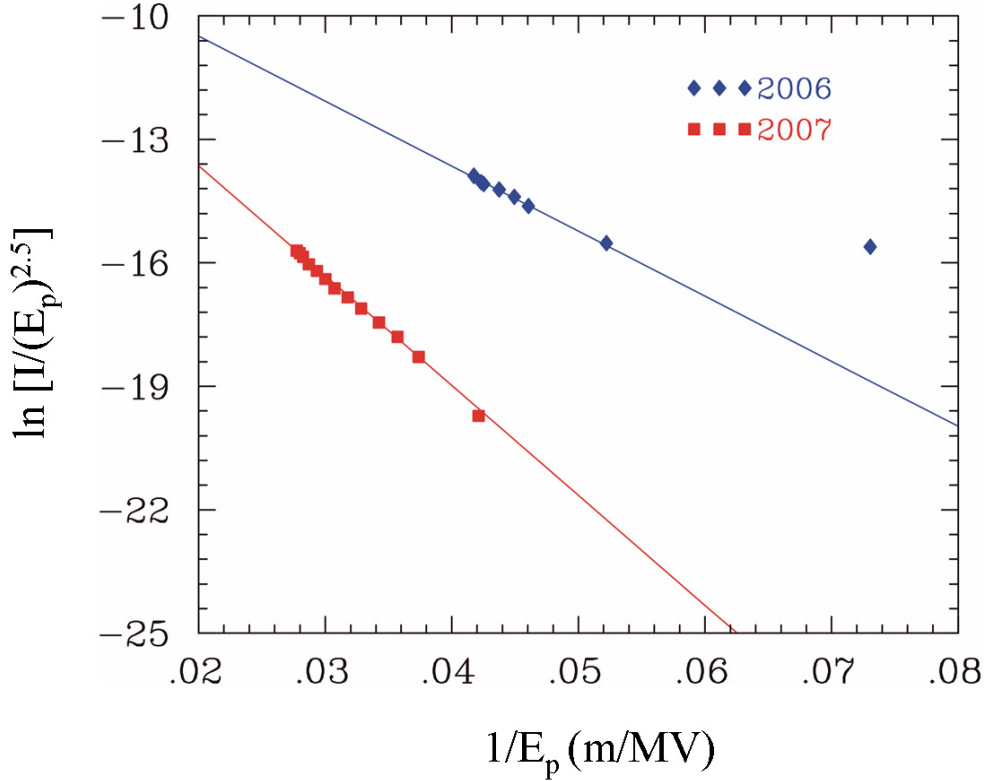


Fig. 8.16: Fowler-Nordheim-Plot der supraleitenden CH-Struktur. In den ersten Messkampagnen wurde ein β_{FN} von 400 gemessen. Nach der neuerlichen Oberflächenpräparation betrug β_{FN} 240.

wobei H und E die Felder an der Oberfläche sind. Der Druck bewirkt eine Änderung der Resonatorgeometrie. Grundsätzlich gilt, dass sich der Resonator an Orten hoher elektrischer Feldstärke zusammenzieht, während er sich an Orten hohen magnetischen Feldes aufbläht (s. Abb. 8.17). In beiden Fällen ändert sich die gespeicherte Energie und damit die Resonanzfrequenz des Resonators. Dieser Zusammenhang wird in Kapitel 9.1 näher erläutert. Für die relative Frequenzänderung gilt [92]:

$$\frac{\Delta f}{f} = -\frac{1}{4W} \int_{\Delta V} (\mu_0 |H|^2 - \epsilon_0 |E|^2) dV \quad (8.28)$$

Beide Anteile von 8.28 gehen in die gleiche Richtung, weil ΔV für das elektrische Feld negativ ist. Durch den elektromagnetischen Druck sinkt die Resonanzfrequenz des Resonators. Dieser Effekt heißt Lorentzkraftverstimmung (LKV) und ist bei supraleitenden Resonatoren aufgrund der hohen Güte und der relativ dünnen Wände deutlich ausgeprägt und leicht messbar. Er tritt sowohl beim Einschalten der Hochfrequenz auf, wenn sich der Resonator langsam mit Feld füllt als auch beim gepulsten Betrieb. Die Lorentzkraftverstimmung lässt sich in erster Näherung durch eine Differentialgleichung erster

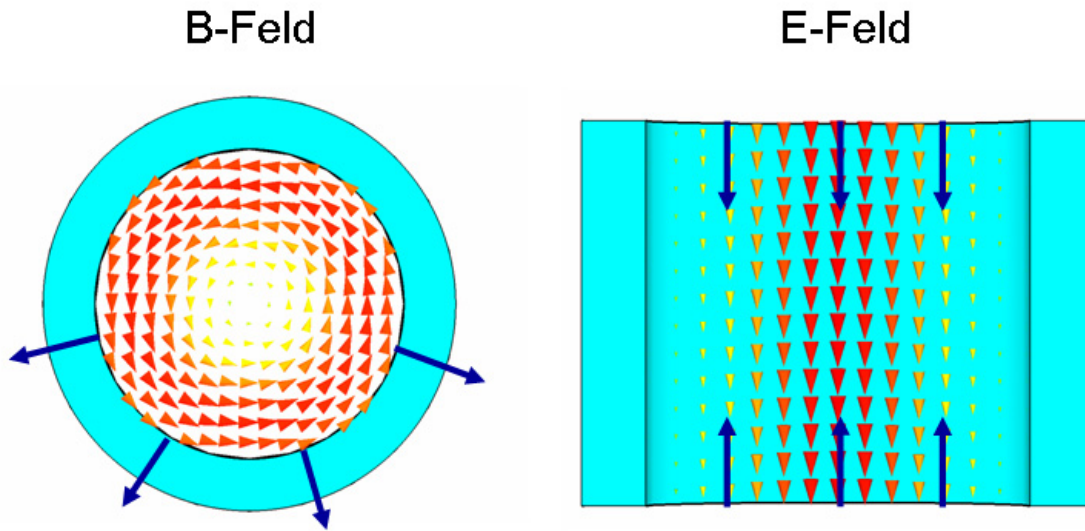


Fig. 8.17: Der Elektromagnetische Druck ändert die Geometrie des Resonators und führt zum Effekt des Lorentzkraftverstimmung (LKV). Dabei zieht sich der Resonator in Bereichen hoher elektrischer Feldstärken zusammen, während er sich bei hohen magnetischen Feldern aufbläht. Als Beispiel ist hier der Zylinderresonator mit der TM_{010} -Mode dargestellt. Der Effekt tritt aber bei allen Resonatoren und Moden auf.

Ordnung darstellen [93]:

$$\tau_m \Delta \dot{f}(t) + \Delta f(t) = -K E_a^2 \quad (8.29)$$

Die Zeitkonstante τ_m wird maßgeblich von der mechanischen Trägheit des Resonators bestimmt. Interessant für den Beschleunigerbetrieb ist die statische Verstimmung Δf , die sich für den stationären Zustand $\Delta \dot{f}(t) = 0$ ergibt:

$$\Delta f = -K E_a^2 \quad (8.30)$$

K heißt Lorentzkraftverstimmungskonstante. Offensichtlich steigt die Verstimmung mit dem Quadrat des Beschleunigungsgradienten an. Gemessen wird die Lorentzkraftverstimmung durch Messung des VCO-Signals im Gleichgewicht eines hinreichend langen Hochfrequenzpulses bei verschiedenen Feldpegeln. Am Generator wird dazu der Regelbereich (Deviation) eingestellt, der genau 1 V VCO-Signal produzieren würde. Eine VCO-Spannung von 0.1 V entspricht dann 10% der eingestellten Frequenzdifferenz. Die Abbildung 8.18 zeigt zwei typische Messungen. Der Feldpegel wird aus dem Pickupsignal ermittelt. Deutlich ist die Änderung des VCO-Signals bei höheren Feldpegeln zu erkennen. Trägt man die

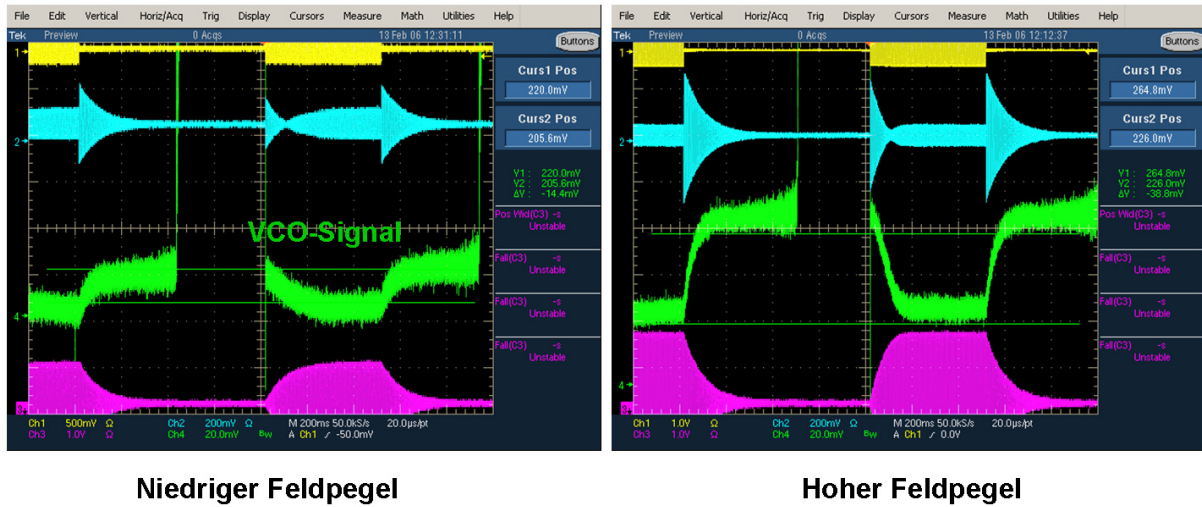


Fig. 8.18: Messung der Lorentzkraftverstimmung. Es wird die Spannung des VCO-Signals (grün) im Gleichgewicht eines hinreichend langen Pulses gemessen. Diese Spannung ist proportional der Frequenzdifferenz. Bei Erhöhung des Feldpegels ist das größere VCO-Signal zu erkennen.

Frequenzverstimmung Δf gegen das Quadrat des Feldgradienten auf, ergibt sich erwartungsgemäß eine abfallende Gerade, deren Steigung der Lorentzkraftverstimmungskonstanten K entspricht (s. Abb. 8.19). Im Falle der CH-Struktur ergab sich

$$K = -8 \text{ Hz}/(\text{MV}/\text{m})^2.$$

Bei Gradienten von 5 MV/m entspricht dies Frequenzverstimmungen von etwa 200 Hz, was 2 Größenordnungen mehr ist als die Breite der Resonanzkurve. Setzt man die Verstimmung von 200 Hz in Relation zur Drucksensitivität df/dP lässt sich ein äquivalenter Druck berechnen:

$$P = \frac{\Delta f}{df/dP} = \frac{200 \text{ Hz}}{2.5 \text{ Hz}/\text{Pa}} = 75 \text{ Pa} = 75 \text{ N}/\text{m}^2$$

Im Falle der CH-Struktur erzeugt also ein Gradient von 5 MV/m eine Frequenzverstimmung, die äquivalent einer Druckdifferenz von 75 Pa ist.

Da der Betrag der LKV in jedem Puls gleich ist, lässt sich diese Störung prinzipiell durch ein Feed-Forward-System mittels schneller Frequenz-tuner eliminieren (s. Kap. 9.1).

8.6 Microphonics

Neben der Lorentzkraft-Verstimmung, die nur im gepulsten Betrieb von Bedeutung ist, gibt es eine weitere Quelle für zeitabhängige Frequenzverstimmungen, die bei allen Betriebsmodi auftritt. Eine supraleitende Kavität besitzt neben den elektromagnetischen auch

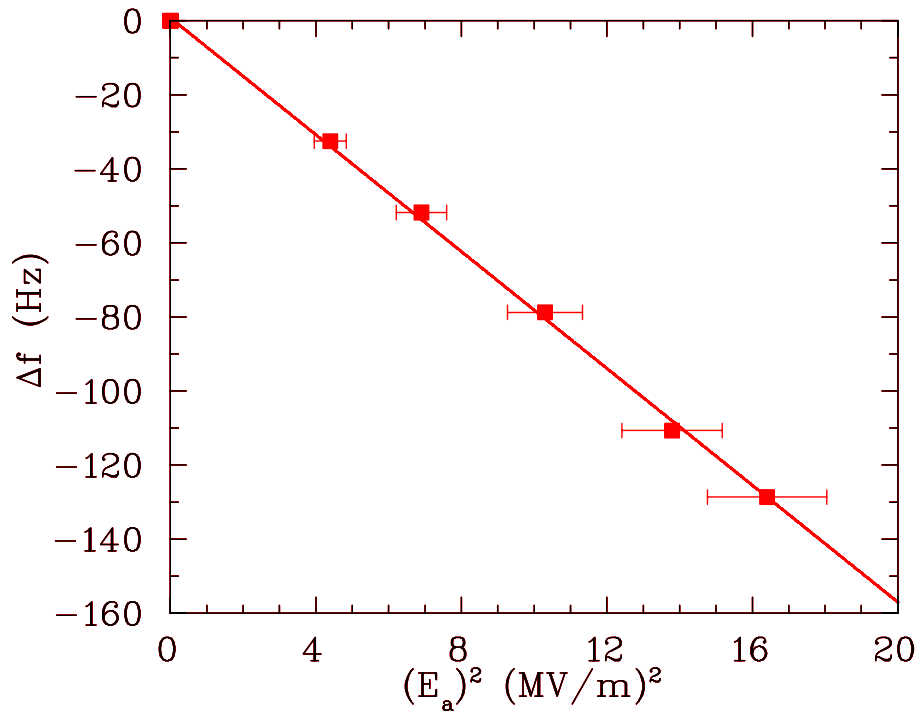


Fig. 8.19: Gemessene Lorentzkraftverstimmung als Funktion des Quadrats des Gradienten ($\beta\lambda$ -Definition). Es ergab sich eine LKV-Konstante von $-8 \text{ Hz}/(\text{MV}/\text{m})^2$.

niederfrequente mechanische Resonanzen. Da diese Resonanzen im akustischen Bereich oberhalb einiger 10 Hz auftreten wird dieses Phänomen auch als Microphonics bezeichnet. Die Kavität ändert entsprechend der Schwingungsmode die Geometrie, was zu Änderungen von Kapazität und Induktivität führt. Entsprechend ändert sich die Frequenz der elektromagnetischen Resonanz. Ob diese Frequenzvariationen im Betrieb stören, hängt u.a. von der externen und damit von der belasteten Güte ab. Grundsätzlich gilt, dass die Störungen durch Microphonics umso kleiner ausfallen, je stärker die Kopplung bzw. je höher der Strahlstrom ist. Ist eine Beeinträchtigung zu erwarten, kann der Einsatz eines schnellen Frequenzstuners notwendig werden (s. Kap 9.1) notwendig werden.

Es gibt zwei grundlegende Möglichkeiten, diese Resonanzen anzuregen. Wird der Beschleuniger gepulst betrieben, können die auftretenden Kräfte aufgrund der LKV eine mechanische Resonanz anregen, wenn die Pulsfolgefrequenz innerhalb der Bandbreite dieser Resonanz liegt. Dies gilt insbesondere für die niedrigsten Moden. In diesem Fall muss die mechanische Resonanz durch geeignete Gegenmaßnahmen in der Frequenz verschoben werden. Dies kann durch gezielte Versteifungen geschehen, so dass die Federkonstante der Kavität erhöht wird und sich die Frequenz erhöht.

Weit problematischer sind Anregungen der mechanischen Resonanzen durch ein allgegenwärtiges Untergrundrauschen. Dieses entsteht durch die Überlagerung vieler niederfrequenter Anregungen wie z.B. durch Pumpen, Druckvariationen im Kryosystem oder

Kapitel 8. Limitierungen von supraleitenden Resonatoren

Straßenverkehr um nur einige zu nennen.

Das mechanische Modenspektrum der supraleitenden CH-Kavität wurde mit verschiede-

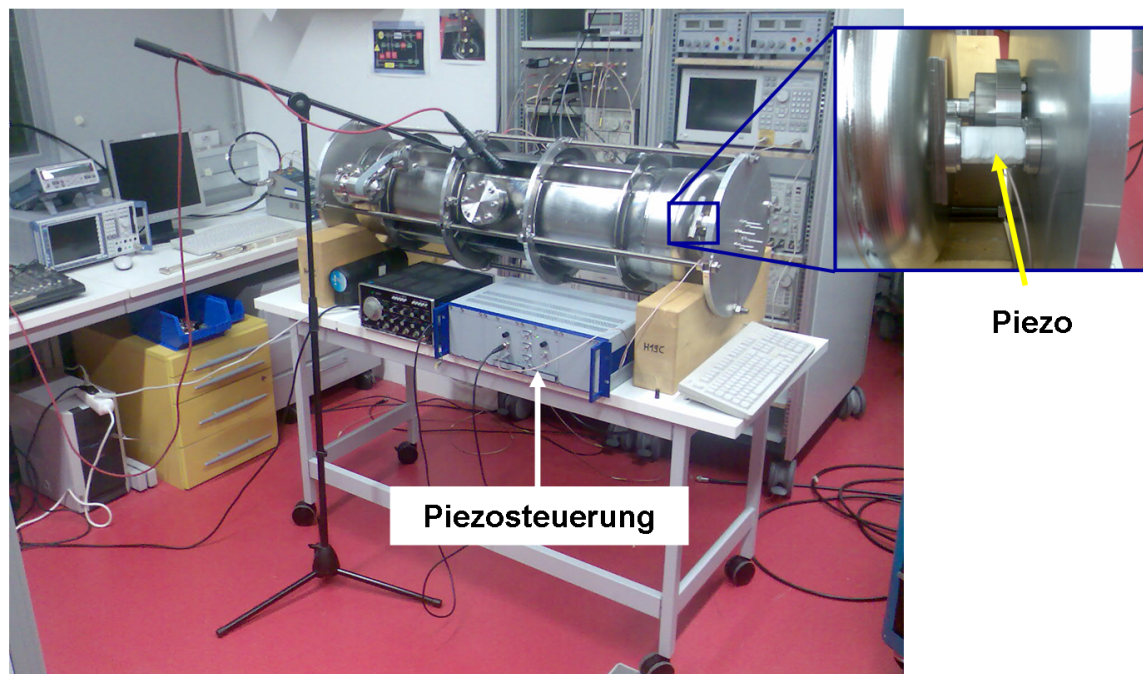


Fig. 8.20: Experimenteller Aufbau zur Bestimmung des mechanischen Modenspektrums der CH-Kavität.

nen Methoden gemessen [94]. An den Enden des Resonators wurde jeweils ein Piezokristall angebracht. Ein Piezo wurde mit dem harmonischen Signal eines Generators angeregt. Der andere Piezo diente als Sensor und konnte die mechanischen Vibrationen der CH-Struktur messen. Dabei wurde zunächst die Frequenz von 0 bis 500 Hz gesweept. Es zeigte sich allerdings, dass die Sweepzeit einen Einfluss auf das mechanische Spektrum hatte. Eine zu kurze Sweepzeit hatte zur Folge, dass mechanische Resonanzen hoher Güte nicht angeregt werden konnten. Eine zu lange Zeit bewirkte eine Interferenz zwischen den zerfallenden Resonanzen und dem sich ändernden Anregungssignal. Eine andere Methode, das mechanische Spektrum zu messen, bestand darin, den Piezo mit einem "weißen" Rauschen anzuregen. Diese Messungen wurden zur Signaloptimierung in einer schalldichten Kammer des Akustiklabors im IAP durchgeführt. Die Abbildung 8.21 zeigt den Vergleich zwischen beiden Methoden. Unterhalb von 100 Hz sind mit der Sweepmethode keine Resonanzen sichtbar. Oberhalb dieser Frequenz ist die Übereinstimmung aber hervorragend. Einige der Resonanzen konnten auch in Simulationen mit ANSYS Multiphysics [75] gefunden werden (s. Abb. 8.21). Die genauen Frequenzen hängen aber sehr empfindlich von den Randbedingungen und insbesondere von den zu definierenden Fixpunkten ab,

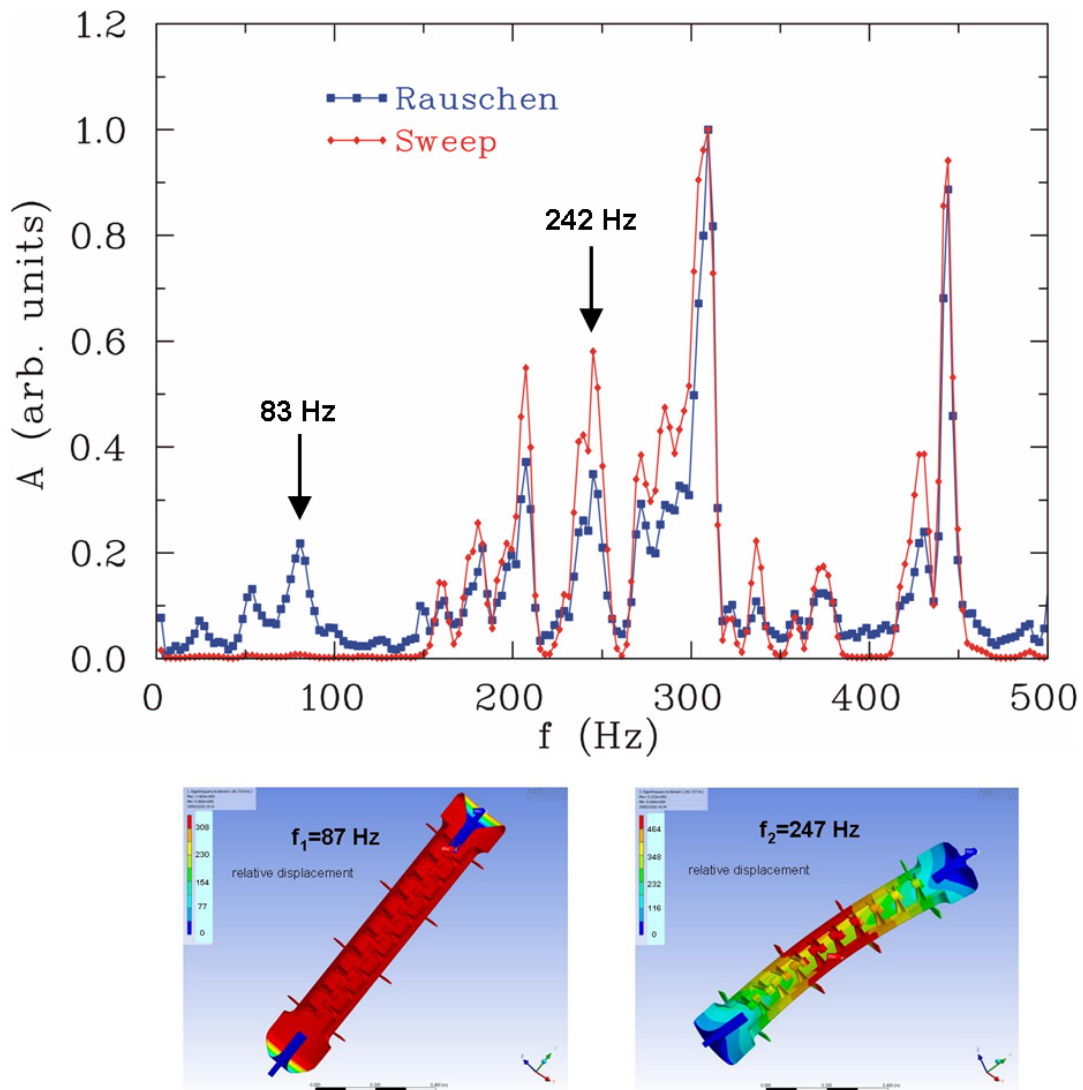


Fig. 8.21: Oben: Mechanisches Modenspektrum der supraleitenden CH-Kavität gemessen mit zwei Piezokristallen. Der Vergleich zwischen dem Frequenzsweep und der Rauschanregung zeigt eine sehr gute Übereinstimmung. Unten: Zwei der durch mechanische Simulationen gefundenen Eigenmoden [94].

so dass die Simulationen nur einen groben Überblick geben und die Messungen zur Zeit nicht ersetzen können. Es wurden auch Untersuchungen durchgeführt, ob mechanische Schwingungen durch passives Dämpfen in der Amplitude reduziert werden können. Die Abbildung 8.22 zeigt klar, dass insbesondere Moden im Bereich von 200 bis 300 Hz um bis zu eine Größenordnung gedämpft werden können. Alle bisher erwähnten Messungen zu mechanischen Resonanzen wurden bei Raumtemperatur durchgeführt. Im Kapitel 9.3

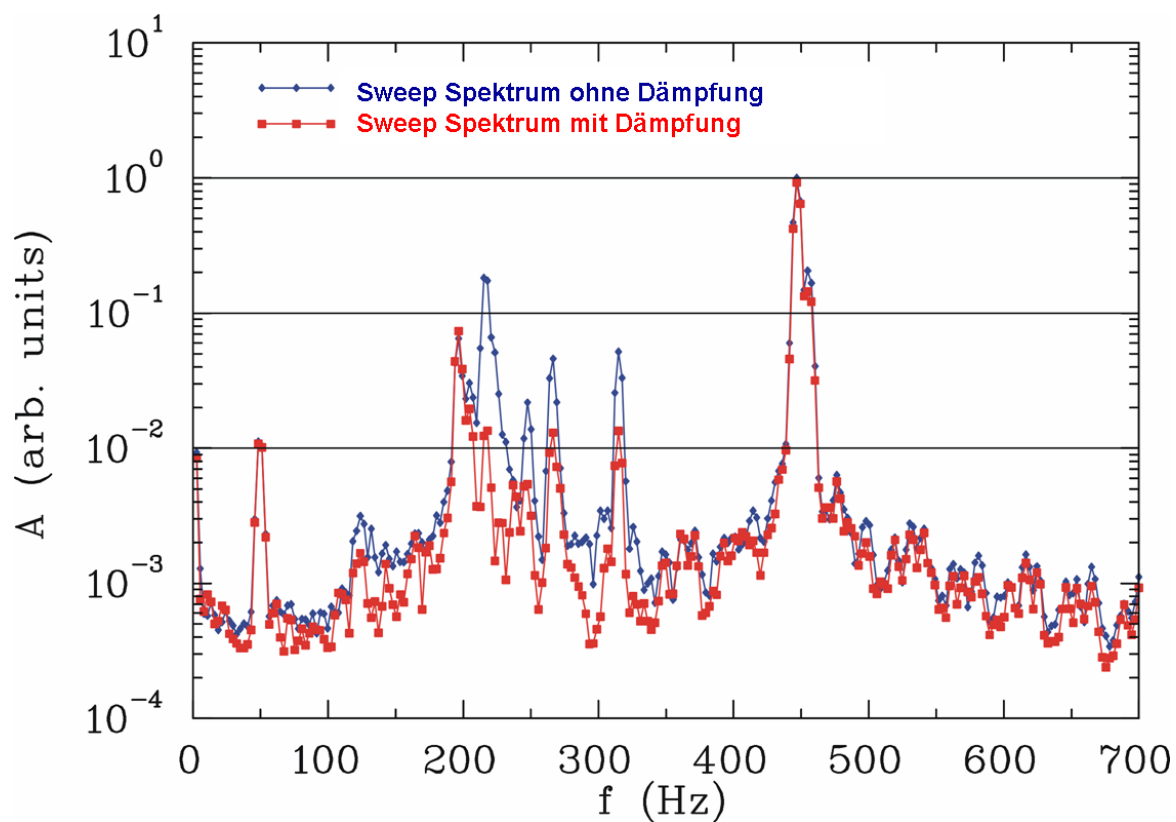


Fig. 8.22: Durch passives Dämpfen ist es möglich, einen Teil der Resonanzen in der Amplitude um bis zu eine Größenordnung zu reduzieren [94].

werden auch Messungen bei kryogener Umgebung vorgestellt, die wichtig für die Entwicklung eines schnellen, auf Piezos basierenden Tuners sind.

Kapitel 9

Tuning von CH-Kavitäten

9.1 Frequenz tuning

Fertigungstechnische Ungenauigkeiten, Temperaturänderungen insbesondere beim Abkühlen supraleitender Resonatoren, Lorentzkräfte, mechanische Schwingungen oder Fluktuationen der Drucks im kryogenen System führen zu statischen oder dynamischen Verschiebungen von der Soll-Resonanzfrequenz. Alle genannten Effekte bewirken eine Änderung der Geometrie und damit eine Änderung von Kapazität und Induktivität des Resonators. Jede Änderung der Geometrie kann zu einer Änderung der gespeicherten Energie führen. Je nachdem, ob magnetisches oder elektrisches Feld durch eine Volumenänderung verdrängt wird, führt dies zu einem Anstieg oder einem Absenken der Frequenz. Allgemein ergibt sich eine Frequenzverstimmung

$$\frac{\Delta f}{f} = \frac{g_m \Delta W_m - g_e \Delta W_e}{2W}. \quad (9.1)$$

ΔW_m und ΔW_e sind die Energieänderungen des magnetischen und elektrischen Feldes und sind g_i Faktoren, die bei kleinen Volumenänderungen gleich eins sind. Die Verstimmungen lassen sich explizit für den magnetischen und den elektrischen Teil berechnen:

$$\Delta f_m = \frac{\Delta W_m f}{W} \frac{1}{2} = \frac{\mu_0 f}{4W} \int_{\Delta V} |H|^2 dV \quad (9.2)$$

$$\Delta f_e = -\frac{\Delta W_e f}{W} \frac{1}{2} = -\frac{\epsilon_0 f}{4W} \int_{\Delta V} |E|^2 dV \quad (9.3)$$

Die gezielte Verdrängung elektrischer oder magnetischer Feldenergie kann auch umgekehrt zum Tunen einer Kavität verwendet werden, um die unerwünschten Frequenzänderungen auszugleichen und die geforderte Sollfrequenz zu erreichen. Sind die Felder zumindest im Volumen ΔV bekannt, kann mit 9.2 und 9.3 die Frequenzänderung vorhergesagt werden. Ist ΔV nicht mehr klein, gilt obige Näherung nicht mehr. Insbesondere ändern sich die Felder aufgrund der Randbedingungen auf den metallischen Tuneroberflächen. Eine andere Methode, Frequenzverstimmungen zu beschreiben, basiert auf der Änderung der

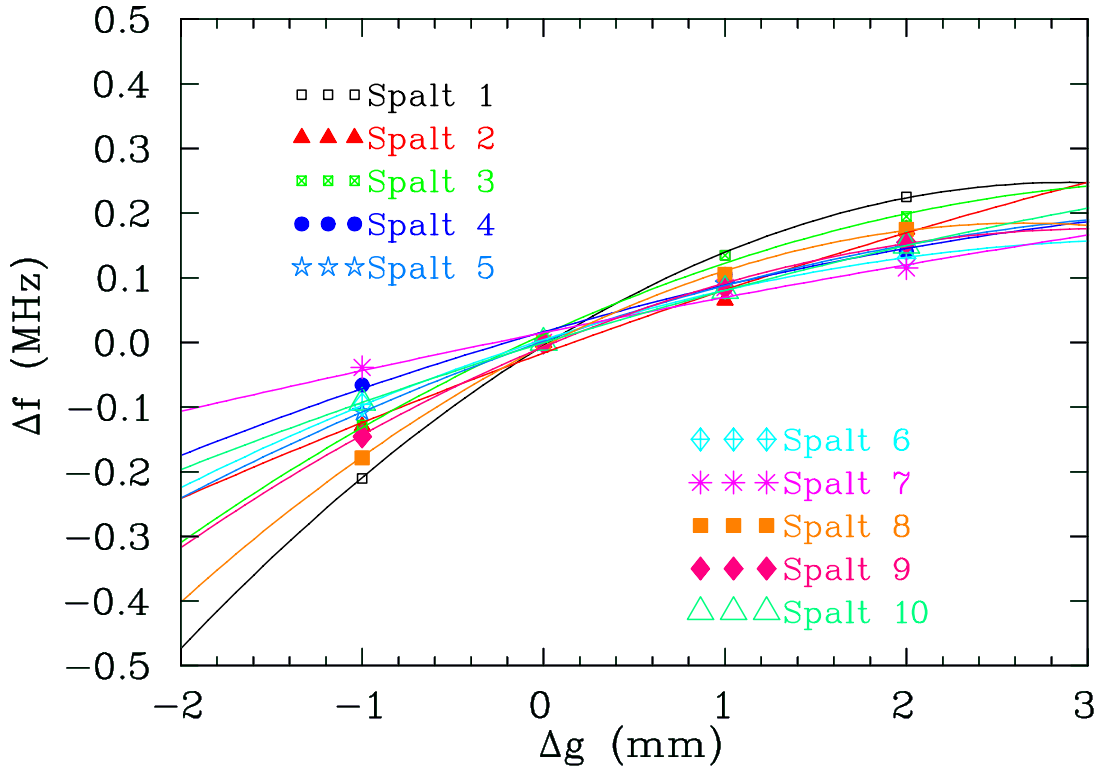


Fig. 9.1: Frequenzänderung Δf als Funktion der Änderung der Spaltbreite für verschiedene Spalten des supraleitenden Prototyps.

Kapazität und Induktivität. Mit $\omega = 1/\sqrt{LC}$ ergibt sich

$$d\omega = -\frac{1}{2}\omega \left(\frac{dL}{L} + \frac{dC}{C} \right). \quad (9.4)$$

So bewirkt z.B. eine Änderung der Spaltbreite eine Änderung der Kapazität. Die Abbildung 9.1 zeigt die Frequenzänderung Δf bei der Änderung der Spaltbreite für verschiedene Spalten der supraleitenden CH-Kavität. Aufgrund der Zunahme der Kapazität bei kleineren Spalten wird Δf entsprechend größer. Weil die Kapazität näherungsweise umgekehrt proportional zur Spaltbreite ist, wird auch $|df/dg|$ für kleine Spaltbreiten immer größer.

Im Gegensatz zu normalleitenden Resonatoren ist es bei supraleitenden Resonatoren nur schwer möglich, nach der Produktion Änderungen an der Geometrie vorzunehmen. Ausnahmen sind statisches Tunen durch die Einwirkung äußerer Kräfte (s. Kap. 9.3). Um dennoch Einfluss auf die Frequenz während des Herstellungsprozesses zu haben, wurde ein neues Tuningkonzept entwickelt. Dabei werden zylindrische Tuner durch die Rippen in das Resonatorvolumen eingebracht. Ab einer gewissen Tunerhöhe wirken die Tuner kapazitiv und senken die Frequenz ab. Kurz vor der Fertigstellung werden verschiebbare Messingzylinder verwendet und die Frequenz als Funktion der Tunerhöhen gemessen. Es wird dann die gewünschte Frequenz eingestellt. Danach werden die Messingtuner entfernt und durch

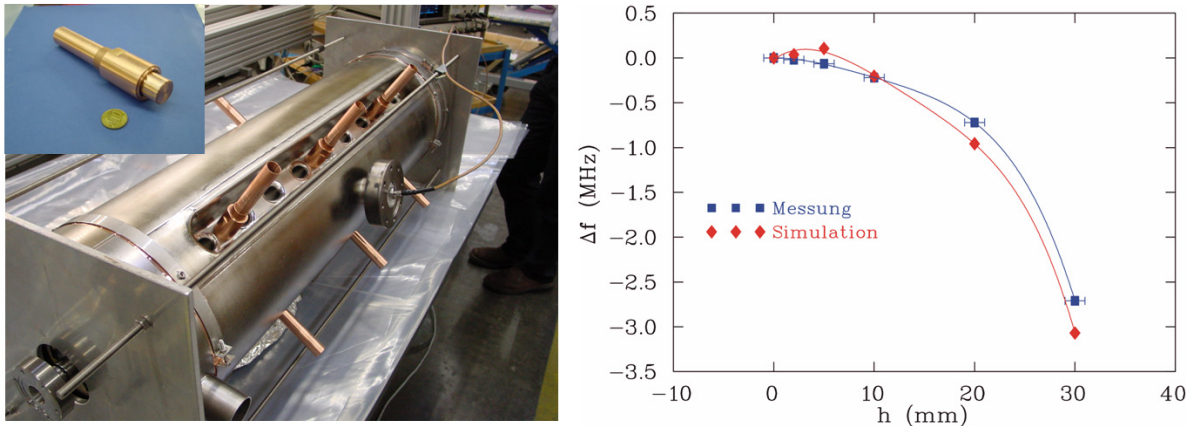


Fig. 9.2: Links: Die supraleitende CH-Kavität wurde zum Felddtuning während der Fabrikation mit verschiebbaren Messingzylindern bestückt. Rechts: Frequenzhub durch 10 gleichzeitig verschiebbare Tuner (Simulation und Messung).

Niobzylinder gleicher Höhe ersetzt, die dann in die Rippen eingeschweißt werden. Die Abbildung 9.1 zeigt den experimentellen Aufbau mit den Messingtunern und den sowohl durch Simulationen als auch durch Messungen ermittelten Frequenzhub. Dabei ergab sich eine sehr gute Übereinstimmung. Es wurde auch die Abhängigkeit der Frequenzänderung von dem Tunerradius für eine gegebene Tunerhöhe untersucht. Dabei ergab sich anfangs ein linearer Zusammenhang [78]. Weitergehende Untersuchungen zeigten aber, dass die Frequenzabhängigkeit vom Tunerradius stark von der Tunerhöhe abhängt. Die Abbildung 9.3 zeigt die Frequenz als Funktion des Tunerradius für verschiedene Tunerhöhen. Nur für relative große Tunerhöhen ergibt sich das lineare Verhalten. Bei kleinen Höhen steigt die Frequenz zunächst mit dem Radius an, was auf eine Verdrängung magnetischer Feldenergie schließen lässt. Bei größeren Radien steigt die Kapazität zu den Stützen an, wodurch die Frequenz dann sinkt.

9.2 Felddtuning

Eine CH-Struktur kann als eine Kette von N gekoppelten Beschleunigungszellen angesehen werden. Es ergibt sich eine flache Feldverteilung, wenn alle Zellen die gleiche Frequenz besitzen. Verstimmungen einer Zelle führen zu Änderungen der Amplitude in diesem Bereich. Da zur optimalen Beschleunigung und zur Minimierung der Peakfelder die “0-Mode” erwünscht ist, müssen alle Zellen mit der gleichen Frequenz schwingen. Bei Kavitäten mit β -Profil nimmt aber durch breitere Spalten die kapazitive Belastung pro Zelle ab, was in einer Erhöhung der Frequenz zum Hochenergieende hin resultiert. Dies wirkt sich durch eine Absenkung der Amplitude aus. Durch eine gezielte Änderung der Frequenz

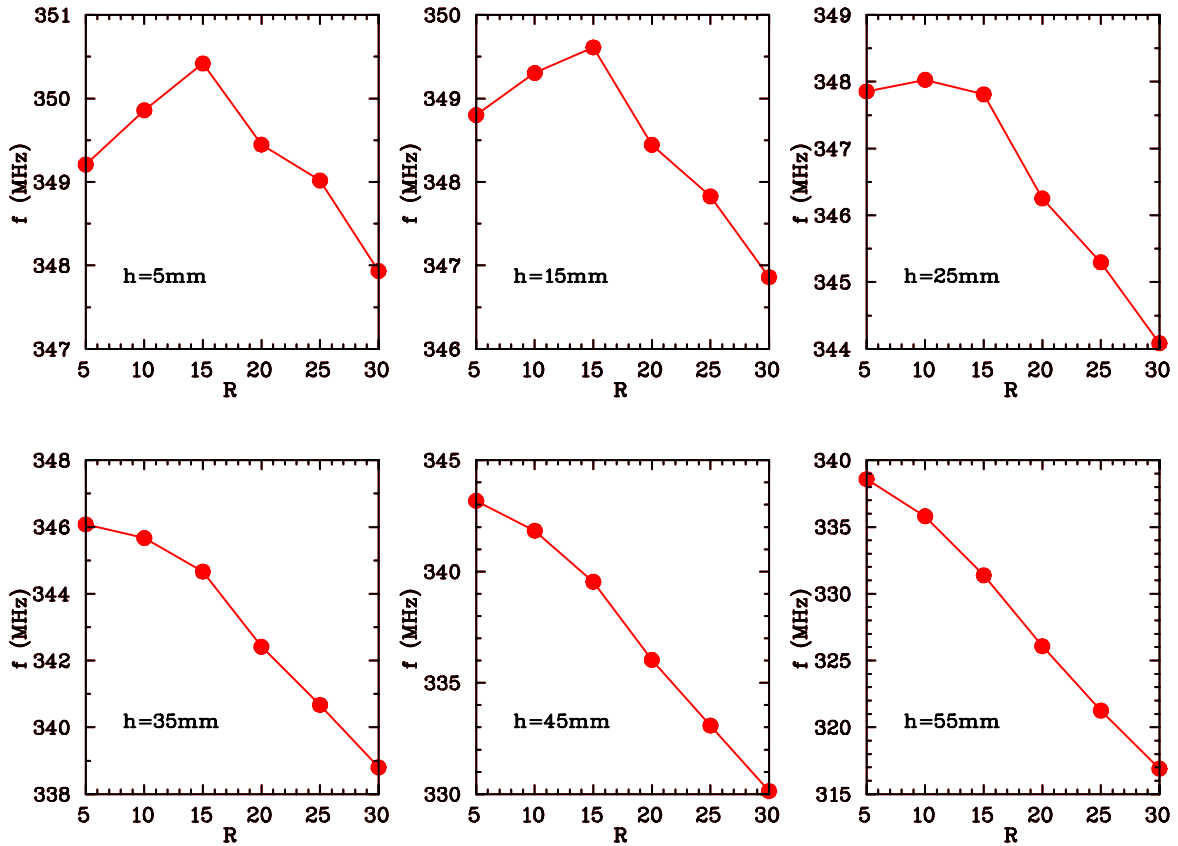


Fig. 9.3: Frequenz als Funktion des Tunerradius für verschiedene Tunerhöhen.

kann aber die Amplitude der Zellen und damit die Spaltspannungsverteilung eingestellt werden. Die Abbildung 9.2 zeigt die Feldverteilung eines 300 MHz Kupfermodells mit aufgeprägtem β -Profil. Durch eine Variation des g/L -Verhältnisses war es möglich, eine konstante Feldverteilung zu erreichen. Im rechten Teil von Abbildung 9.2 sind die dafür erforderlichen Spalt- und Driftröhrenlängen dargestellt [95]. Aufgrund des Frequenzeinflusses der Zylindertuner können diese natürlich auch die Feldverteilung verändern. Dies wurde am Beispiel der supraleitenden CH-Struktur gezeigt [78]. Die Abbildung 9.2 zeigt die gemessene und simulierte Feldverteilung der CH-Kavität für verschiedene Verteilungen der Tuningzylinder. Die Zahlen geben die jeweiligen Einschubtiefen in mm an. Auch die chemische Behandlung der Oberflächen durch BCP kann einen Effekt auf die Frequenz haben. Durch die Abnahme einer bestimmten Oberflächenschicht ändert sich lokal die Kapazität und die Induktivität. Um die verschiedenen Effekte trennen zu können, wurden verschiedene Bereiche der CH-Kavität separat simuliert. Dabei ergab der Materialabtrag an den Driftröhren und den Stützen eine Frequenzerhöhung und am Tank eine Frequenzerniedrigung.

9.3. Entwicklung eines Tuners für die supraleitende CH-Struktur

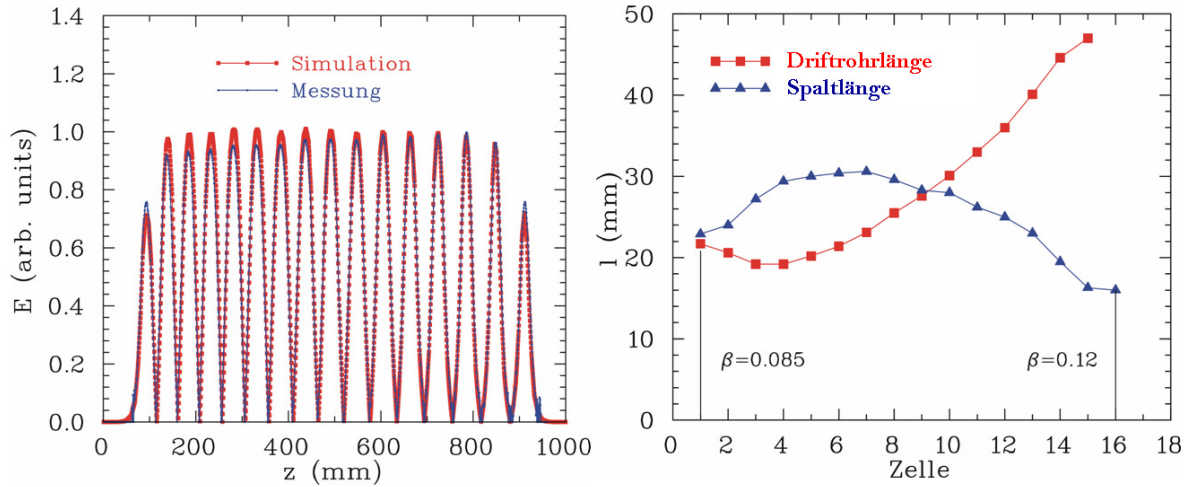


Fig. 9.4: Links: Gemessene und simulierte Feldverteilung einer 300 MHz CH-Struktur mit β -Profil und optimierter Feldverteilung. Rechts: Notwendige Spalt- und Driftröhrenlängen.

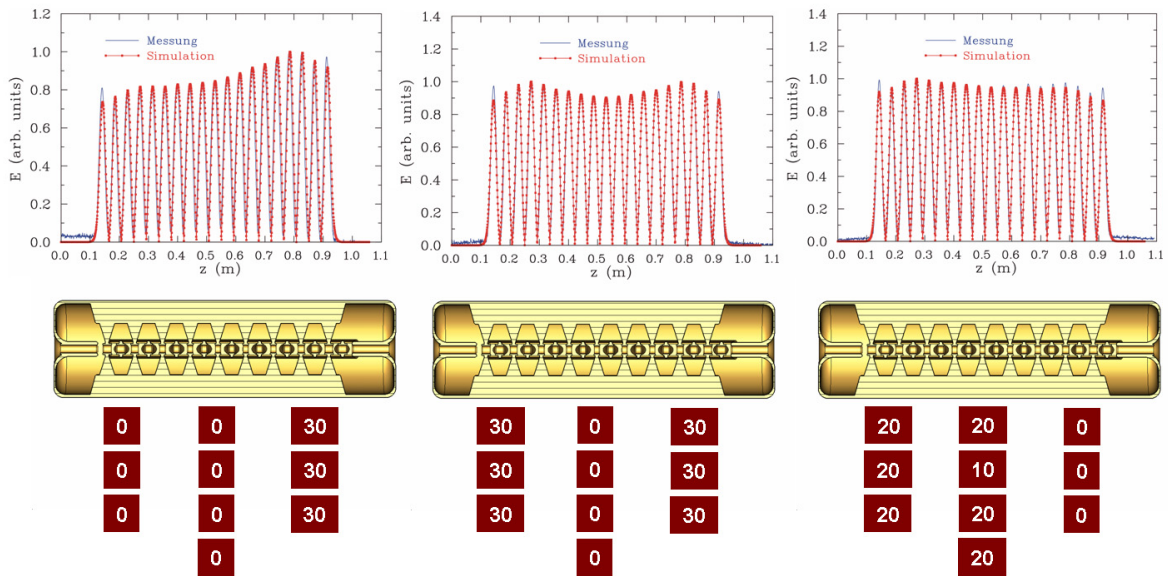


Fig. 9.5: Simulierte und gemessene Feldverteilung für verschiedene Einschubtiefen der Zylindertuner. Die Zahlen geben die Einschubtiefen der Tuner an.

9.3 Entwicklung eines Tuners für die supraleitende CH-Struktur

Es ist nicht möglich, alle die Frequenz bestimmenden Effekte so genau vorherzusagen, dass die Kavität ihre Sollfrequenz innerhalb der Resonanzbreite erreicht. Ursachen von

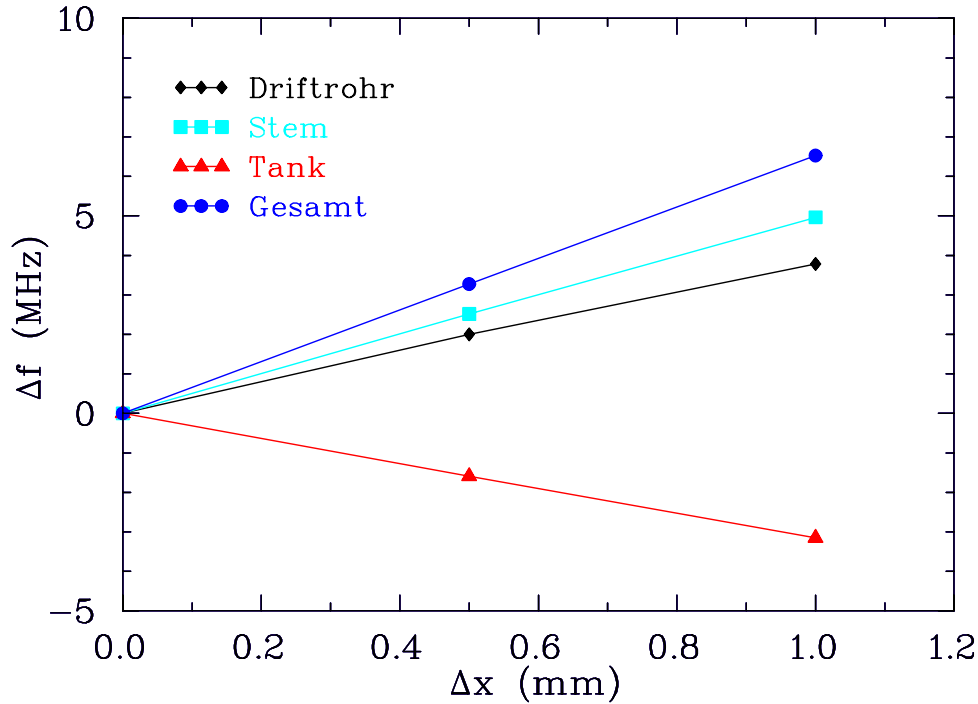


Fig. 9.6: Frequenzänderung durch einen partiellen Materialabtrag an bestimmten Stellen der CH-Struktur.

statischen Frequenzabweichungen können z.B. sein:

- Genauigkeit der elektrodynamischen Simulationen
- Fertigungstoleranzen
- Druckvariationen durch die Evakuierung
- Temperatureffekte

Um die statischen Frequenzabweichungen ausgleichen zu können, wird ein langsamer Tuner benötigt, der einen Frequenzhub von einigen 100 kHz gewährleistet. Schnelle Frequenzänderungen, hervorgerufen durch Lorentzkkräfte beim gepulsten Betrieb oder durch Vibrationen der Kavität müssen unter Umständen durch einen schnellen Tuner ausgeglichen werden.

Für die supraleitende Prototypkavität wurde ein Tuningkonzept erarbeitet, das ähnlich wie bei den elliptischen Kavitäten wirkt. Dabei werden Kräfte von außen auf die beiden Enden übertragen. Während sich bei elliptischen Kavitäten alle Zellen ähnlich einer Feder in der Länge ändern, bewirkt aufgrund der mechanischen Steifigkeit der CH-Struktur in longitudinaler Richtung die wirkende Kraft nur eine Längenänderung der Endzellen. In erster Näherung wird durch die äußere Kraft die Spaltweite des ersten und letzten Spaltes variiert, was entsprechend zu einer Änderung der Kapazität und damit zu einer

9.3. Entwicklung eines Tuners für die supraleitende CH-Struktur

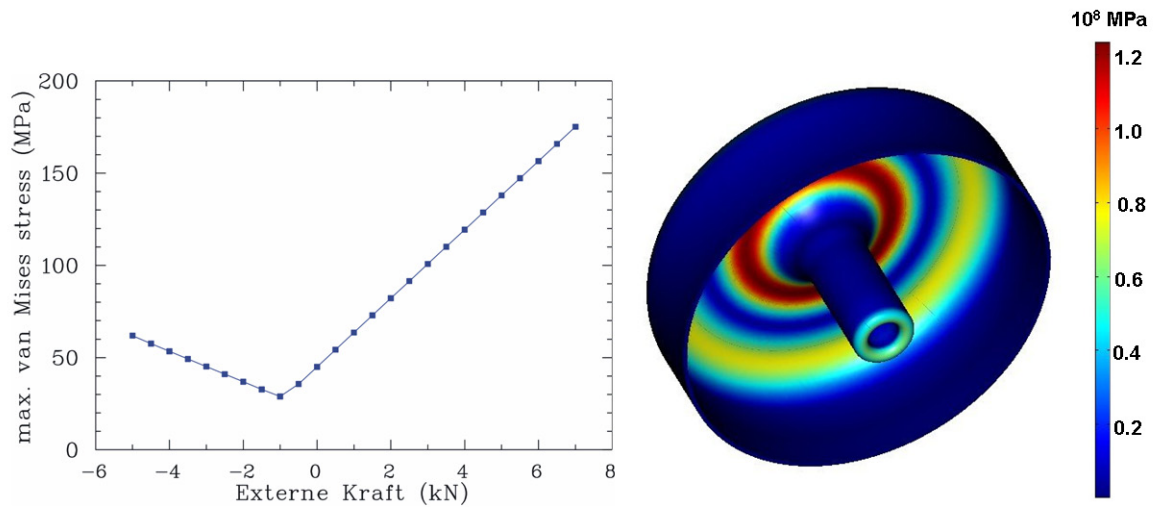


Fig. 9.7: Links: Maximaler von-Mises-Stress als Funktion einer externen Kraft. Recht: Verteilung des von-Mises-Stress an den Enddeckeln bei einer externen Kraft von 5 kN.

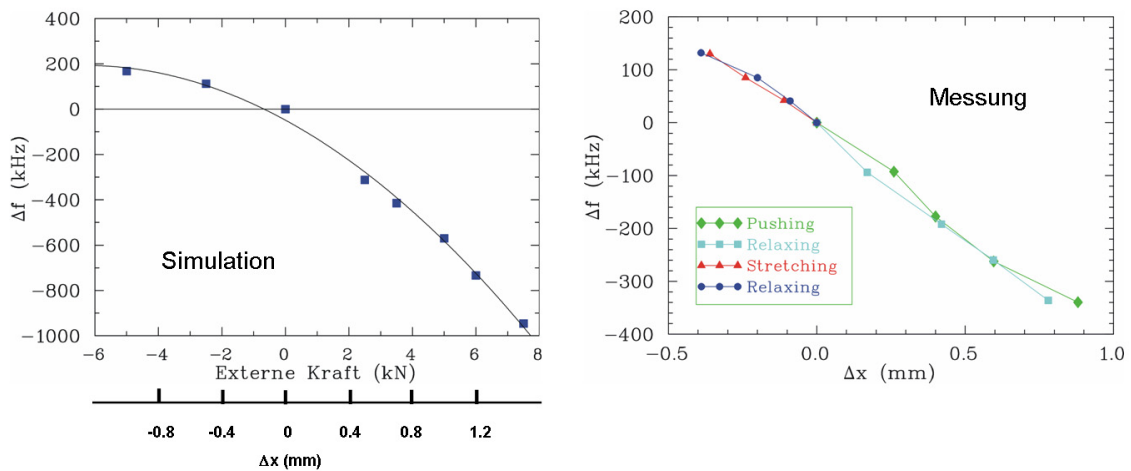


Fig. 9.8: Links: Simulierte Frequenzverschiebung durch eine externe Kraft auf die Enddeckel als Funktion der Kraft bzw. der korrespondierenden Verformung. Rechts: Gemessene Frequenzverschiebung als Funktion der Verformung.

Frequenzänderung führt. Bei der Auslegung des Tuners war nicht nur der gewünschte Frequenzhub zu beachten, sondern auch die maximal erlaubte äußere Kraft. Die Verformung der Kavität muss beim Tuningvorgang elastisch sein. Es darf also auch keine Hysterese beim Übergang vom Ziehen zum Drücken und umgekehrt geben. Dies bedeu-

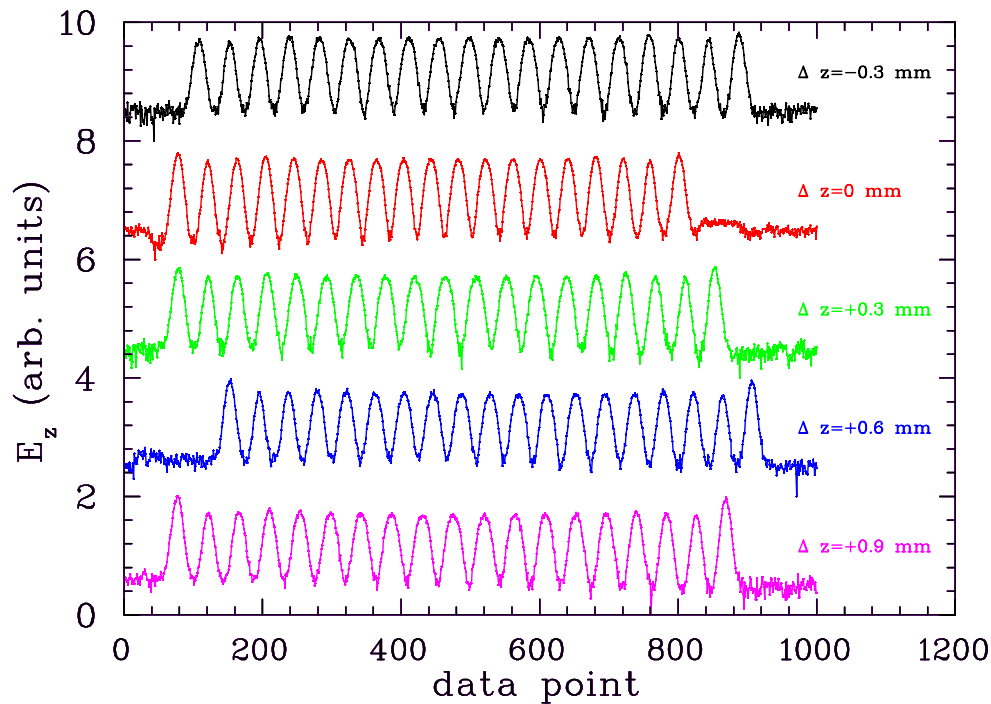


Fig. 9.9: Gemessene Feldverteilung auf der Strahlachse entlang der supraleitenden CH-Kavität für verschiedene externe Kräfte bzw. Verformungen Δz . Ein negativer Wert von Δz bedeutet Ziehen, ein positiver Drücken.

tet, dass man deutlich unterhalb der mechanischen Festigkeitsgrenzen bleiben muss. Es wurden numerische Simulationen zur Strukturmechanik durchgeführt, um den von-Mises-Stress im Material als Funktion der äußeren Kraft zu berechnen. Die Abbildung 9.7 zeigt die Ergebnisse dieser Simulationen [78]. Bei einer äußeren Kraft von 6 kN ergab sich ein Stress von etwa 150 MPa, was noch als akzeptabel erachtet wurde. Da die Simulation bei einer Druckdifferenz von 1 bar durchgeführt wurde, liegt das Minimum nicht bei verschwindender Kraft sondern bei -1 kN. Die Ursache dafür liegt darin begründet, dass durch die Druckbelastung die Endzellen in den Resonator gedrückt werden, was zu zusätzlichem Stress führt. Durch entsprechendes Ziehen an den Endzellen kann dieser Effekt ausgeglichen werden. Bei diesen Simulationen wurde nur die Enddeckelverformung berücksichtigt. Dieser verformte Enddeckel wurde dann für die elektromagnetischen Simulationen verwendet, um die Resonanzfrequenz zu berechnen. Die Abbildung 9.8 (links) zeigt den simulierten Verlauf der Resonanzfrequenz als Funktion von der äußeren Kraft bzw. der Verformung der Endzelle. Bei einer maximalen Kraft von 6 kN, die einer Verformung von 0.9 mm entspricht, ergab sich eine Frequenzerniedrigung von etwa 700 kHz. Im rechten Teil von Abbildung 9.8 ist die entsprechende Messung gezeigt. Die gemessene Frequenzverschiebung betrug nur 350 kHz. Es wird vermutet, dass durch eine Gesamtverformung der Kavität die frequenzerniedrigenden Effekte teilweise durch gegenteilige

9.3. Entwicklung eines Tuners für die supraleitende CH-Struktur

Effekte kompensiert wurden. Trotzdem wird der Frequenzhub als ausreichend erachtet. Zusätzlich erkennt man, dass beim Drücken und ziehen keine Hystereseeffekte auftreten. Jede Änderung der Resonatorgeometrie kann zu Änderungen der Feldverteilung führen. Es ist zu erwarten, dass beim Drücken an den Endzellen durch die wachsende Kapazität die Feldverteilung in den Randspalten im Vergleich zu den inneren Spalten anwächst. Dieser Effekt muss innerhalb gewisser Toleranzen bleiben, da die Feldverteilung natürlich Einfluss auf die strahldynamischen Eigenschaften hat. Zum anderen kann eine Erhöhung des Feldes in den Randspalten das elektrische Peakfeld erhöhen und damit unter Umständen die maximal erreichbaren Feldstärken reduzieren. Durch Störkörpermessungen konnte die erwartete Feldüberhöhung nachgewiesen werden. Die Abbildung 9.9 zeigt das elektrische Feld auf der Strahlachse für verschiedene externe Kräfte bzw. Verformungen der Endzellen. Je stärker die Randspalte dadurch verkürzt werden, desto stärker wird die Feldüberhöhung. Zusätzlich erkennt man, dass sich nur das Feld in den Randspalten ändert. Die Abbildung 9.10 zeigt das Feld in den ersten beiden Spalten in der Simulation (links) und in der Messung (rechts). In beiden Fällen ergibt eine externe Kraft von 5 kN eine Feldüberhöhung von etwa 10%.

Der langsame Tuner stellt die Frequenz der Kavität auf die Sollfrequenz ein. Danach

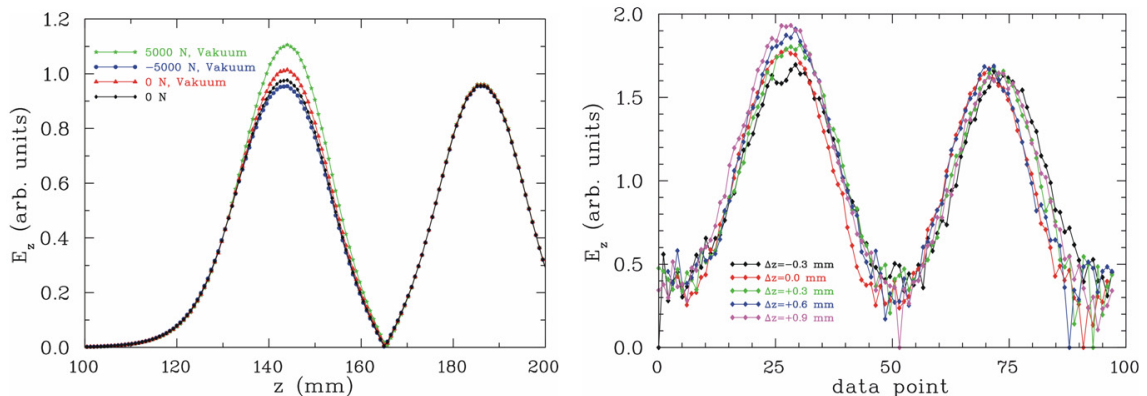


Fig. 9.10: Elektrisches Feld in den ersten beiden Spalten. Links: Simulation, recht: Messung für verschiedene Verkürzungen der Randspalten durch eine äußere Kraft.

wird dieser Tuner im Regelfall nicht mehr verwendet, solange die Kavität in Betrieb ist. Ist die Bandbreite des belasteten Resonators nicht hinreichend breit, kann der Einsatz von schnellen Tunern notwendig werden, um schnelle Variationen der Resonanzfrequenz ausgleichen zu können. Dies ist von essentieller Bedeutung, weil eine Abweichung von der Resonanzfrequenz immer einer Phasenverschiebung $\Delta\varphi$ und eine Änderung der Amplitude zur Folge hat. Beides führt letztendlich zu einer Verschlechterung der Strahlqualität oder im schlimmsten Fall zum totalen Strahlverlust. Neben den bereits erwähnten Ursachen dynamischer Frequenzabweichungen kann auch der Teilchenstrahl eine große Rolle spielen.

Kapitel 9. Tuning von CH-Kavitäten

Inbesondere bei hohen Intensitäten stellt der Strahl eine starke Störung von supraleitenden Kavitäten dar, die sich unter anderem in einer Verschiebung der Resonanzfrequenz äußert.

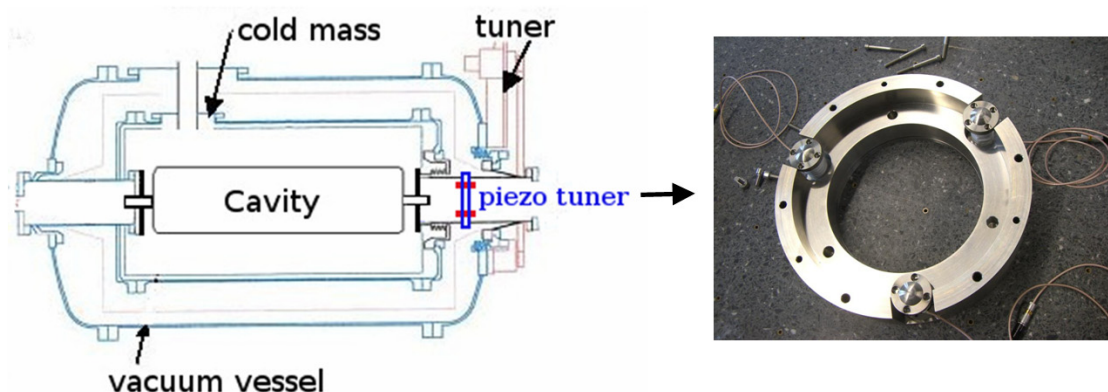


Fig. 9.11: Tuningkonzept für die supraleitende CH-Prototypkavität. Ein langsamer Tuner drückt von einer Seite mittels eines Kettenantriebs auf ein Ende der Kavität, wobei sich beide Endzellen symmetrisch deformieren. Ein Piezotuner mit drei Kristallen sorgt für den schnellen Ausgleich von Frequenzabweichungen. Die erforderliche Vorspannung der Piezos von einigen kN erfolgt durch den langsamen Tuner.

Das Konzept zum Ausgleich schneller Frequenzvariationen beruht auf dem Einsatz von Piezokristallen. Die Regelung supraleitender Kavitäten mittels solcher Tuner wurde erstmals 2003 demonstriert [96]. Das Ziel des Piezotuners für die CH-Kavität ist eine Frequenzkorrektur von bis zu ± 700 Hz bei einer Wiederholrate von bis zu 1 kHz. Für den Tuner werden die Piezos PI-P-242.20L der Firma PI verwendet. Der Tuner beinhaltet 3 Piezos, die auf einem Edelstahlring mit Führungsbolzen befestigt sind, um Scherkräfte zu vermeiden und damit ein Brechen der Piezos zu verhindern (s. Abb. 9.11) [94]. Die Lebensdauer der Piezos hängt äußerst empfindlich von der Vorspannung ab. Deshalb wird der Piezotuner mit einigen kN durch den langsamen Tuner vorgespannt. Damit der Piezotuner seine Aufgabe optimal erfüllen kann, müssen alle Piezokristalle den gleichen mechanischen Hub aufweisen. Deshalb wurde zunächst der mechanische Hub als Funktion der Steuerspannung für verschiedene Kristalle gemessen. Der gemessene Hub bei einer Temperatur von 300 K ist in Abbildung 9.12 gezeigt. Deutlich ist der Hystereseeffekt bei zu- und abnehmender Spannung zu erkennen, der aber bei kryogenen Temperaturen vernachlässigt werden kann [97]. Im Rahmen der Messgenauigkeit ergab sich der gleiche Hub für alle Kristalle. Dabei hängt der Hub in guter Näherung linear von der Spannung ab. Der maximal erreichte Hub lag bei $35 \mu\text{m}$ bei einer Steuerspannung von 11 V. Der mechanische Hub der Piezos hängt von der Temperatur ab und sinkt mit abnehmen-

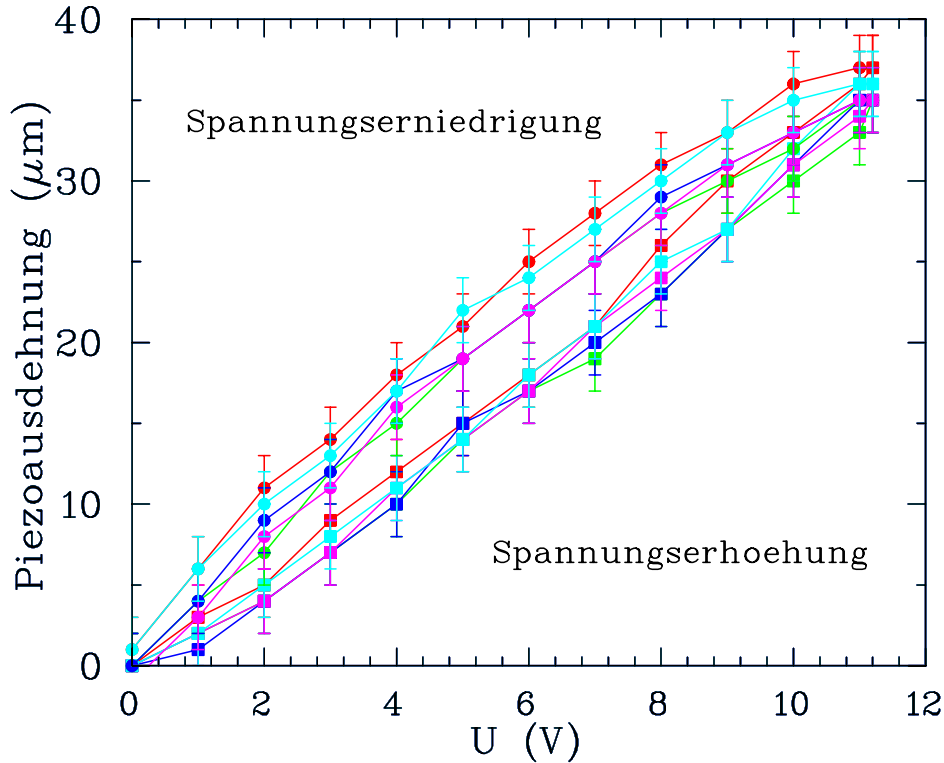


Fig. 9.12: Mechanischer Piezohub bei $T=300$ K als Funktion der Steuerspannung.

der Temperatur. Um den maximal möglichen Frequenzhub bestimmen zu können, muss der mechanische Hub bei der Betriebstemperatur bestimmt werden. Der Hub der Piezos wurde bei 77 K gemessen und betrug noch 50% des bei Raumtemperatur erreichten Wertes. Dies ist im Einklang mit anderen publizierten Werten [97]. Für $T=4.2$ K wird ein Hub von 10% des Wertes bei Raumtemperatur, also $3.5 \mu\text{m}$ erwartet. Der Regelbereich ist entsprechend $1.75 \mu\text{m}$. Aufgrund der vorgesehenen Position der Piezotuner außerhalb des Heliumgefäßes (s. Abb. 9.11) wird die Betriebstemperatur des Piezos ungefähr bei einigen 10 K liegen. Mit der gemessenen Tuningsensitivität von 400 kHz/mm ergibt sich eine zu erwartende untere Grenze von $\pm 700 \text{ Hz}$ für den Piezotuner. Die Tabelle 9.1 zeigt die Parameter des Tunersystems.

Um die Piezos in kryogener Umgebung bis 4 K zu testen und ihren Einfluss auf die CH-Kavität zu untersuchen, wurden zwei Piezokristalle an den beiden Enddeckeln angebracht. Durch Klopfen auf den Deckel des Kryostaten wurde die Kavität in mechanische Schwingungen verschiedenster Frequenzen versetzt. Aufgrund der dadurch verursachten Geometrieänderungen wurden die Piezos in ihrer Länge verändert und erzeugten eine entsprechende Spannung (s. Abb. 9.13).

Durch einen externen Frequenzgenerator konnte ein Piezo mittels einer harmonischen Wechselspannung angeregt werden. Der zweite Piezo diente dann als Sensor und erzeugte eine Wechselspannung gleicher Frequenz. Die jeweilige Amplitude war abhängig von der

Langsamer Tuningbereich (kHz)	-100 bis +400
Maximale Kraft (kN)	6
Piezoelemente	PI-P242.20L
Spannung (V)	0-1500
Maximale Druckbelastung (kN)	12.5
Maximale Zugbelastung (kN)	2
Maximaler Hub bei 300 K (μm)	35
Maximaler Hub bei 77 K (μm)	16
Erwarteter Hub bei 4 K (μm)	3.5
Schneller Tuningbereich (Hz)	± 700

Tab. 9.1: Parameter des Tunersystems.

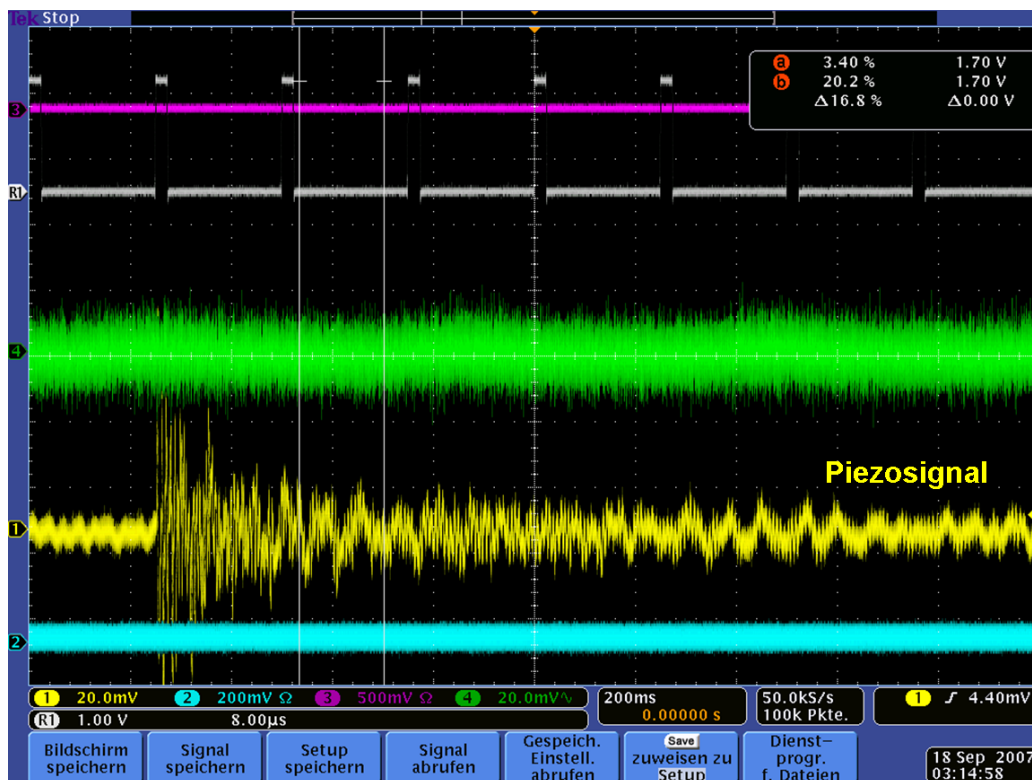


Fig. 9.13: Zwei Piezokristalle wurden an den Enddeckeln der CH-Kavität angebracht. Über eine mechanische Anregung der Kavität (Klopfen) wurden die angeregten Vibrationen durch die Piezos in eine zeitabhängige Spannung umgewandelt.

9.3. Entwicklung eines Tuners für die supraleitende CH-Struktur

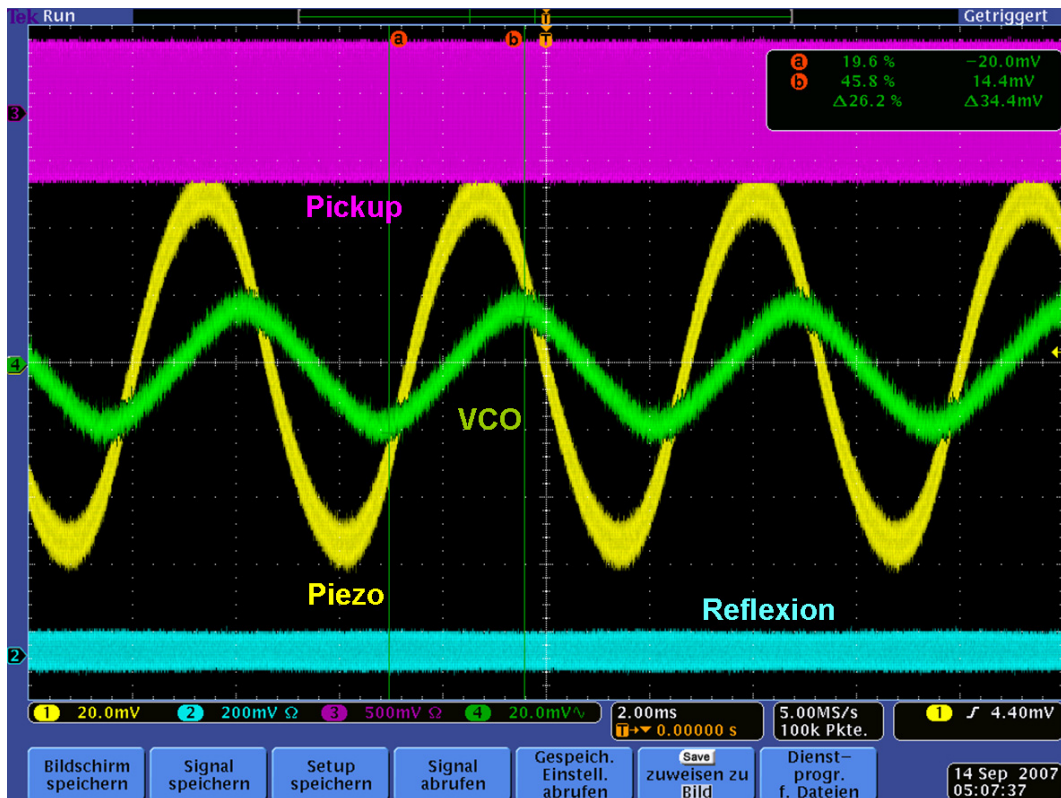


Fig. 9.14: Eine mechanische Resonanz der CH-Kavität wurde durch einen Piezo angeregt. Die entstehenden harmonischen Frequenzänderungen wurden vom Regelsystem ausgeglichen, was zu der Konstanz der Feldamplitude führt.

Anregungsfrequenz und wurde bei den mechanischen Resonanzen der CH-Kavität maximal. Durch die daraus resultierende harmonische Änderung der Geometrie ergab sich eine entsprechende Frequenzänderung, die vom Regelsystem ausgeglichen werden musste. In der Messung erhielt man also eine harmonische, zur Frequenzdifferenz proportionale VCO-Spannung. An der Konstanz des Pickup-Signals konnte die hervorragende Amplitudenstabilität trotz der von außen aufgeprägten harmonischen Verstimmung beobachtet werden (s. Abb. 9.14).

Dann wurde ein Piezo durch ein weißes Rauschen angesteuert. Entsprechend wurden verschiedenste mechanische Resonanzen angeregt. Das Signal des zweiten Piezo lieferte nach einer Fouriertransformation das mechanische Spektrum. Zusätzlich wurde das korrespondierende VCO-Signal als Funktion der Frequenz gemessen und mit dem mechanischen Spektrum verglichen (s. Abb. 9.15). Man erkennt, dass bei einigen mechanischen Resonanzen das Regelsystem stark eingreifen muss, während bei anderen praktisch keine VCO-Spannung entsteht. Dies kann nur erklärt werden, wenn bei diesen Resonanzen sich die induktiven und kapazitiven Effekte aufheben, was zu einer unveränderten Resonanzfrequenz führt.

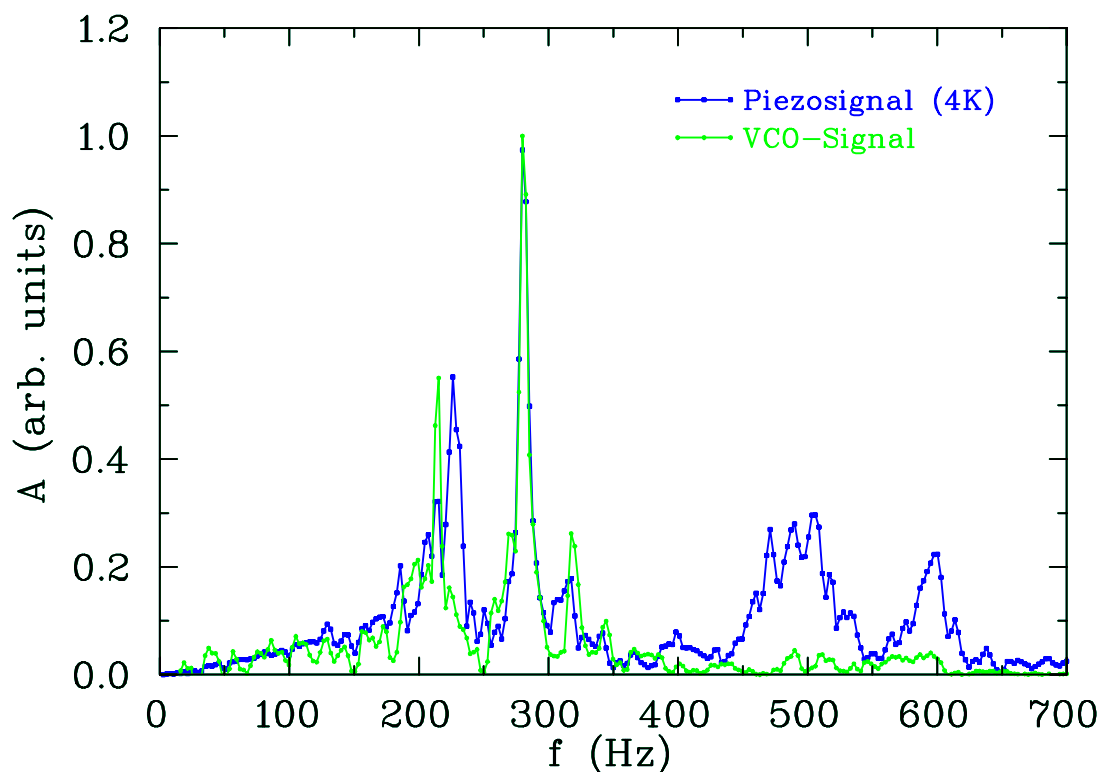


Fig. 9.15: Bei 4 K durch ein weißes Rauschen angeregtes mechanisches Spektrum und die dazugehörige Regelspannung (VCO), die ein Maß für die Frequenzabweichung darstellt. Beide Kurven wurden jeweils auf 1 normiert.

Eine weitere interessante Frage war die Güte der mechanischen Resonanzen. Diese wurde auf zwei Arten gemessen. In einer Messung wurde die Breite der einzelnen Peaks des Spektrum verwendet. In der anderen Messung wurde die Frequenz der anregenden Wechselspannung so variiert, dass das Piezosensorsignal auf beiden Seiten der Resonanz auf den Wert $1/\sqrt{2}$ abgefallen war. Im Rahmen der Messgenauigkeit ergaben beide Methoden den gleichen Wert (s. Tab. 9.2).

Frequenz	Güte
85 Hz	12 ± 2
215 Hz	35 ± 5
280 Hz	46 ± 5
450 Hz	100 ± 10

Tab. 9.2: Gemessene Güten für ausgewählte mechanische Resonanzen.

Kapitel 10

Vergleich verschiedener supraleitender Resonatoren

In diesem Kapitel soll die CH-Struktur hinsichtlich ihrer Parameter mit anderen supraleitenden Kavitäten verglichen und eingeordnet werden. Dabei wird sich zeigen, dass CH-Strukturen aufgrund ihrer geometrischen Besonderheiten auch im Parameterraum als eigenständige Gruppe anzusehen sind. Dies gilt insbesondere im Vergleich zu Multispoke Kavitäten.

Die verschiedenen supraleitenden Kavitäten unterteilen sich in drei Hauptklassen, die sich aufgrund der elektromagnetischen Modenstruktur ergeben. Die erste Klasse ist die

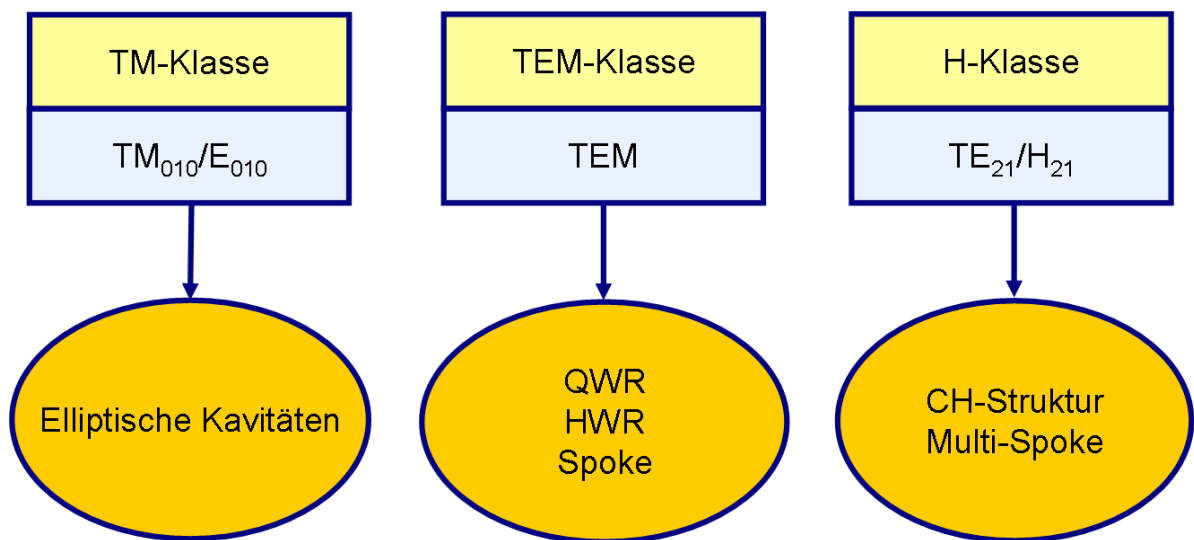


Fig. 10.1: Einteilung von supraleitenden Kavitäten in drei Hauptklassen entsprechend ihrer grundlegenden elektromagnetischen Modenform.

TM-Klasse, in der im Regelfall die TM₀₁₀/E₀₁₀-Mode angeregt wird. Die prominentesten Vertreter dieser Klasse sind die elliptischen Kavitäten. Für $\beta = 1$ sind dies die klassi-

Kapitel 10. Vergleich verschiedener supraleitender Resonatoren

schen Elektronenbeschleuniger. Im Rahmen von neuen Protonenbeschleunigern wurden diese Kavitäten modifiziert und an die Teilchengeschwindigkeit von Protonen im Energiebereich von 100 bis 1000 MeV angepasst. Als untere Grenze der Energie für solche elliptische Kavitäten wird etwa 100 MeV angesehen, was einem β von knapp 0.5 entspricht. Unterhalb dieses Wertes verschlechtern sich die Eigenschaften hinsichtlich Hochfrequenz und mechanischer Stabilität erheblich.

Die zweite Klasse ist die TEM-Klasse. Dabei handelt es sich um Resonatoren mit einem zentralen inneren Leiter, der entweder eine viertel oder eine halbe Wellenlänge lang ist. Entsprechend ergeben sich Viertel-Wellen-Resonatoren (Quarter-Wave-Resonatoren, QWR) oder Halb-Wellen-Resonatoren (HWR) bzw. Spoke-Resonatoren. Sowohl das magnetische als auch das elektrische Feld haben in guter Näherung nur Feldkomponenten in transversaler Richtung bezüglich der Innenleiterachse. Der Unterschied zwischen Halbwellen- und Spoke-Resonatoren besteht darin, dass bei den ersteren der Innenleiter konzentrisch zum Außenleiter ist, während bei den Spoke-Resonatoren der Innenleiter um 90 Grad gegen die Außenleiterachse gedreht ist. Bis auf wenige Ausnahmen besitzen TEM-Resonatoren nur zwei Beschleunigungszellen. Insbesondere HWR und Spoke-Resonatoren sind als direkte Konkurrenten zur CH-Kavität anzusehen.

Die dritte Klasse wird von den H-Modenresonatoren gebildet. Dazu zählen die CH- und die Multispoke-Kavitäten. Beide Arten haben viele gemeinsame Eigenschaften, allen voran die verwendete H_{21} -Mode. Aufgrund der besonderen Geometrie der CH-Kavitäten mit Rippen und eingeschweißten Driftröhren ergeben sich aber z.Z. deutliche Parameterunterschiede.

Für den Vergleich wurden nur solche Parameter herangezogen, die unabhängig vom Oberflächenwiderstand sind. Zum Teil wurden die Parameter für eine Beschleunigungszelle berechnet, wenn diese proportional zur Zellenzahl sind. Es wurden etwa 30 verschiedene supraleitende Kavitäten verglichen. Teilweise wurden diese bereits getestet, andere befinden sich noch in der Konstruktion bzw. in der Planungsphase. In den Abbildungen haben die Kavitäten einer Gruppe das gleiche Symbol. Die Parameter werden jeweils als Funktion der relativen Teilchengeschwindigkeit β aufgetragen. Einige Werte liegen bei null; in diesem Fall liegen keine exakten Werte vor oder es gibt noch keine experimentellen Resultate. Werte, welche auf den Gradienten und damit auf eine bestimmte Länge bezogen sind, wurden immer mit der $\beta\lambda$ -Definition bestimmt. Es wurden folgende Parameter verglichen:

- Zellenzahl
- Frequenz
- E_p/E_a
- B_p/E_a

- G
- R_a/Q_0
- R_a/Q_0 pro Zelle
- R_aR_s
- R_aR_s pro Zelle
- B_p/E_p
- W/E_a
- E_p im Test
- B_p im Test
- U_a im Test

Die Tabelle 10.1 zeigt eine Zusammenfassung der verglichenen Resonatoren. Die Abbildung 10.2 zeigt die Zahl der Beschleunigungszellen als Funktion von β . Bisherige supraleitende Kavitäten besitzen im Nieder- und Mittelenergiebereich nur ein bis vier Zellen. Elliptische Kavitäten für Hadronen besitzen bis zu 6 Zellen. Man erkennt also, dass die CH-Prototyp-Kavität die erste wirkliche vielzellige Driftröhrenstruktur darstellt. Die

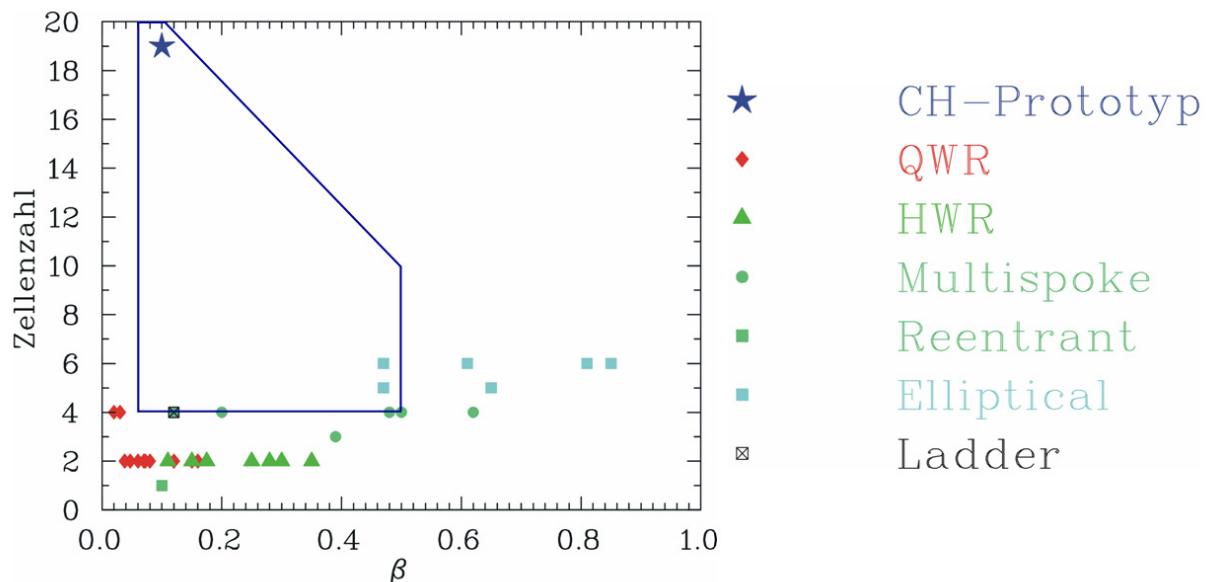


Fig. 10.2: Zellenzahl supraleitender Resonatoren als Funktion von β .

Kapitel 10. Vergleich verschiedener supraleitender Resonatoren

eingezeichnete Fläche beschreibt den sinnvollen Bereich der Zellenzahl für supraleitende CH-Strukturen. Im Niederenergiebereich erscheinen Zellenzahlen über 20 nicht realistisch. Insbesondere werden nach einer bestimmten Zellenzahl in Abhängigkeit von der Frequenz, dem Strahlstrom und der Energie transversale Fokussierelemente benötigt, die sich nicht in der supraleitenden Kavität unterbringen lassen. Die maximale Zellenzahl nimmt mit der Teilchengeschwindigkeit ab. Ein Grund liegt darin, dass die Kavitätslänge technologisch begrenzt ist. Zusätzlich steigt die Gefahr von Kontaminationen oder Defekten linear mit der Länge bzw. der Resonatoroberfläche. Bei hohen Intensitäten können beachtliche Leistungen bis in den Bereich von mehreren 100 kW notwendig sein, die in den Resonator eingekoppelt werden müssen, um den Strahl zu beschleunigen. Neben den Limitierungen durch die Koppler selbst, besteht auch die Gefahr, dass es z.B. durch zusätzliche Verluste zu einer Minderung der Leistungsfähigkeit des Resonators kommt. Abhängig vom Strahlstrom erscheint eine Resonatorlänge von bis zu 1.5 m als Maximalwert. Entsprechend ergibt sich abhängig vom β die maximale Zellenzahl.

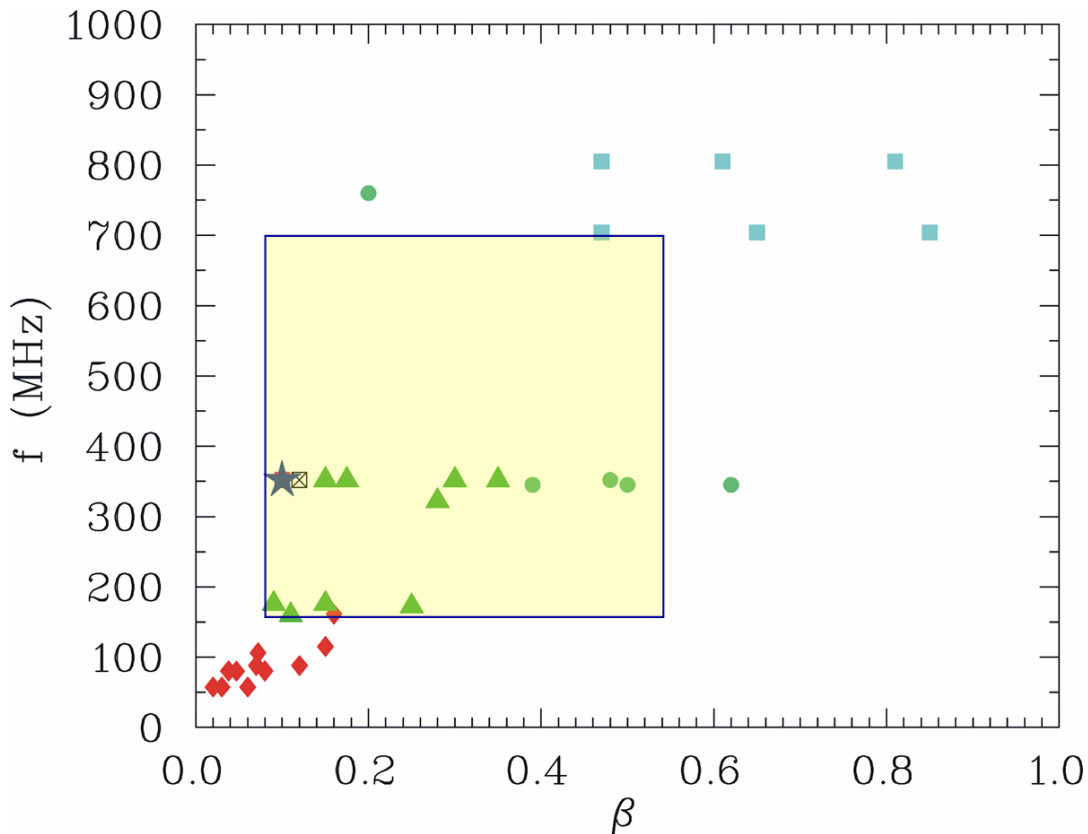


Fig. 10.3: Frequenz supraleitender Kavitäten als Funktion von β .

Die Abbildung 10.3 zeigt die Frequenz supraleitender Kavitäten als Funktion von β . Deutlich ist zu erkennen, dass f mit β steigt. Man versucht, bei möglichst kleinen Energien zu

höheren Frequenzen zu wechseln, sofern es die Strahldynamik zulässt. Der Übergang von QWR zu den höherfrequenten HWR bzw. Spoke-Resonatoren liegt darin begründet, dass letztere im Mittel höhere Felder erreichen und vor allem vom Standpunkt der Strukturmechanik deutliche Vorteile aufweisen. Der Übergang von HWR zu elliptischen Kavitäten bei etwa 100 MeV ($\beta \approx 0.5$) wird vollzogen, weil elliptische Resonatoren aufgrund ihrer kleinen Peakfelder und der guten Präparationsmöglichkeiten sehr hohe Felder erreichen. Zusätzlich ist der Energiehub pro Kavität aufgrund der höheren Zellenzahl sehr groß. Allerdings gibt es zumindest Überlegungen, die elliptischen Kavitäten durch Multispoke Kavitäten zu ersetzen [108]. Aufgrund der verwendeten Mode ist die Frequenz von Multispoke Kavitäten bei gleichen transversalen Abmessungen etwa halb so hoch wie bei elliptische Resonatoren. Die würde bei typischen Frequenzen um 350 MHz in jedem Fall den aufwändigen 2 K-Betrieb überflüssig machen. Außerdem haben Multispoke-Kavitäten wesentlich bessere strukturmechanische Eigenschaften.

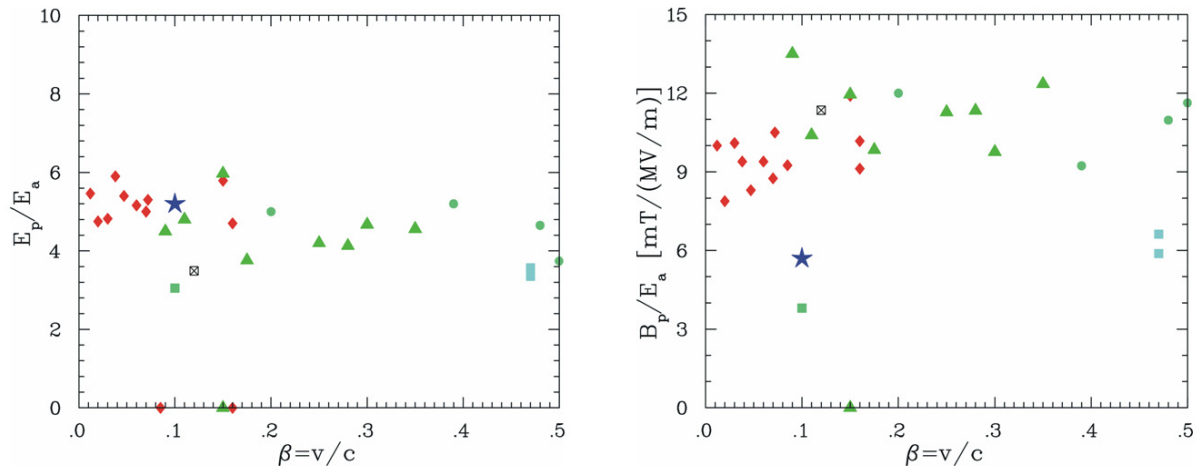


Fig. 10.4: Links: Verhältnis zwischen elektrischem Peakfeld und Beschleunigungsgradient. Rechts: Verhältnis zwischen magnetischem Peakfeld und Beschleunigungsgradient.

Wie bereits in Kapitel 3 erläutert, spielen die elektrischen und magnetischen Peakfelder eine entscheidende Rolle, wenn es um die maximal erreichbaren Felder geht. Die Abbildung 10.4 zeigt das E_p/E_a - und das B_p/E_a -Verhältnis. QWR haben typische E_p/E_a -Verhältnisse von 5, während HWRs, Spoke- und Multispoke-Resonatoren etwa bei 4.5 liegen. Der CH-Prototyp liegt mit 5.2 etwa 25% oberhalb des Mittelwertes dieser Resonatoren. Im Falle der magnetischen Peakfelder zeigt sich, dass die CH-Struktur vergleichsweise sehr kleine Felder aufweist. Dies gilt sowohl für QWRs als auch HWRs. Aber auch im Vergleich zum eng verwandten Multispoke-Resonator weist die CH-Struktur 40-50% kleinere Peakfelder auf. Der Hauptgrund dafür liegt in der Verwendung von Rippen. Die Abbildung 10.5 zeigt den Geometrischen Faktor für die verschiedenen Kavitäten.

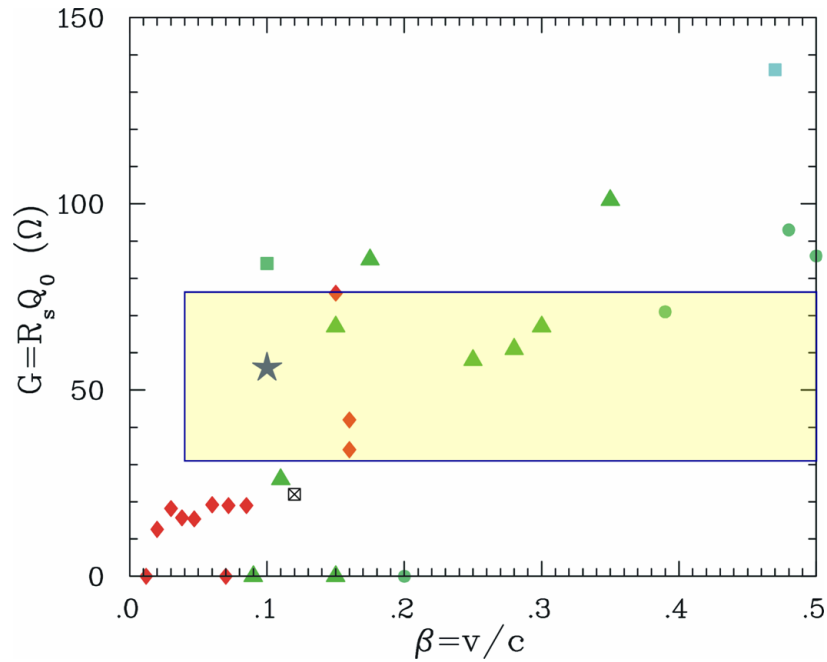


Fig. 10.5: Geometriefaktor G für verschiedene Kavitäten.

Während QWRs Werte von um 20Ω besitzen, liegen HWRs und die CH-Struktur bei Werten zwischen 30 und 80Ω . Elliptische Resonatoren haben sehr hohe G -Werte aufgrund der angeregten TM_{010} -Mode. Ohne weitere innere Struktur ist das Verhältnis zwischen Resonatorvolumen und dem vom Strom durchflossenen Volumen wesentlich höher als bei den anderen Resonatorklassen. Der nächste wichtige verglichene Wert ist die geometrische Shuntimpedanz R_a/Q_0 , die direkt angibt, wie gut die Kavität die elektrischen Felder zur Beschleunigungsachse konzentrieren kann. Zunächst erkennt man aus Abbildung 10.6, dass R_a/Q_0 mit der Teilchengeschwindigkeit abnimmt und zwar umgekehrt proportional zu β . Da die geometrische Shuntimpedanz proportional zur Länge bzw. der Zellenzahl des Resonators ist, besitzt die CH-Struktur einen vergleichsweise sehr hohen Wert von etwa 3200Ω . Trägt man R_a/Q_0 pro Zelle gegen β auf, liegt der Wert der CH-Struktur im Bereich anderer HWRs und Spoke-Resonatoren. Weil R_a/Q_0 bezogen auf eine Zelle von der Zellenlänge selbst und damit von der Frequenz abhängt, besitzen die niederfrequenten QWRs vergleichsweise hohe Werte. Die elliptischen Kavitäten besitzen sehr niedrige R_a/Q_0 -Werte. Durch ihren sehr hohen G -Faktor und der daraus resultierenden hohen Güte benötigen sie trotzdem nur vergleichsweise kleine Leistungen bei einer gegebenen Spannung.

Wie in Kapitel 3 erläutert wurde, bestimmt die kryogene Last $R_a R_s$ den Leistungsbedarf für einen gegebenen Oberflächenwiderstand R_s . Dieser Wert ist speziell für cw betriebene Beschleuniger von hoher Bedeutung hinsichtlich der Betriebskosten. Da auch $R_a R_s$ proportional zur Länge bzw. der Zellenzahl ist, besitzt die CH-Struktur im Vergleich sehr hohe

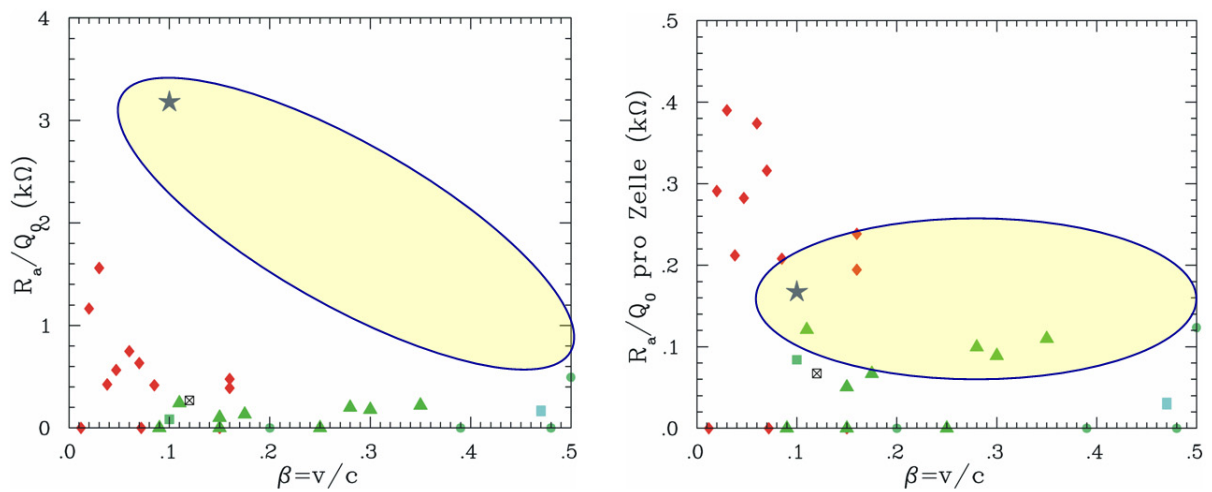


Fig. 10.6: Geometrische Shuntimpedanz R_a/Q_0 für verschiedene Kavitäten bezogen auf die Gesamtlänge (links) und pro Zelle (rechts).

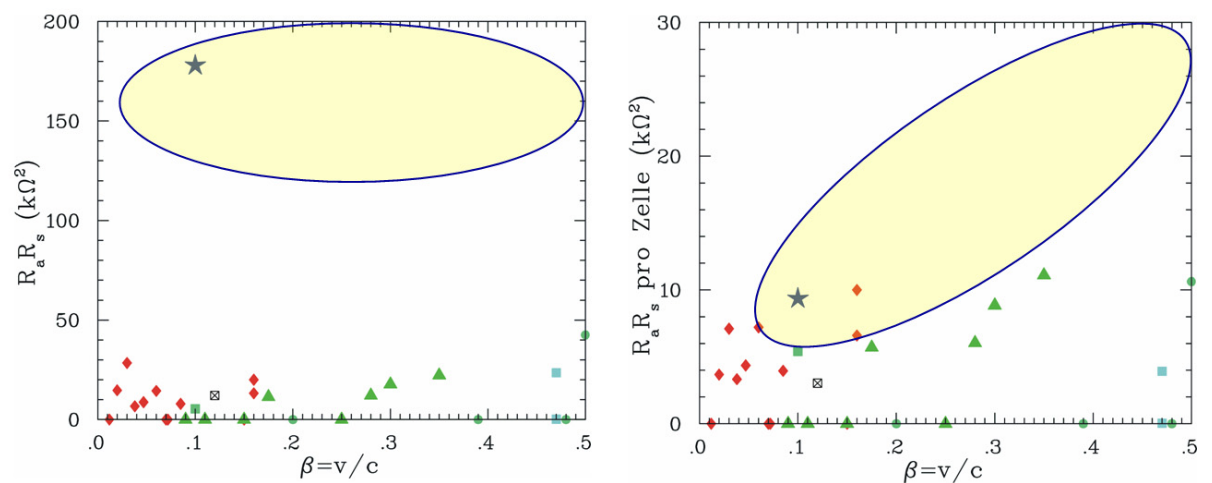


Fig. 10.7: Kryogene Last $R_a R_s$ für verschiedene Kavitäten bezogen auf die Gesamtlänge (links) und pro Zelle (rechts).

Werte. So liegt die kryogene Last der CH-Prototyp-Kavität bei $178 \text{ k}\Omega^2$ (s. Abb. 10.7). Vergleicht man $R_a R_s$ pro Zelle miteinander, erkennt man, dass die CH-Struktur einen bis zu doppelt so hohen Wert bei gleichem β aufweist wie ein HWR oder Spoke-Resonator. Das bedeutet, dass eine CH-Struktur einen bis zu zweimal so großen Oberflächenwiderstand aufweisen darf, um die gleichen Verluste pro Zelle zu erzeugen.

Trägt man das Verhältnis der magnetischen zu den elektrischen Peakfeldern für verschiedene Kavitäten auf, erkennt man die klare Trennung zwischen den Resonatorgruppen,

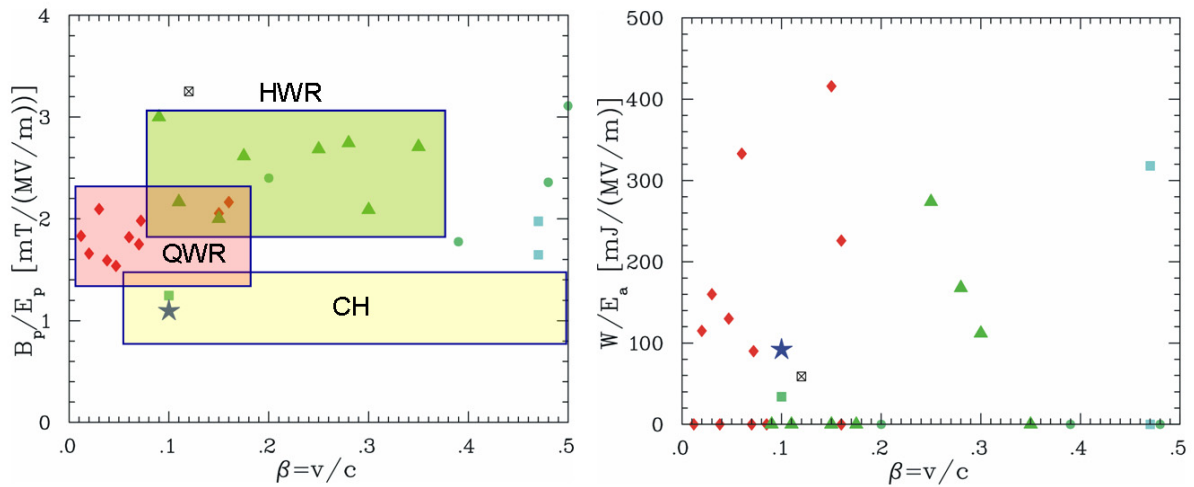


Fig. 10.8: Links: Verhältnis des elektrischen zum magnetischen Peakfeld. Rechts: Gespeicherte Energie pro Gradient.

insbesondere von den CH-Kavitäten und den verwandten HWR (s. Abb. 10.8, links). Aufgrund der höheren magnetischen Peakfelder von HWRs liegen deren Werte bei 2-3 mT/(MV/m), während CH-Strukturen Werte um 1 mT/(MV/m) aufweisen. Die deutet darauf hin, dass HWRs im Mittel eher durch thermalen Zusammenbruch der Supraleitung limitiert und CH-Strukturen eher durch Feldemission limitiert sind.

Die Menge an gespeicherter Energie W hat einen großen Einfluss auf die Tuningmöglichkeiten einer Kavität. Wird die Phasenstabilität der Kavität durch variable zusätzliche

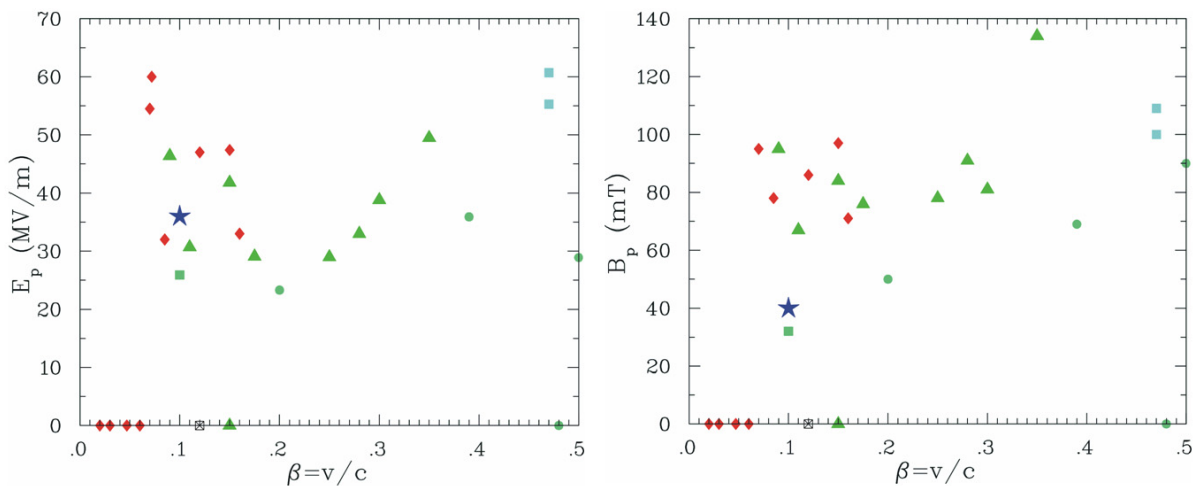


Fig. 10.9: In Kalttests erreichte elektrische und magnetische Peakfelder.

Leistung gewährleistet, ist die notwendige Leistungsreserve proportional zum Produkt aus der Verstimmung und der gespeicherten Energie. Eine kleine gespeicherte Energie für einen gegebenen Gradienten ist insofern günstig. Die Abbildung 10.8 (rechts) zeigt die gespeicherte Energie pro Gradient im Vergleich zwischen verschiedenen Kavitäten. Trotz der großen Zellenzahl der CH-Kavität besitzt sie einen niedrigen Energieinhalt im Vergleich zu HWRs. Die Abbildung 10 zeigt die in Kalttests erreichten maximalen elektrischen und magnetischen Peakfelder für verschiedene Kavitäten. Bezüglich der elektrischen Felder liegt der CH-Prototyp mit 36 MV/m im Mittelfeld der getesteten QWRs und HWRs. Aufgrund der kleinen magnetischen Peakfelder liegt sie natürlich mit 40 mT am unteren Ende. Entsprechend wird das Magnetfeld für die CH-Struktur in den meisten Fällen keine Limitierung darstellen.

Obwohl andere Kavitäten in Tests zum Teil höhere Gradienten erreichten, ist die Beschleunigungsspannung in der CH-Kavität für Teilchengeschwindigkeiten bis knapp unter $\beta = 0.5$ der höchste je erreichte Wert.

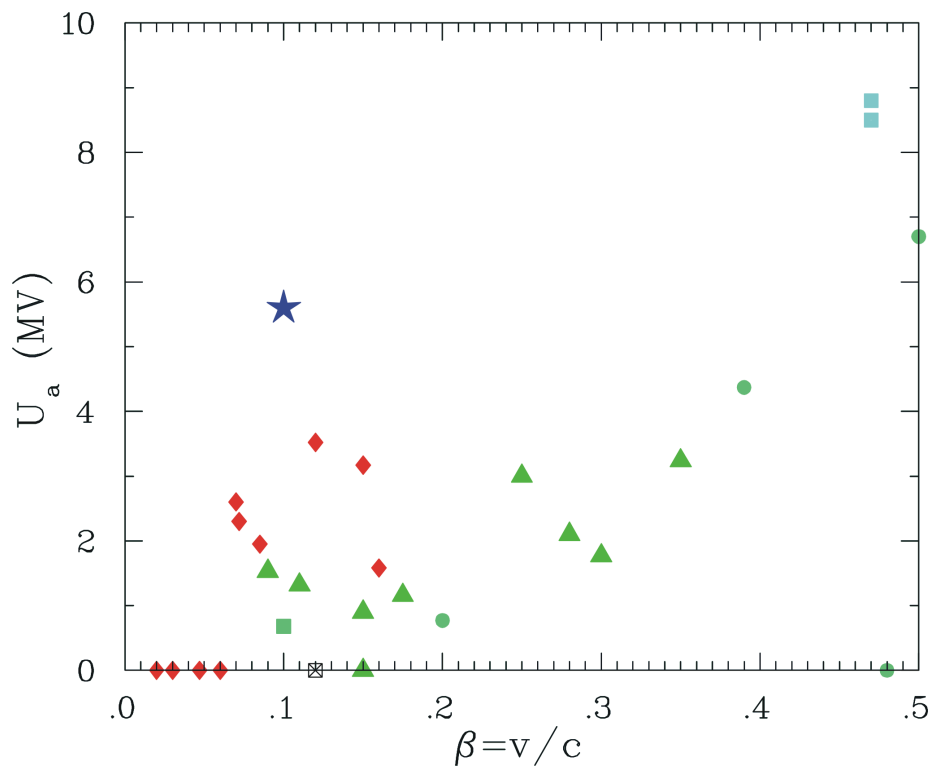


Fig. 10.10: In Kalttests erreichte effektive Beschleunigungsspannungen für verschiedene Kavitäten.

Kapitel 10. Vergleich verschiedener supraleitender Resonatoren

Typ	Labor	f (MHz)	β	Zellen	Referenz
CH	IAP Frankfurt	360	0.1	19	[78, 88]
Spoke	IPN Orsay	352	0.15	2	[98, 99]
Spoke	IPN Orsay	352	0.35	2	[98]
Spoke	LANL	352	0.175	2	[100]
HWR	FZ Jülich	160	0.11	2	[101]
HWR	ACCEL/SARAF	176	0.09	2	[102]
HWR	NSCL/MSU	322	0.28	2	[48]
HWR	INFN-LNL	352	0.31	2	[103]
HWR	Argonne National Lab	170	0.25	2	[104]
Multispoke	FZ Jülich	760	0.20	4	[105]
Multispoke	FZ Jülich	352	0.48	4	[106]
Multispoke	Argonne National Lab	345	0.39	3	[107, 108]
Multispoke	Argonne National Lab	345	0.50	4	[109, 108]
Multispoke	Argonne National Lab	345	0.63	4	[108]
QWR	SPIRAL2	88	0.07	2	[110]
QWR	SPIRAL2	88	0.12	2	[111, 110]
QWR	TRIUMF/ISAC-II	106	0.072	2	[112]
QWR	NSCL/MSU	80.5	0.085	2	[113]
QWR	NSCL/MSU	161	0.16	2	[114]
QWR	INFN-LNL	161	0.16	2	[115]
QWR	Argonne National Lab	115	0.06	2	[116]
QWR	Argonne National Lab	115	0.15	2	[117]
QWR	Argonne National Lab	57.5	0.02	4	[116]
QWR	Argonne National Lab	57.5	0.03	4	[116]
Ladder	INFN-LNL	352	0.12	4	[118]
Reentrant	INFN-LNL	352	0.1	1	[119]
Elliptisch	INFN/LASA	704	0.47	5	[120]
Elliptisch	NSCL/MSU	805	0.47	6	[121, 122]

Tab. 10.1: Auflistung der verglichenen supraleitenden Kavitäten.

Kapitel 11

Optimierte CH-Kavitäten für hohe Leistungen und Intensitäten

Zukünftige Hochstromanwendungen benötigen CH-Strukturen, die für hohe Hochfrequenzleistungen bis zu 500 kW optimiert werden müssen. Um die entsprechenden externen Güten bis in den Bereich von einigen 10^3 bzw. die Kopplungsstärken erreichen zu können, sind hinreichend groß dimensionierte Koppler notwendig. Das an der supraleitenden CH-Prototypkavität erfolgreich gestestete Konzept der Einkopplung durch die Rippen soll dabei beibehalten und weiter entwickelt werden. Zunächst wurde die Rippenhöhe hinsichtlich der Peakfelder und der erreichbaren Tuningbereiche durch die Zylindertuner untersucht. Die Abbildung 11.1 zeigt die magnetischen und elektrischen Peakfelder als Funktion der Tunerhöhen und Abbildung 11.2 zeigt den Tuningbereich für einen Tuner (links) und 10 Tuner (rechts) im Falle einer 175 MHz-CH-Kavität jeweils für verschiedene Rippenhöhen. Ragen die Tuner zu weit aus den Rippen, steigen die elektrischen Peakfelder signifikant an. Je höher die Rippen sind, desto niedriger müssen die Tuner sein, um den gleichen Frequenzhub zu erzeugen. Es wurde entschieden, 100 mm hohe Rippen zu verwenden. Mit einer maximalen Tunerhöhe von 75 mm erreicht man einen Frequenzhub

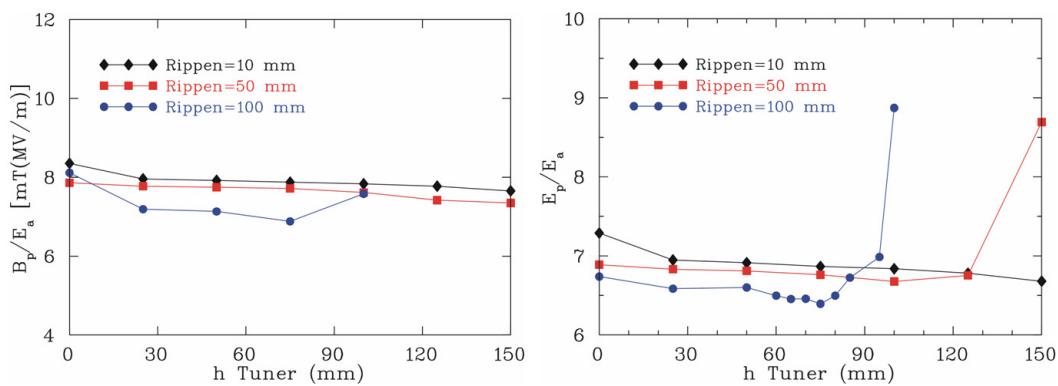


Fig. 11.1: Magnetische und elektrische Peakfelder als Funktion der Tunerhöhe für verschiedene Rippenhöhen.

Kapitel 11. Optimierte CH-Kavitäten für hohe Leistungen und Intensitäten

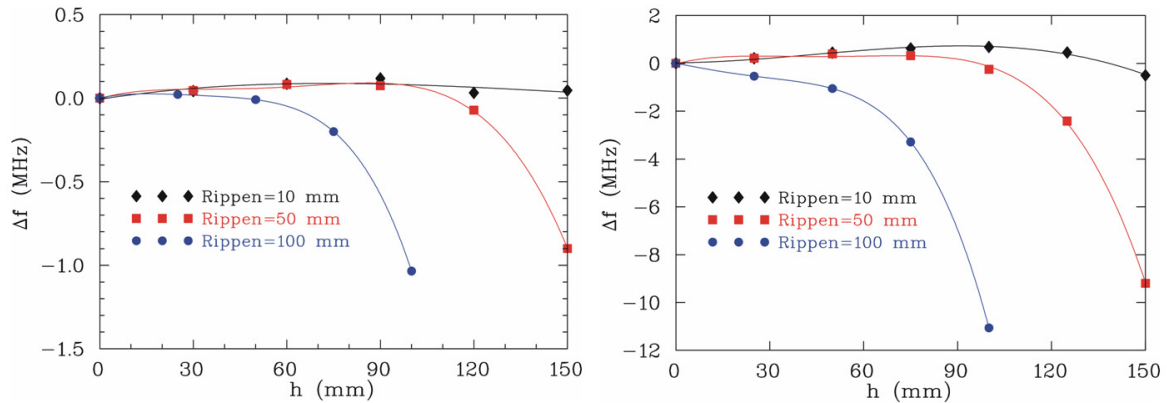


Fig. 11.2: Frequenzhub durch Zylindertuner als Funktion der Tunerhöhe für verschiedene Rippenhöhen. Links: 1 Tuner, rechts: 10 Tuner.

von 4 MHz, was mehr als 2% der Frequenz entspricht und als vollkommen ausreichend erachtet wird. Bei einer anderen Frequenz müssen die Abmessungen entsprechend skaliert werden.

Um die Leistungskoppler unterbringen zu können, wurden zum einen die Rippen im Vergleich zum Prototypen wesentlich verbreitert. Dadurch wurde es möglich, die Orientierung der Stützenfüße um 90° zu drehen. Dadurch steigt die vorhandene Grundfläche auf den Rippen zur Integration der Koppler an, gleiches gilt natürlich auch für die Tuner, deren

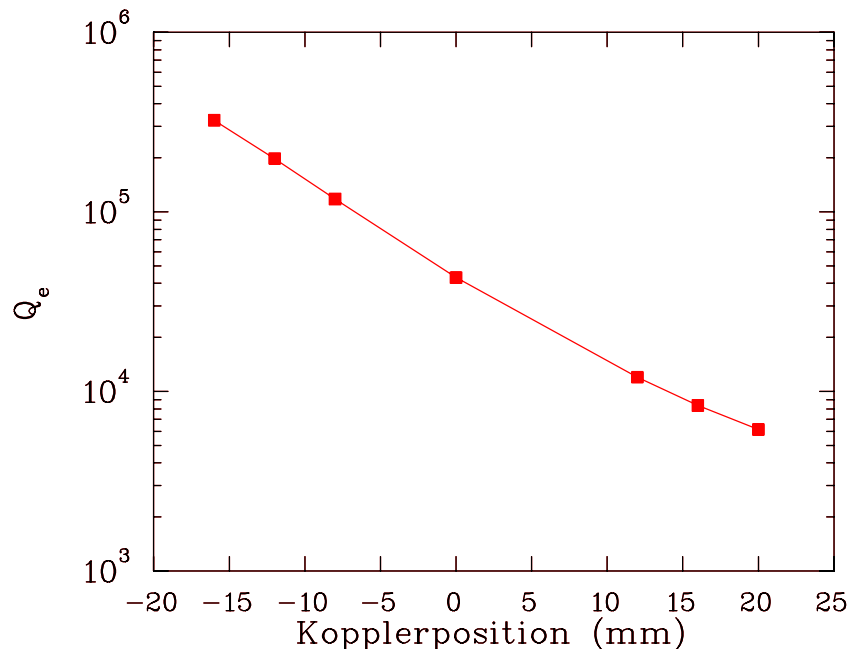


Fig. 11.3: Externe Güte als Funktion der Kopplerposition für einen Durchmesser des Innenleiters von 22 mm.

Wirkung mit dem Durchmesser zunimmt. Die Abbildung 11.3 zeigt die externe Güte als Funktion der Kopplerposition. Durch die vergrößerten Koppler lassen sich externe Güten unterhalb von 10^4 erreichen.

Bei der Prototyp-Kavität wurde die Endzelle verlängert, um zur gewünschten Feldverteilung zu gelangen. Diese Verlängerung wirkt aber wie eine Driftstrecke für den Strahl. Strahldynamische Untersuchungen zeigten, dass es sehr vorteilhaft ist, Driftstrecken so weit wie möglich zu vermeiden. Durch eine Ansträgung der Stützen konnte die gewünschte Feldverteilung bei gleichzeitiger Verkürzung der Endzelle erreicht werden. Die Abbildung 11.4 zeigt die optimierte Geometrie und Abbildung 11.5 die entsprechende Feldverteilung. Um die neuen Konzepte auch experimentell zu validieren, wurde ein modulares Kupfermodell gebaut, das hinsichtlich der Länge, der Zahl der Zellen, des g/L -Verhältnisses und des β -Profils variabel ist (s. Abb. 11.6). Eine ausführliche Darstellung dieser Arbeiten, insbesondere die experimentellen Ergebnisse findet sich in [123]. Die CH-Struktur in Abbildung 11.4 ist ausgelegt für eine Frequenz von 325.4 MHz bei einem β von 0.154. Es ist geplant, diese Kavität als supraleitende Version zu bauen [124]. Aufgrund der Frequenz und der Teilchengeschwindigkeit ist es grundsätzlich möglich, Strahltests mit dem 11.4 MeV/u Strahl des GSI Unilac durchzuführen.

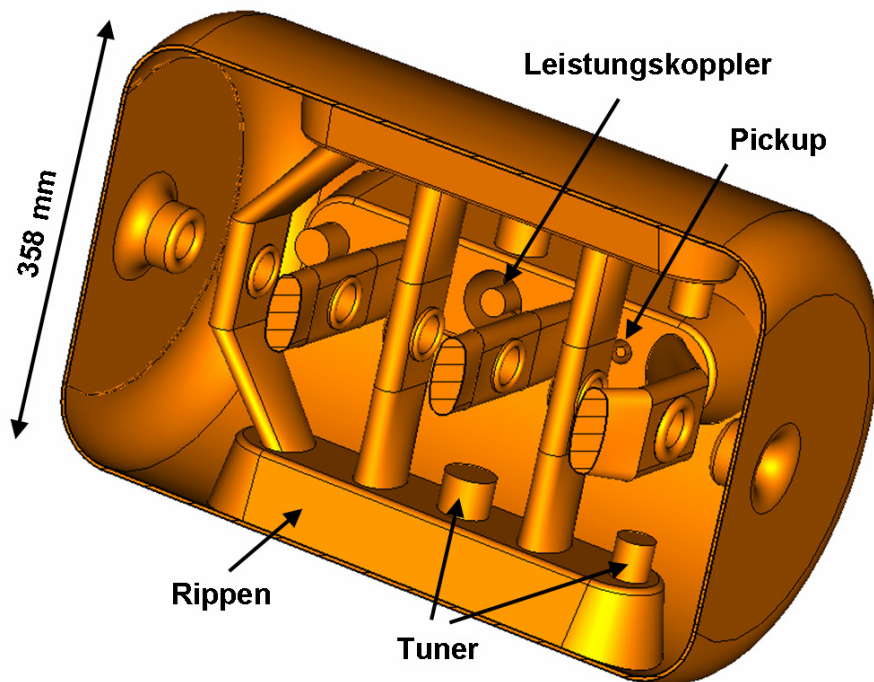


Fig. 11.4: Optimierte Geometrie für CH-Strukturen mit hohen Leistungen.

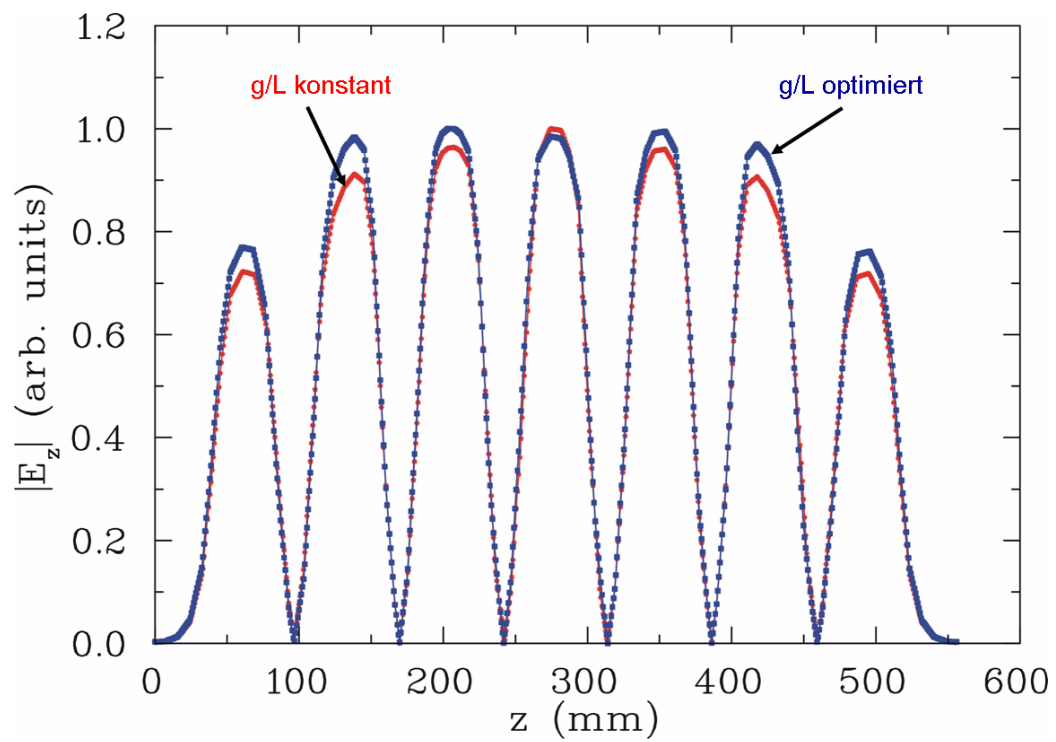


Fig. 11.5: Feldverteilung der optimierten CH-Struktur für hohe Leistungen.

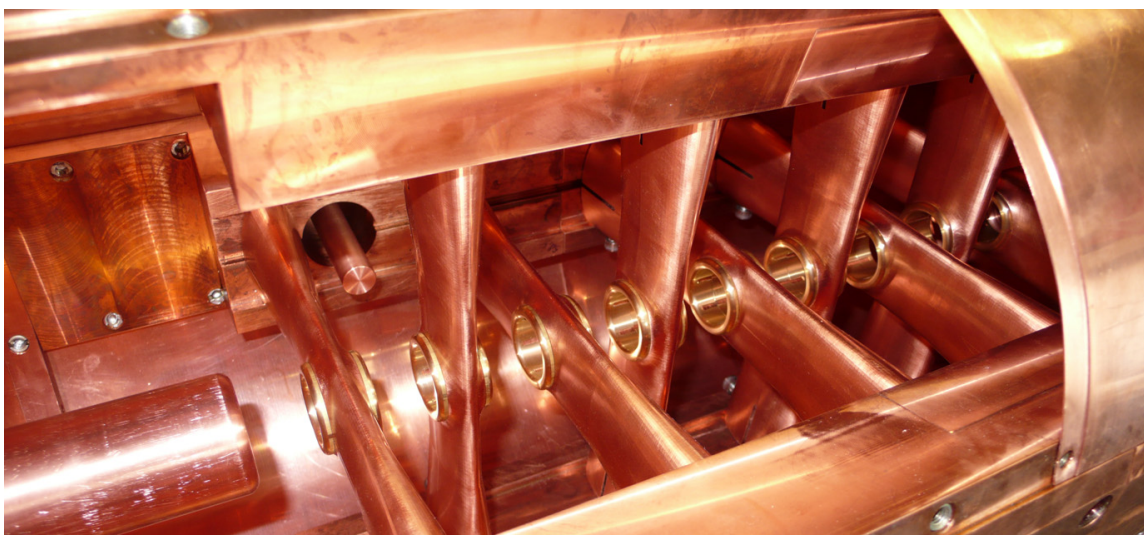


Fig. 11.6: Modulares Kupfermodell der CH-Struktur für hohe Leistungen.

Kapitel 12

Entwicklung der normalleitenden CH-Kavität

Wie schon erwähnt wurde, wird der Tankradius für IH-Strukturen oberhalb von 250 MHz sehr klein. Um dennoch die Vorteile der H-Driftröhrenstrukturen mit ihrer hohen Shuntimpedanz bei höheren Frequenzen nutzen zu können, wurde die normalleitende CH-Struktur entwickelt. Primäre Motivation war dabei der neue Protoneninjektor für FAIR [18, 125], der in Kapitel 15.3 beschrieben wird.

Bei der Entwicklung der normalleitenden CH-Struktur wurde maßgeblich darauf Wert

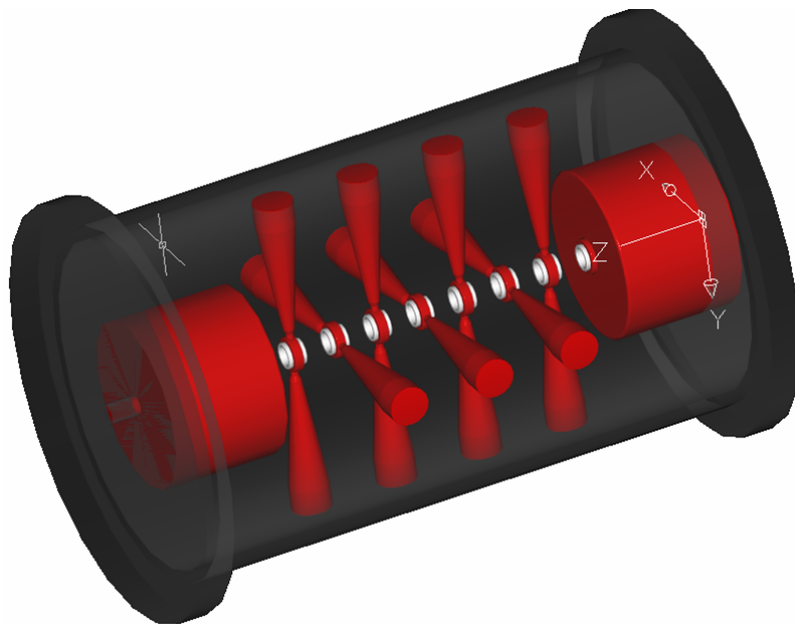


Fig. 12.1: Geometrie der ersten normalleitenden CH-Prototypkavität.

gelegt, eine hohe Shuntimpedanz zu erreichen und die Konstruktion möglichst einfach zu gestalten. Im Gegensatz zu den supraleitenden Versionen besitzen normalleitende CH-Strukturen keine Rippen, weil induktiv angekoppelt wird und andere Tuningmethoden als der Einsatz der Zylindertuner verfolgt werden. Die Stützen besitzen einen zylindrischen

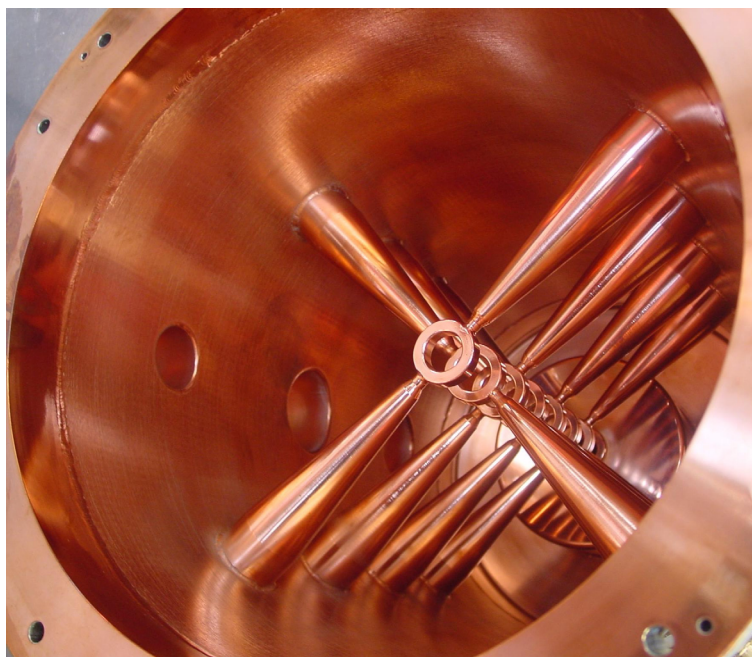


Fig. 12.2: Erste normalleitende CH-Prototypkavität.

Querschnitt, der zum Stützenfuß hin zunimmt, um die Strom- und damit die Leistungsdichten zu reduzieren. In der Driftröhreregion ist der Querschnitt zusätzlich reduziert, um die kapazitive Belastung zu senken und damit die Shuntimpedanz zu erhöhen. Es wurde entschieden, die magnetischen Linsen auf beiden Seiten jeweils zur Hälfte in den Tank zu integrieren. Dies führt zu einem kompakten Design und erhöht zusätzlich das elektrische Feld in der Endzellenregion. Die Abbildung 12.1 zeigt die Geometrie der ersten normalleitenden CH-Prototypkavität. Der Tankinnendurchmesser beträgt 332 mm, der konstante Stützenabstand ist $\beta\lambda/2$ 45 mm und die Gesamtlänge misst 600 mm. Die Kavität wurde aus Stahl gefertigt und bei der GSI verkupfert. Die Abbildung 12.2 zeigt diese Struktur. Ursprünglich waren Driftröhreneinsätze vorgesehen. Durch diese kapazitive Zusatzbelastung sank aber die Frequenz unterhalb der Bandbreite des vorhandenen 2 kW cw Verstärkers. Um die Kavität mit Leistungen von bis zu 4 kW/m testen zu können, wurde entschieden, auf die Einsätze zu verzichten. Die Frequenz stieg dadurch von 325.8 auf 338.7 MHz. Aufgrund der Stützengeometrie lassen sich CH-Strukturen sehr gut kühlen. Das Kühlwasser fließt dabei durch die Stützen hindurch. Die Abbildung 12.3 zeigt den Teststand zum Leistungstest der Struktur. Leistungspegel von 2 kW im Dauerstrichbetrieb konnten nach kurzer Zeit ohne Probleme eingekoppelt werden. Dabei traten keinerlei Probleme mit Multipacting auf. Die gemessene Güte Q_0 betrug 13000, was etwa 95% des in Simulationen vorhergesagten Wertes entspricht. Die Shuntimpedanz beträgt ohne Einsätze 121 M Ω /m und mit Einsätzen 137 M Ω /m.

Ursprünglich sollte der neue FAIR-Protoneninjektor aus 11 normalleitenden 352 MHz CH-

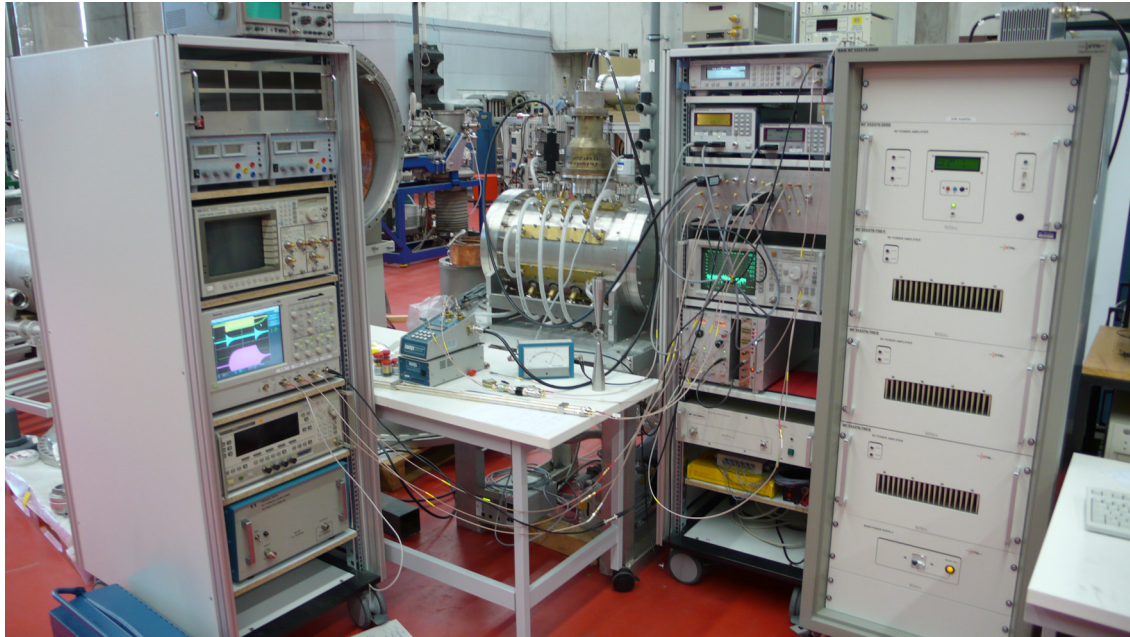


Fig. 12.3: Teststand für die Leistungstests der normalleitenden CH-Struktur.

Kavitäten bestehen, die jeweils von einem 1 MW LEP-Klystron gespeist werden sollten. Schließlich wurde entschieden, 3 MW 325 MHz Klystrons zu verwenden. Diese hohe zu Verfügung stehende Leistung ließ die Idee aufkommen, zwei CH-Kavitäten miteinander hochfrequenztechnisch zu koppeln. Dadurch wird die Zahl der Klystrons um einen Faktor zwei reduziert. Eine gekoppelte CH-Struktur besteht aus zwei CH-Kavitäten und einer zylindrischen Koppelzelle, die ein Quadrupoltriplett enthält [126] (s. Abb. 12.4). Die Kopplung von Kavitäten bewirkt immer eine Aufspaltung in verschiedene Moden. Dies gilt auch dann, wenn alle Einzelresonatoren die gleiche Eigenfrequenz besitzen. Die Aufspaltung hängt von der Stärke der Kopplung ab. Ausführliche Darstellungen zur Kopplung von Schwingkreisen finden sich in [36, 57].

Während jede einzelne CH-Kavität in der H_{211} -Mode schwingt, wird in der Koppelzelle die Fundamentalmode eines Zylinderresonators, also die E_{010} -Mode angeregt. Wird Leistung in die Koppelzelle eingekoppelt, werden aufgrund der magnetischen Kopplung auch die benachbarten CH-Kavitäten zum Schwingen angeregt. Die beiden CH-Kavitäten stehen in einer festen Phasenbeziehung zu einander. Um die Synchronizität bei der Teilchenbeschleunigung von der ersten zur zweiten CH-Kavität zu erhalten, muss der Abstand von der Mitte des letzten Spaltes der ersten CH-Kavität bis zur Mitte des ersten Spaltes der zweiten CH-Kavität ein Vielfaches von $\beta\lambda$ betragen.

Die erste Mode ist die Mode der ungekoppelten Struktur, bei der nur die Koppelzelle schwingt. Bei der zweiten Mode, 0-Mode genannt, schwingen die Koppelzelle in der E_{010} -Mode und die CH-Kavitäten in der H_{211} -Mode, wobei aber das Magnetfeld in den

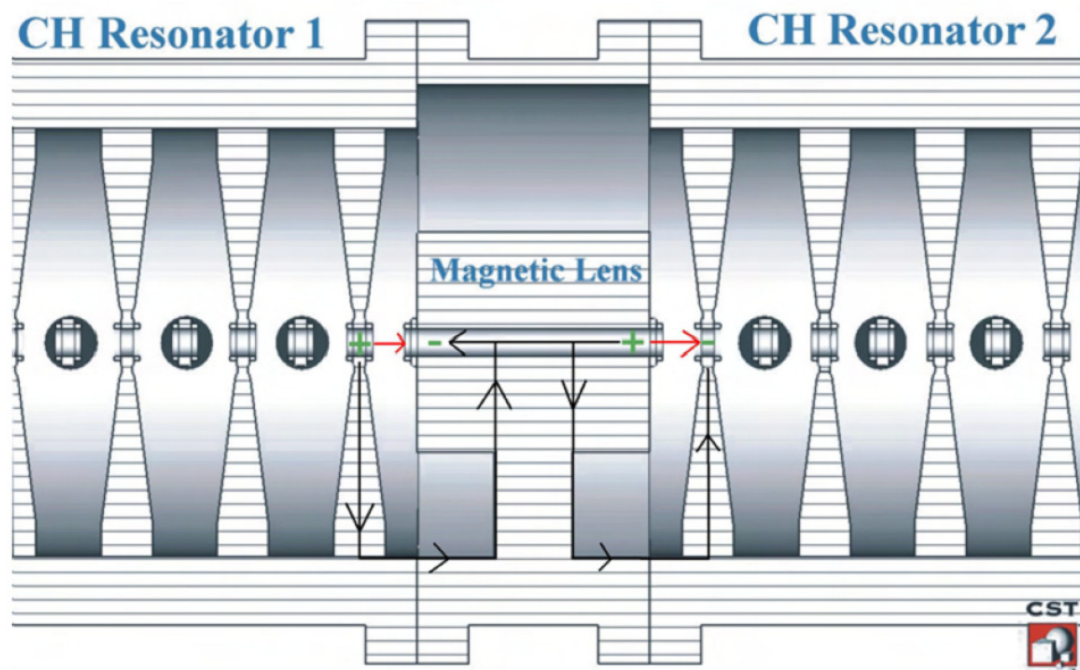


Fig. 12.4: Schema der gekoppelten CH-Struktur, bestehend aus zwei CH-Kavitäten und einer zylindrischen Koppelzelle mit internem Quadrupoltriplett.

CH-Kavitäten entgegengesetzt gerichtet ist. Bei der dritten Mode, genannt $\pi/2$ -Mode, werden ebenfalls die CH-Kavitäten angeregt, allerdings ist das Magnetfeld in der Koppelzelle deutlich schwächer ausgeprägt. Zusätzlich zeigen die Magnetfelder in den beiden CH-Kavitäten zu einem Zeitpunkt in die gleiche Richtung. Die Abbildung 12.5 zeigt das Magnetfeld für die 0-Mode und die π -Mode.

Für die Feldstabilität ist es wichtig, dass die 0-Mode und die π -Mode einen hinreichend großen Abstand unter allen vorkommenden Betriebsmodi haben. Aufgrund der relativ schwachen Kopplung beträgt der relative Abstand weniger als 1% der Resonanzfrequenz. Es hat sich gezeigt, dass die Feldverteilung sehr sensitiv gegenüber Frequenzverstimmungen der beiden CH-Kavitäten z.B. infolge von Radiusänderungen ist [127]. Um solche Effekte ausgleichen zu können, sind pro Kavität mehrere Tuner vorgesehen.

Um das Prinzip der gekoppelten CH-Struktur auch experimentell zu testen, wurde das Beschleunigermodul-2 des FAIR-Protoneninjektors als verkleinertes Modell im Maßstab 1:2 gebaut (s. Abb. 12.6). Auf der Basis von Strahldynamiksimulationen ergab sich das erforderliche Geschwindigkeitsprofil mit den entsprechenden Zellenlängen. Diese gekoppelte CH-Kavität besitzt insgesamt 27 Spalte, wobei die erste Sektion aus 13 und die zweite aus 14 Spalten besteht. Die Abbildung 12.7 zeigt die optimierte Geometrie dieser Struktur. Mit einer Hochfrequenzleistung von 1.35 MW werden insgesamt 12.6 MV effektive Beschleunigungsspannung auf einer Länge von weniger als 3 m erzeugt. Die er-

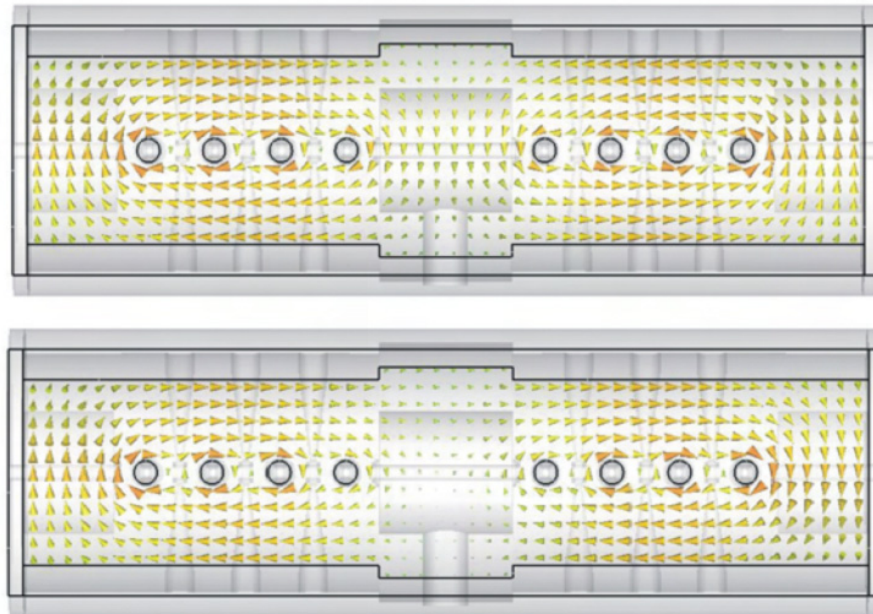


Fig. 12.5: Verteilung des Magnetfeldes der 0-Mode (oben) und der π -Mode (unten).



Fig. 12.6: Blick in das 1:2 Modell des Moduls-2 des FAIR-Protoneninjektors.

wartete Shuntimpedanz liegt bei $60 \text{ M}\Omega/\text{m}$. Mit der zusätzlichen Strahllast von 883 kW werden zum Betrieb dieser Struktur insgesamt etwa 2.2 MW Leistung benötigt. Die Abbildung 12.8 zeigt die gemessene Verteilung des elektrischen Feldes auf der Achse. Eine ausführliche Darstellung dieser Arbeiten wurde in [127] publiziert.

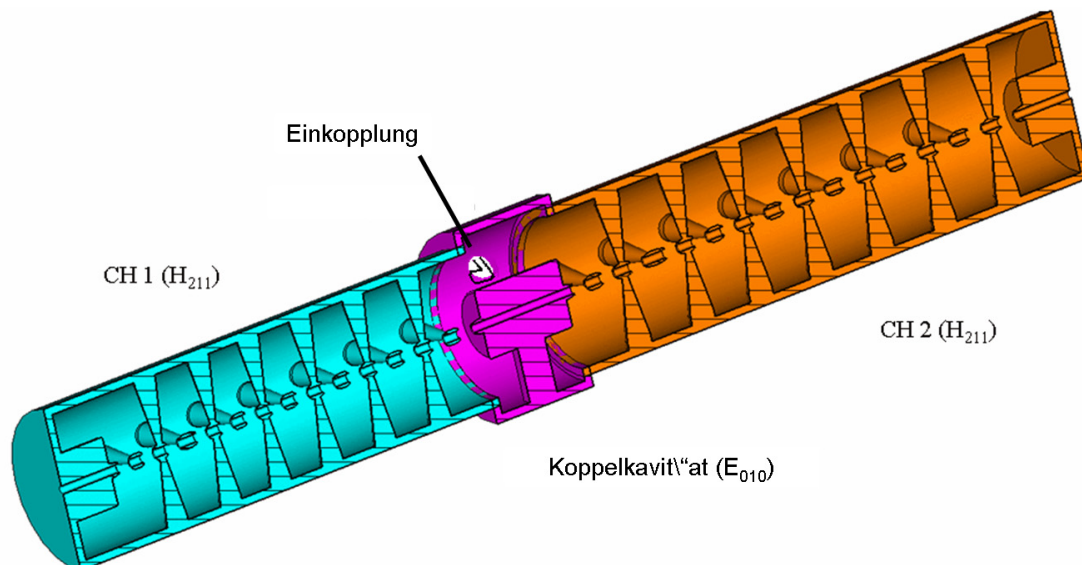


Fig. 12.7: Optimierte Geometrie der zweiten gekoppelten CH-Struktur des FAIR-Protoneninjektors.

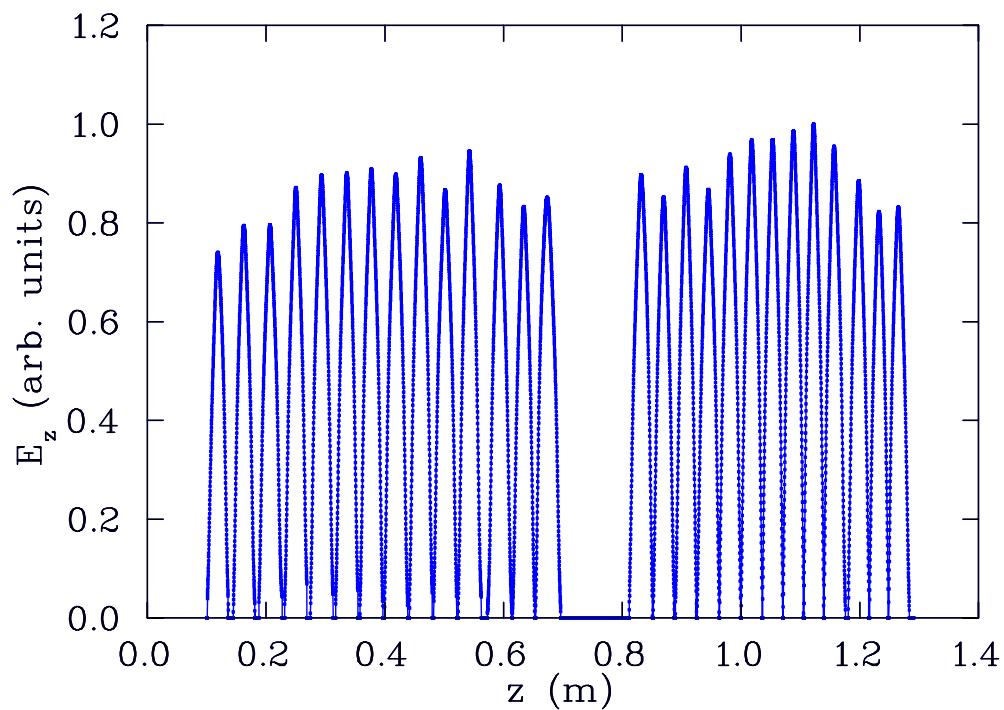


Fig. 12.8: Gemessene Feldverteilung der zweiten gekoppelten CH-Struktur des FAIR-Protoneninjektors.

Kapitel 13

Leistungsbedarf bei normal- und supraleitenden CH-Kavitäten

In diesem Kapitel wird untersucht, wie sich der Bedarf an Hochfrequenz- und Netzleistung für normal- und supraleitende CH-Moden-Beschleuniger in Abhängigkeit verschiedener Parameter wie Strahlstrom I , Tastverhältnis η oder Gradient E_a verhält. Diese Untersuchungen geben eine Hilfe bei der Entscheidung über die zu bevorzugende Technologie. Trotz des um bis zu fünf Größenordnungen kleineren Oberflächenwiderstands und der damit verbundenen geringeren Hochfrequenzverluste sind supraleitende Beschleuniger nicht a priori die beste Technologie hinsichtlich der Investitions- und Betriebskosten. Insbesondere bei hohen Strahlströmen oder kleinen Tastverhältnissen können normalleitende Optionen nicht nur konkurrenzfähig, sondern sogar überlegen sein. Dies gilt insbesondere dann, wenn statische Wärmeverluste bei der Supraleitung mit berücksichtigt werden.

Für die Berechnung der Verluste wurde in allen Fällen von einer Frequenz von 325 MHz ausgegangen. Die Verluste beziehen sich jeweils auf eine Strukturlänge von einem Meter. Die Temperatur im Falle der Supraleitung wurde auf 4.2 K festgelegt. Es wurden jeweils Kavitäten zur Berechnung der Verluste zu Grunde gelegt, die für ihre jeweilige Verwendung (normal- oder supraleitend) optimiert wurden. Deshalb ist die für die supraleitenden Kavitäten verwendete geometrische Shuntimpedanz kleiner als für die normalleitenden Versionen, weil im ersteren Fall andere Designkriterien wie die Minimierung der Peakfelder eine Rolle spielen. Die Driftröhraperturen gehen stark in die Shuntimpedanz und damit in die Hochfrequenzverluste ein. Natürlich müssen die Aperturen an die jeweiligen Gegebenheiten wie Strahlstrom, Frequenz oder der Teilchengeschwindigkeit β angepasst werden. Um die Ergebnisse dieser Untersuchung übersichtlich zu halten, wurde von einer konstanten Apertur ausgegangen. Dies berührt aber nicht die Aussagekraft der Ergebnisse, weil es bezüglich des Leistungsbedarfs nur zu kleineren Verschiebungen kommt.

Die Abbildung 13.1 zeigt die benötigten Hochfrequenzleistungen zum Aufbau der Felder in den Kavitäten als Funktion von β . Dabei wurde von einem festen Gradienten $E_a=5$ MV/m ausgegangen. Der Strahlstrom und statische Verluste der Kryostaten bleiben zunächst unberücksichtigt. Für Dauerstrichbetrieb entspricht diese Leistung der thermi-

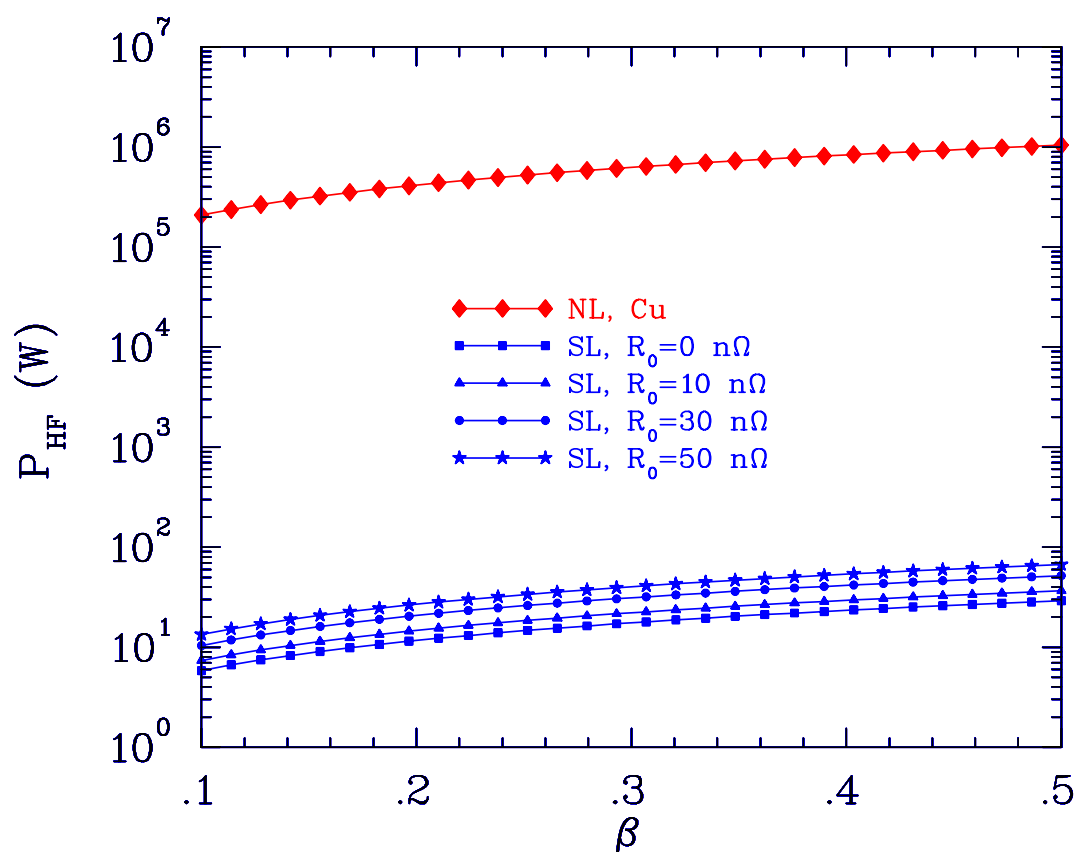


Fig. 13.1: Hochfrequenzverluste für normal- und supraleitende CH-Moden-Beschleuniger als Funktion der Teilchengeschwindigkeit β . Im supraleitenden Fall sind die Verluste für vier verschiedene Werte des Restwiderstandes R_0 dargestellt.

schen Belastung des Resonators. Aus den berechneten Leistungen bei der Normalleitung von 100-1000 kW/m erkennt man sofort, dass bei hohen Tastverhältnissen (cw) und hohen Gradienten die Supraleitung nicht nur Vorteile bietet, sondern technologisch notwendig ist, weil thermische Belastungen von wesentlich mehr als 100 kW/m kaum noch beherrschbar sind. Insbesondere sinkt die Betriebssicherheit und die Kosten (Betrieb und Produktion der Kavitäten) steigen überproportional an.

Die benötigte Leistung steigt mit größerer Teilchengeschwindigkeit an, weil die Shuntimpedanz entsprechend abnimmt. Die reinen BCS-Verluste der Supraleitung sind etwa fünf Größenordnungen kleiner als bei der Normalleitung. Durch die Einführung eines Restwiderstandes R_0 steigen die Verluste entsprechend an. Die Hochfrequenzverluste bei der Supraleitung liegen aber mindestens vier Größenordnungen unter denen der Normalleitung. Diese Situation ändert sich, wenn man den Strahlstrom bzw. die Leistung, welche auf den Strahl übertragen wird, berücksichtigt. Der Strahl wirkt dann wie ein zusätzlicher Verlustmechanismus und erhöht entsprechend dem Strahlstrom und dem Energiegewinn die notwendige Hochfrequenzleistung.

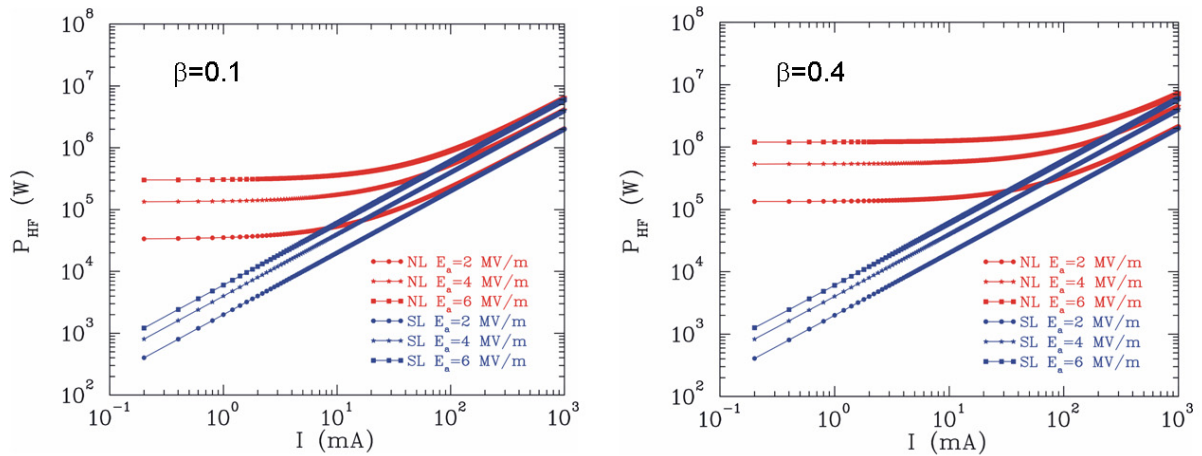


Fig. 13.2: Benötigte Hochfrequenzleistung als Funktion des Strahlstroms I , welche sich aus den Hochfrequenzverlusten und der Leistung, die auf den Strahl übertragen wird, ergibt.

Die Abbildung 13.2 zeigt die Hochfrequenzleistung als Funktion des Strahlstroms für verschiedene Gradienten und zwei verschiedene Teilchengeschwindigkeiten ($\beta=0.1$ und 0.4). Im Falle der Normalleitung sind die Hochfrequenzverluste dominant bis zu Strahlströmen von einigen 10 mA. Erst darüber hinaus beginnt der vom Strahlstrom dominierte Bereich, was an dem linearen Anstieg zu erkennen ist. Aufgrund der quadratischen Abhängigkeit der Hochfrequenzverluste, wird der vom Strahlstrom dominierte Bereich für höhere Gradienten zu immer höheren Strömen verschoben. Die benötigte Hochfrequenzleistung bei der Supraleitung ist bereits bei kleinen Strömen von weniger als 1 mA vom Strom dominiert. Je größer der Strahlstrom wird, desto kleiner wird der relative Vorteil der Supraleitung bezüglich der Hochfrequenzleistung. Allerdings bleibt die Leistung immer unter der jeweiligen Leistung der Normalleitung beim gleichen Wert des Stroms. Bei höheren Teilchengeschwindigkeiten steigt die Gesamtleistung aufgrund der abnehmenden Shuntimpedanz bei kleinen und mittleren Strömen an. Dieser Effekt ist bei der Supraleitung aufgrund der Dominanz des Strahlstroms bereits bei kleinen Strömen überdeckt.

Die Hochfrequenzleistung bestimmt die Anforderungen an die Verstärker. Für die Betriebskosten ist die benötigte Netzleistung aber von großer Bedeutung. Bei der Normalleitung hängt diese bei gegebener Hochfrequenzleistung vom Tastverhältnis sowie von der Verstärkereffizienz ab. Typische Effizienzen liegen bei 60%. Im Falle der Supraleitung kommen neben den Hochfrequenzverlusten noch statische Verluste der Kryomodule dazu. Diese können unter Umständen, z.B. bei groß dimensionierten Kopplern höher liegen als die dynamischen Verluste. Die Abbildung 13.3 zeigt die Netzleistung als Funktion des Beschleunigungsgradienten. Dabei wurde von einem Tastverhältnis von 100% ausgegangen, der Strahlstrom bleibt zunächst unberücksichtigt. Im Falle der Normalleitung steigt die

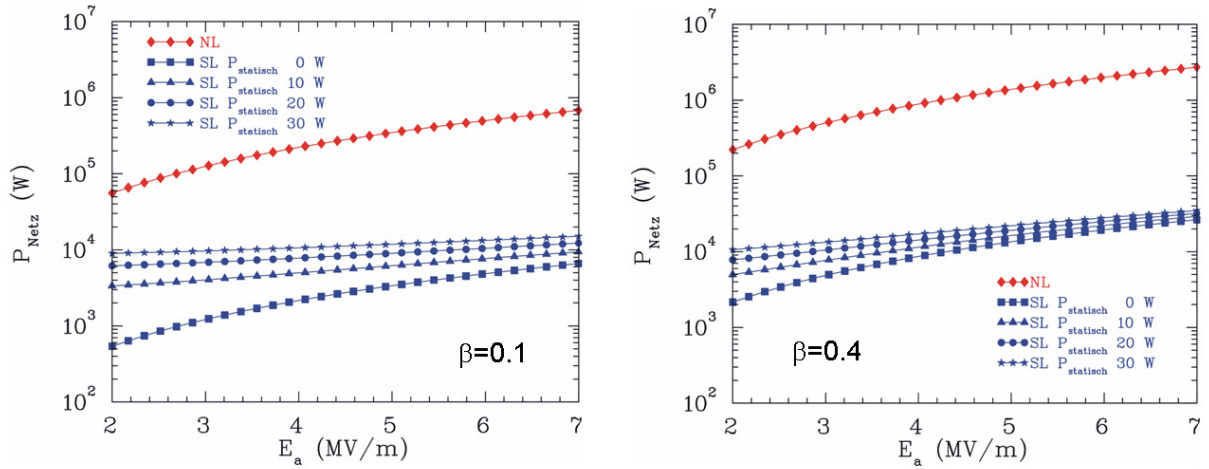


Fig. 13.3: Benötigte Netzleistung für normal- und supraleitende CH-Kavitäten als Funktion des Gradienten für zwei verschiedene Teilchengeschwindigkeiten. Es wurde eine Verstärkereffizienz von 60% und ein Tastverhältnis von 100% angenommen. Der Strahlstrom ist unberücksichtigt, bei der Supraleitung wurde ein Restwiderstand R_0 von 40 n Ω angenommen.

Netzleistung quadratisch mit dem Gradienten an. Zusätzlich steigt die Netzleistung bei festem Gradienten mit zunehmender Teilchengeschwindigkeit. Vernachlässigt man eventuelle statische Verluste, ergibt sich für die Supraleitung das gleiche Verhalten. Weil die Verluste hier aber bei kryogener Temperatur abgeführt werden müssen, ist der thermische Wirkungsgrad entsprechend klein:

$$\eta_{th} = \frac{T_1}{T_2 - T_1} = \frac{T_1}{300 - T_1} \quad (13.1)$$

Bei einer Heliumtemperatur von $T=4.2$ K ist η_{th} nur 0.014. Berücksichtigt man zusätzlich eine reale Kältemaschine, verringert sich dieser Wert um bis zu einem Faktor 4:

$$\eta_{real} \approx 0.0035$$

Dies bedeutet, dass die benötigte Netzleistung etwa 300 mal größer ist als die in das Helium eingebrachte Wärmeleistung. Um den entsprechenden Faktor wird auch der Vorteil der Supraleitung hinsichtlich des Oberflächenwiderstandes reduziert. Ohne statische Verluste und ohne Strahl wird bei der Supraleitung eine um etwa zwei Größenordnungen kleinere Netzleistung benötigt. Berücksichtigt man die statischen Verluste, erkennt man, dass die Netzleistung ohne Strahl bei kleinen Gradienten nur noch um eine Größenordnung niedriger liegt. Bei höheren Gradienten steigt der Unterschied zwischen Normal- und Supraleitung wieder deutlich an, weil die statischen Verluste im Vergleich zu den Hochfrequenzverlusten eine geringere Rolle spielen.

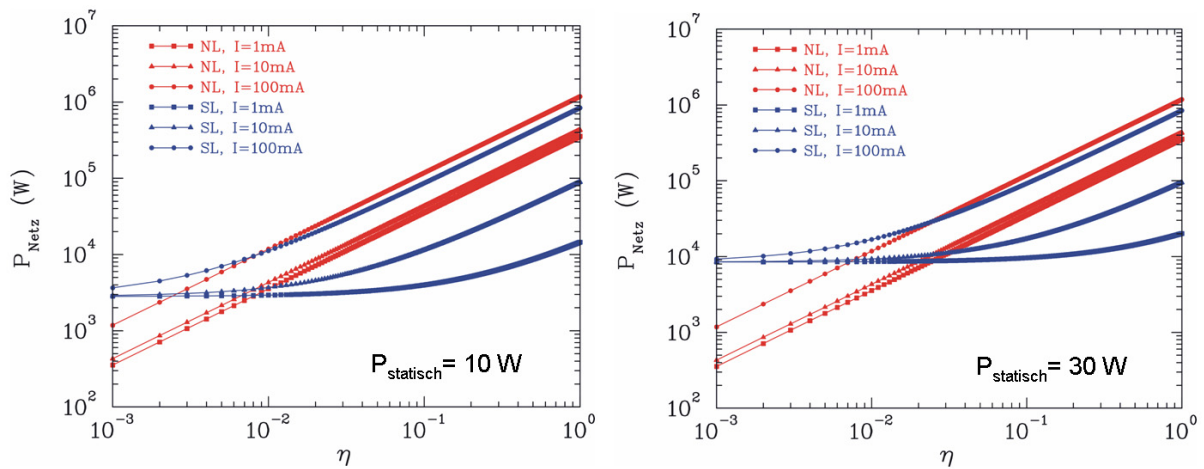


Fig. 13.4: Netzleistung als Funktion des Tastverhältnisses für verschiedene Strahlströme und statische Leistungen. Die Teilchengeschwindigkeit $\beta=0.1$, der Gradient $E_a=5$ MV/m und der Restwiderstand $R_0=40$ n Ω sind konstant.

Weil die statischen Verluste im Gegensatz zu den Hochfrequenzverlusten und zu der dem Strahl zugeführten Leistung auch bei gepulst betriebenen Beschleunigern zeitunabhängig sind, kann bei Beschleunigern mit kleinem Tastverhältnis die Netzleistung bei der Normalleitung geringer sein als bei der Supraleitung. Die Abbildung 13.4 zeigt die Netzleistung als Funktion des Tastverhältnisses für verschiedene Strahlströme und statische Leistungen. Dabei wurde die Teilchengeschwindigkeit $\beta=0.1$, der Gradient $E_a=5$ MV/m und der Restwiderstand $R_0=40$ n Ω festgehalten. Bei der Normalleitung steigt die Netzleistung proportional zum Tastverhältnis an, während bei der Supraleitung dies erst der Fall ist, wenn die dem Strahl im zeitlichen Mittel zugeführte Leistung deutlich größer als die Netzleistung aufgrund der zeitlich konstanten statischen Verluste ist. Abhängig von den statischen Verlusten, ist die Netzleistung der Normalleitung bis zu einigen Prozent Tastverhältnis kleiner als die der Supraleitung. Oberhalb dieses Wertes bietet die Supraleitung Vorteile, die umso größer sind, je kleiner der Strahlstrom ist. Je kleiner das Tastverhältnis ist, desto geringer sollten die statischen Verluste sein.

Die Abbildung 13.5 zeigt die Netzleistung als Funktion des Strahlstroms für verschiedene Tastverhältnisse und statische Leistungen ($E_a=3$ MV/m, $\beta = 0.1$, $R_0=40$ n Ω). Aufgrund des dominanten Effekts der statischen Verluste bleibt die Netzleistung bei der Supraleitung bei einem Tastverhältnis von 1% immer deutlich über dem Wert der Normalleitung. Bei einem Tastverhältnis von 10% hängt es davon ab, wie groß die statischen Verluste sind. Beim Dauerstrichbetrieb mit 100% Tastverhältnis führt der Einsatz supraleitender Kavitäten immer zu einer deutlichen Einsparung von Netzleistung unabhängig vom Strahlstrom.

Kapitel 13. Leistungsbedarf bei normal- und supraleitenden CH-Kavitäten

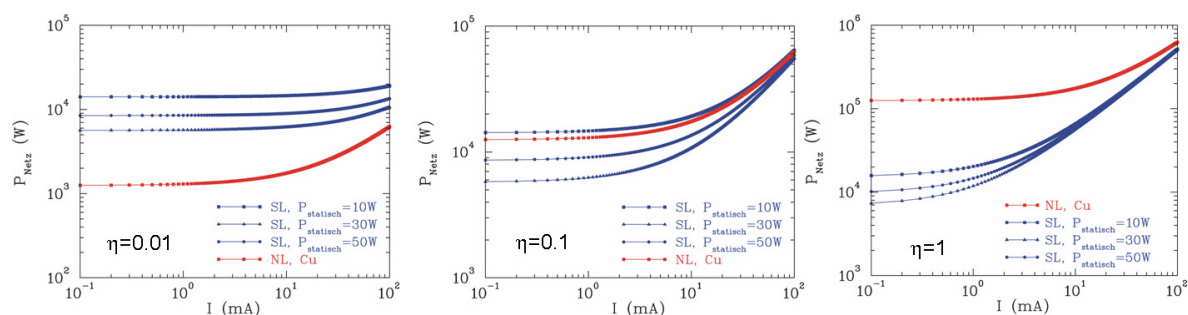


Fig. 13.5: Netzleistung als Funktion des Strahlstroms für verschiedene Tastverhältnisse und statische Leistungen ($E_a=3\text{ MV/m}$, $\beta=0.1$, $R_0=40\text{ n}\Omega$)

Aufgrund der starken Temperaturabhängigkeit des BCS-Oberflächenwiderstandes (2.28) hat natürlich die Temperatur des Heliums einen Einfluss auf die benötigte Netzleistung. Mit kleiner werdender Temperatur sinkt der BCS-Wert und die Effizienz des Kryosystems. Solange die statischen Verluste und der Restwiderstand sehr kleine Werte annehmen, kann eine tiefere Temperatur Vorteile bieten. Für CH-Strukturen mit typischen Restwiderständen von einigen $10\text{ n}\Omega$ bei Frequenzen von 300-400 MHz erscheint eine Absenkung der Temperatur auch in Hinblick auf das wesentlich komplexere Kryosystem nicht sinnvoll. Bei Frequenzen in der Größenordnung 1 GHz dagegen ist eine Temperatur $T \approx 2\text{ K}$ nicht nur sinnvoll, sondern notwendig aufgrund der quadratischen Frequenzabhängigkeit des BCS-Widerstandes.

Kapitel 14

Strahldynamik in CH-Kavitäten

In Kapitel 1 wurde beschrieben, dass es eine starke Tendenz zu höheren Intensitäten und Strahlleistungen bei hohen Tastverhältnissen in zukünftigen Hadronenlinearbeschleunigern gibt. Diese Beschleuniger müssen neben den hohen Strahlleistungen zum Teil auch eine exzellente Strahlqualität liefern, um z.B. die Anforderungen bezüglich der experimentellen Seite zu erfüllen. Außerdem werden durch eine verbesserte Strahlqualität eventuelle Teilchenverluste reduziert.

Teilchenverluste der Primärstrahlen können verschiedene schwerwiegende Folgen haben. Die verlorenen Teilchen deponieren ihre Energie in den Strukturmaterialien des Beschleunigers. Im Falle von supraleitenden Kavitäten können kleine Verlustleistungen von einigen Watt bereits zum Zusammenbruch des supraleitenden Zustands führen, wenn die Verluste sehr lokal auftreten und kritische Leistungsdichten überschritten werden. Höhere Verlustleistungen können auch zu Beschädigungen wie Materialaufschmelzungen führen. Zusätzlich kann es abhängig von der Teilchenenergie und der Ionensorte zur Aktivierung des Beschleunigers kommen. Da in den meisten Fällen der Zugang zu den Beschleunigerkomponenten zum Zwecke der Wartung gewährleistet werden muss, ist die Aktivierung so niedrig wie möglich zu halten. Bei bekannten Wirkungsquerschnitten kann so eine Obergrenze für die erlaubten Strahlverluste bzw. die Strahlverlustleistung angegeben werden. Typische Werte für die Verlustleistung liegen bei 1 W/m. Bei mittleren Strahlleistungen bis in den MW-Bereich führt dies zu erlaubten relativen Verlustraten pro Meter von 10^{-5} bis 10^{-7} der Primärstrahlintensität.

Um derart kleine Verlustraten zuverlässig vorhersagen zu können und um gegebenenfalls Gegenmaßnahmen ergreifen zu können, werden Strahldynamikcodes benötigt, die einerseits hinreichend hohe Teilchenzahlen simulieren können und andererseits den Beschleuniger möglichst realistisch modellieren können. So müssen neben den Feldverteilungen auch die Raumladungskräfte in sehr guter Näherung beschrieben werden können. Zusätzlich muss es möglich sein, Abweichungen von idealen Bedingungen durch Amplituden- und Phasenfehler sowie durch Fehljustierungen der verschiedenen Beschleunigerkomponenten in die Berechnungen einfließen zu lassen.

Nach einer kurzen Darstellung der Grundlagen der transversalen und longitudinalen

Strahldynamik in Linearbeschleunigern wird in Kapitel 14.2 auf die in CH-Strukturen verwendete KONUS-Dynamik und den dafür entwickelten Code LORASR eingegangen. Bezüglich der allgemeinen strahldynamischen Konzepte wird auf die Darstellungen in [59, 128, 57, 129, 130] verwiesen. Ausführliche Beschreibungen der KONUS-Dynamik finden sich in [60, 131].

14.1 Grundlagen der longitudinalen und transversalen Strahldynamik

Wie bereits in Kapitel 3 dargelegt, muss bei der Berechnung des Energiegewinns ΔW in einem Beschleunigungsspalt der Laufzeitfaktor T berücksichtigt werden. Bisher wurde davon ausgegangen, dass das Feld beim Durchgang des Teilchens durch die Spaltmitte maximal ist. Um die Stabilität der longitudinalen Bewegung zu gewährleisten, muss das Teilchen beim Durchgang durch die Spaltmitte eine negative Phase φ hinsichtlich der Hochfrequenzwelle besitzen. Es bewegt sich dann während des Durchgangs auf der ansteigenden Flanke des elektrischen Feldes. Der Energiegewinn eines Teilchens mit der Ladung q in einem Spalt beträgt dann

$$\Delta W = qUT \cos \varphi = qU_a \cos \varphi. \quad (14.1)$$

Meist wird ein Referenz- oder Sollteilchen mit einer Sollphase φ_s definiert, dass sich entlang des Beschleunigers auf einer Referenz- oder Sollbahn bewegt. Benachbarte Teilchen mit einer weniger negativen Phase eilen dem Sollteilchen voraus und werden weniger stark beschleunigt. Entsprechend werden Teilchen, die nach dem Sollteilchen den Spalt passieren stärker beschleunigt. Dies führt zu einer longitudinalen Fokussierung, der so genannten Phasenfokussierung, die erstmals 1945 von E.M. McMillan für Kreisbeschleuniger beschrieben wurde [8] und von L. Alvarez auf Linearbeschleuniger angewendet wurde [5]. Bei konventionellen Hochfrequenzbeschleunigern wird eine konstante Sollphase von typischerweise -30° verwendet, um die Phasenstabilität zu gewährleisten.

Es lässt sich eine Differenzialgleichung zweiter Ordnung ableiten, welche die Bewegung im longitudinalen Phasenraum beschreibt [57]. Sie lautet:

$$\frac{d}{dz} \left[\gamma_s^3 \beta_s^3 \frac{d(\varphi_i - \varphi_s)}{dz} \right] = -\frac{2\pi q E_0 T}{A m_0 c^2 \lambda} (\cos \varphi_i - \cos \varphi_s) \quad (14.2)$$

Alle mit s indizierten Größen beziehen sich auf das Sollteilchen, und die mit i indizierten Größen beziehen sich auf beliebige Strahlteilchen. $A \cdot m_0$ ist die Teilchenmasse, $\gamma_s = 1/\sqrt{1 - \beta_s^2}$ und W_s bzw. W_i die Teilchenenergie. Schließlich gelangt man zu einem Ausdruck für die Teilchenbewegung im durch $\Delta\varphi$ und ΔW aufgespannten Phasenraum:

$$\frac{\pi(W_i - W_s)^2}{A m_0 c^2 \gamma_s^3 \beta_s^3 \lambda} + q E_0 T (\sin \varphi_i - \varphi_i \cos \varphi_s + C) = 0 \quad (14.3)$$

14.1. Grundlagen der longitudinalen und transversalen Strahldynamik

Die quadratische Gleichung hat die Lösungen

$$W_i - W_s = \pm \sqrt{\frac{1}{\pi} A m_0 c^2 \gamma_s^3 \beta_s^3 \lambda q E_0 T (\varphi_i \cos \varphi_s - \sin \varphi_i - C)} \quad (14.4)$$

Gleichung 14.4 beschreibt die Oszillationen im $\Delta\varphi\Delta W$ -Phasenraum. Die geschlossenen Bahnen stellen die stabilen Bewegungen für verschiedene Integrationskonstanten C dar. Die Grenze zur Instabilität ist durch die so genannte Separatrix gegeben (s. Abb. 14.1). Die innerhalb der Separatrix gelegene Fläche heißt Bucket und hängt unter Anderem von der verwendeten Sollphase ab. Sie verschwindet für $\varphi_s = 0$ und wird maximal für $\varphi_s = -90^\circ$. Dann ist allerdings keine Beschleunigung möglich. Dieser Fall wird beim Bunchen eines Strahls verwendet.

Für die Beschreibung der transversalen Bewegungen wird ebenfalls ein Sollteilchen definiert, das sich auf seiner Sollbahn durch den Beschleuniger bewegt. Die anderen Teilchen besitzen relativ zum Sollteilchen eine Ortsablage Δx und Δy in beiden transversalen Ebenen. Zusätzlich besitzen sie transversale Impulse p_x und p_y relativ zum Sollteilchen. Meist werden nicht die transversalen Impulse, sondern die entsprechenden Winkel

$$x' = \frac{p_x}{p} = \frac{\Delta x}{\Delta z} \quad (14.5)$$

$$y' = \frac{p_y}{p} = \frac{\Delta y}{\Delta z} \quad (14.6)$$

benutzt.

Die Verwendung einer negativen Sollphase zur Gewährleistung der longitudinalen Stabilität hat Auswirkungen auf die transversale Strahldynamik. Die elektrischen Felder am Beginn eines zylindersymmetrischen Beschleunigungsspalt sind zur Strahlachse gerichtet, was zu einer transversalen Strahlfokussierung führt. Am Ende des Spaltes führt der Feldverlauf zu einer Defokussierung. Bei $\varphi_s = 0^\circ$ heben sich diese Effekte bei Vernachlässigung des Geschwindigkeitszuwachses gerade auf. Bei $\varphi < 0^\circ$ baut sich das Feld beim Spaltdurchgang noch auf so dass die defokussierende Wirkung überwiegt und maximal bei $\varphi_s = -90^\circ$ wird. Man spricht in diesem Zusammenhang von Hochfrequenzdefokussierung. Letztendlich ist dies eine Folge der Nichtexistenz eines Potenzialminimums im ladungsfreien Raum. Aus der Laplacegleichung

$$\Delta\Phi = \frac{\partial^2\Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\Phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\Phi}{\partial z^2} = 0 \quad (14.7)$$

folgt mit der Bedingung für longitudinale Stabilität $\frac{\partial^2\Phi}{\partial z^2} < 0$ sofort die radiale Defokussierung:

$$\frac{\partial^2\Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\Phi}{\partial y^2} > 0 \quad (14.8)$$

Neben diesem Effekt besitzt der Strahl ohnehin schon eine bestimmte Divergenz aufgrund der Strahlformierung in einer Ionenquelle und durch Teilchen-Teilchen-Wechselwirkung wie die Raumladungskräfte. Um die Defokussierung auszugleichen, müssen auf den Strahl zusätzliche transversal fokussierende Felder wirken. Dazu können magnetische Fokussierelemente wie Solenoide oder Quadrupole verwendet werden. In Alvarezbeschleunigern werden typischerweise abwechselnd entgegengesetzt gepolte magnetische Quadrupole in den Driftröhren eingesetzt, was zu einer gesamtfokussierenden Wirkung in beiden transversalen Ebenen führt.

Die Gesamtbrennweite F eines solchen Linsendubletts beträgt [132]

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} - \frac{d}{f_1 f_2}, \quad (14.9)$$

wobei f_1 und f_2 die Brennweiten der Einzellinsen sind und d deren Abstand ist. Dieses Prinzip ist auch als starke Fokussierung oder Alternierende Gradienten-(AG)-Fokussierung bekannt und wurde 1950 von Courant und Snyder formuliert [133].

Die transversale Bewegung geladener Teilchen unter der Annahme linearer Kräfte kann durch die Hillsche Differenzialgleichung beschrieben werden [129]. Die Lösungen dieser Gleichung zeigen, dass sich die Teilchen auf Ellipsenbahnen im transversalen Phasenraum xx' und yy' bewegen, wobei sich eine Ellipsengleichung angeben lässt [129]

$$\gamma x^2 + 2\alpha x x' + \beta x'^2 = A^2 = \text{const.} \quad (14.10)$$

Gleichung 14.10 ist eine Invariante der Teilchenbewegung solange nur lineare Fokussierkräfte wirken und ist als "Courant-Snyder-Invariante" bekannt [133]. Die entsprechende Ellipse wird durch die unabhängigen Parameter α , β , γ und A eindeutig beschrieben. Die Fläche F der Ellipse ist mit A durch verknüpft durch $F = \pi A^2$. Die Gesamtheit aller Teilchen beschreibt ebenfalls eine Ellipse mit der Fläche $F_{max} = \pi A_{max}^2$. An dieser Stelle soll der wichtige Begriff der Emittanz ϵ (Randemittanz) eingeführt werden. Sie ist definiert als die Ellipsenfläche aller den Strahl bildenden Teilchen dividiert durch π :

$$\epsilon = \frac{F_{max}}{\pi} = A_{max}^2 \quad (14.11)$$

Ein weiterer wichtiger Begriff ist die rms-Emittanz ϵ_{rms} , die durch die zweiten Momente der Teilchenverteilung charakterisiert und folgendermaßen definiert ist:

$$\epsilon_{x,rms} = \sqrt{\overline{x^2 \cdot x'^2} - (\overline{xx'})^2} \quad (14.12)$$

Meist ist die rms-Emittanz besser zur Beschreibung von Teilchenverteilungen geeignet als die Randemittanz, weil sie weniger anfällig gegenüber unregelmäßigen Phasenraumkonturen ist. Da bei der Beschleunigung die transversalen Impulse konstant bleiben, nimmt die

Divergenz und damit die Emittanz entsprechend ab. Um Emittanzen bei verschiedenen Energien vergleichen zu können, werden Emittanzen normiert:

$$\epsilon_n = \epsilon\beta\gamma \quad (14.13)$$

Wenn im Weiteren von Emittanzen die Rede ist, ist immer die normierte Emittanz gemeint.

14.2 KONUS-Dynamik und der LORASR-Code

Im Kapitel 4.2 wurden bereits die Vorteile von H-Driftröhrenstrukturen im Vergleich zu konventionellen Strukturen wie dem Alvarez-Beschleuniger beschrieben. Die verwendete H-Mode mit den transversalen Ladeströmen liefert prinzipiell eine hohe Shuntimpedanz. Diese ist aber empfindlich von der kapazitiven Belastung der Driftröhrenstruktur abhängig. Daher ist es notwendig, schlanke Driftröhren zu verwenden, die es nicht gestatten, magnetische Linsen zu integrieren. Deshalb wurde eine spezielle Strahldynamik entwickelt, welches lange linsenfrie Sektionen ermöglicht [60]. Im Folgenden soll dieses Konzept kurz erläutert werden. Für eine tiefer gehende Beschreibung wird auf [60, 131] verwiesen.

Bei der als **KONUS** (**K**ombinierte **N**ull **G**rad **S**truktur) bekannten Strahldynamik wird die radiale Hochfrequenzdefokussierung minimiert und gleichzeitig eine ausreichende longitudinale Stabilität gewährleistet. Im Gegensatz zu konventionellen Driftröhrenbeschleunigern werden bei der KONUS-Dynamik die Beschleunigung, die longitudinale und transversale Fokussierung räumlich getrennt. Eine so genannte KONUS-Periode besteht aus drei Sektionen:

- Hauptbeschleunigungssektion mit $\varphi_s = 0^\circ$
- Transversales Fokussierelement (magnetisches Quadrupoltriplett oder Solenoide)
- Rebunchersektion mit $\varphi_s \approx -35^\circ$ zur longitudinalen Fokussierung

Die Hauptbeschleunigungssektion besteht typischerweise aus 8-20 Spalten, wobei die Anzahl vom Gradienten, der Frequenz, der Energie, dem Masse-zu-Ladungs-Verhältnis und dem Strahlstrom abhängt. Die Rebunchersektion besteht aus 3-7 Spalten. In den meisten bisherigen, auf der KONUS-Dynamik basierten Beschleunigern, wurden alle Sektionen in einer Kavität integriert. Insbesondere bei kleinen Energien können auch mehrere KONUS-Perioden innerhalb einer Kavität untergebracht werden. Im Falle von supraleitenden CH-Strukturen ist dies nicht mehr möglich. Sowohl aus Gründen der mechanischen Stabilität als auch wegen der Forderung nach extrem geringen externen Magnetfeldern wurde entschieden, die transversalen Fokussierelemente zwischen den Kavitäten zu platzieren.

Bisher wurden ausnahmslos magnetische Quadrupoltripletts verwendet. Im Rahmen der Projekte EUROTRANS und IFMIF wurde entschieden, supraleitende Solenoide einzusetzen. Der Grund dafür liegt in der kürzeren Einbaulänge begründet, die speziell bei Hochstromanwendungen Vorteile hinsichtlich der longitudinalen Strahldynamik bietet. Ist der Schwerpunkt der Teilchenverteilung im longitudinalen Phasenraum identisch mit

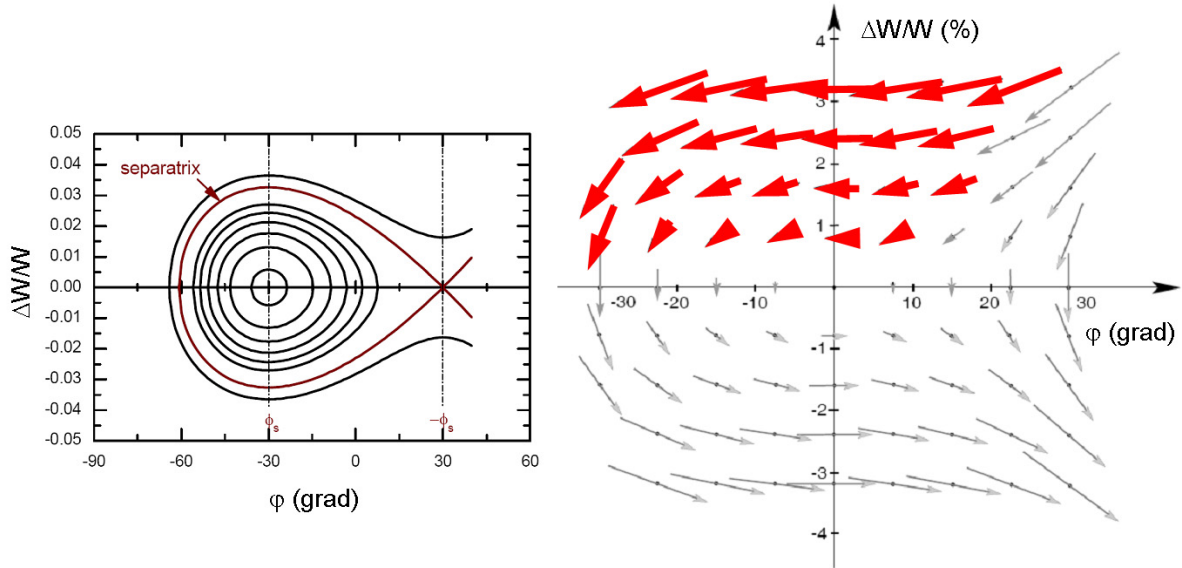


Fig. 14.1: *Bewegung im longitudinalen Phasenraum bei konventioneller Fokussierung (links) und bei der KONUS-Dynamik (rechts). Der rot markierte Bereich wird bei KONUS verwendet. Sobald die Teilchen den dritten Quadranten erreichen, wird das neue Sollteilchen definiert.*

dem Sollteilchen, ist bei $\varphi_s = 0^\circ$ keine stabile Bewegung möglich. Verzichtet man aber auf die Synchronizität und injiziert den Strahlschwerpunkt mit einer Überschussenergie von einigen Prozent in die 0° -Sektion, kann der Strahl trotzdem stabil beschleunigt werden. Durch die relativ höhere Energie kommt das Bunchzentrum vor dem Maximum der Spannung im Spalt an und erhält entsprechend einen geringeren Energiegewinn. Der relative Energieüberschuss wird dadurch im nächsten Spalt kleiner. Die Folge ist, dass das Bunchzentrum während des Durchgangs durch die 0° -Sektion sukzessive seine Überschussenergie einbüßt und dabei gleichzeitig die Phase zu negativeren Werten wandert. Dies entspricht einer Bewegung gegen den Uhrzeigersinn in der $\Delta\varphi\Delta W$ -Ebene (s. Abb. 14.1). Die 0° -Sektion muss abgebrochen werden, wenn das Bunchzentrum eine viertel Phasenoszillation um das Sollteilchen absolviert hat. Dann wird der Strahl transversal fokussiert, bevor er in der Rebunchersection longitudinal fokussiert wird. Die Abbildung 14.2 zeigt die Bewegung des Bunchzentrums im Falle des 17 MeV EUROTRANS-Injektors, der insgesamt aus 5 CH-Strukturen besteht (s. Kap. 15.1).

Da die Sektion zur transversalen Fokussierung hinsichtlich der longitudinalen Dynamik

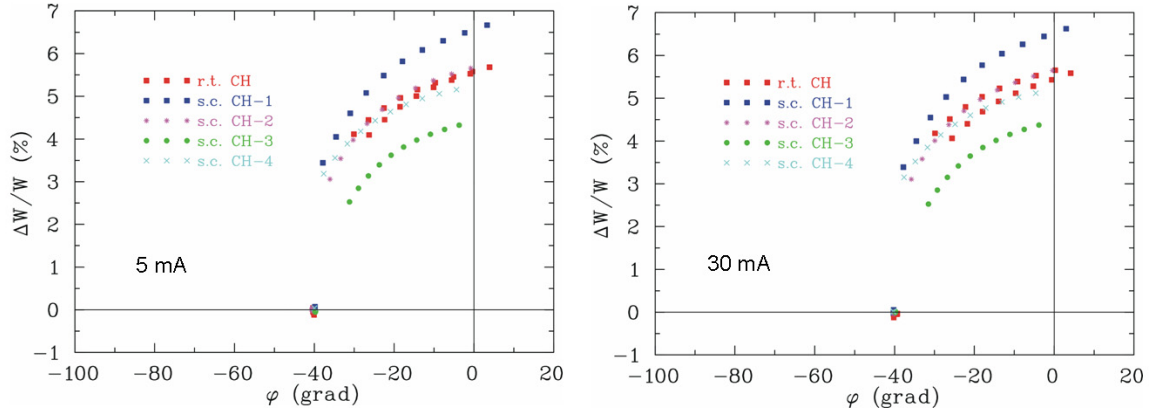


Fig. 14.2: Bewegung des Bunchzentrum des XADS-CH-Linacs. Für jede der fünf CH-Kavitäten gibt es eine Kurve.

wie eine Driftstrecke wirkt, sollte dieser Abschnitt so kurz wie möglich sein, um das Anwachsen der Phasenbreite aufgrund der Energiebreite des Strahls zu minimieren. Bisher wurde versucht, maximale Feldstärken in den Quadrupoltripletts zu erreichen. Wie schon erwähnt, wird dies in zukünftigen supraleitenden CH-Linacs mit supraleitenden Solenoiden bewerkstelligt, die zusammen mit den Kavitäten in einem gemeinsamen Kryomodul untergebracht werden.

H-Modendriftrohrenbeschleuniger mit KONUS-Dynamik werden mittels des eigens dafür entwickelten Strahldynamikprogramms **LORASR** (**L**ongitudinale und **R**adiale Strahldynamik mit **R**aumladung) ausgelegt. LORASR ist das einzige Strahldynamikprogramm, das auf KONUS-Dynamik spezialisiert ist. Allerdings gibt es keine prinzipielle Einschränkung hinsichtlich des zu Grunde gelegten Fokussierschemas. So lassen sich auch $\beta\lambda$ -Strukturen wie Alvarez-Beschleuniger oder $\beta\lambda/2$ -Strukturen mit konventioneller Fokussierung simulieren. Ausführliche Darstellungen über LORASR finden sich in [60, 131]. Im Folgenden soll kurz auf einige Entwicklungen eingegangen werden, die im Rahmen der verschiedenen aktuellen Projekte notwendig wurden und die Möglichkeiten von LORASR erheblich erweitert haben.

Wie schon erläutert wurde, gibt es für zukünftige Hochstrombeschleuniger erhebliche Anforderungen hinsichtlich der Strahlqualität und der Teilchenverlusten. Um relative Verlustraten von $\Delta I/I$ in der Größenordnung von 10^{-6} pro Meter simulieren zu können, müssen entsprechend hohe Teilchenzahlen in die Simulationen aufgenommen werden. Trotz immer wachsender Rechnerleistung ist es unmöglich, die tatsächliche Teilchenzahl in einem Strahl bzw. Bunch zu simulieren. Die Teilchenzahl in einem Bunch ergibt sich

durch

$$n_b = \frac{I}{qf} = \frac{I}{mef}, \quad (14.14)$$

wobei I der mittlere Strom, q die Teilchenladung, m der Ladungszustand und f die Bunchwiederholfrequenz ist. Im Falle des IFMIF-Projekts (s. Kap. 15.2) soll ein 125 mA Deuteronenstrahl bei 175 MHz beschleunigt werden. Damit ergibt sich eine Bunchladung von $7 \cdot 10^{-10} C$ und eine Teilchenzahl im Bunch von $4.5 \cdot 10^9$. Um die Raumladungskräfte trotz verringerter Teilchenzahl korrekt zu beschreiben, werden Makroteilchen definiert, die eine entsprechend höhere Ladung tragen. Die Ladung eines Makroteilchens kann mehrere Größenordnungen über der Einzelladung liegen. Bisherige Versionen von LORASR verwendeten direkte Teilchen-Teilchen Coulombwechselwirkung. Die Zeit zur Berechnung der Raumladung wächst dabei quadratisch mit der Teilchenzahl, wodurch diese auf Werte in der Größe von 10^4 beschränkt war. Um detaillierte Verluststudien durchzuführen, musste die Teilchenzahl aber um bis zu zwei Größenordnungen ohne zeitlichen Mehraufwand erhöht werden. Das war die Motivation zu Entwicklung einer neuen Raumladungsroutine, die auf PIC (Particle-In-Cell) FFT (Fast Fourier Transform) basiert [131, 18, 134]. Vereinfacht ausgedrückt, wird aufgrund der gegebenen Ladungsverteilung im Bunch das Potenzial und damit die Kräfte auf die einzelnen Makroteilchen berechnet. Einen Zeitschritt später wird aus der sich dann neuen Teilchenverteilung ein anderes Potenzial mit entsprechenden Kräften ergeben. Die neue Raumladungsroutine reduziert die Zahl der notwendigen Operationen von N^2 auf $n \log N$ und damit auf die Ordnung N . Damit ist es möglich, die geforderten 10^6 Makroteilchen bei vertretbarem Zeitaufwand zu simulieren [18].

Im Rahmen der HIPPI-Kollaboration (High Intensity Pulsed Proton Injectors) wurde die neue Raumladungsroutine durch Vergleich mit anderen Strahldynamikcodes wie IMPACT [135], HALODYN [136], DYNAMION [137] und TOUTATIS [138] erfolgreich validiert [139]. Zusätzlich wurde LORASR mit den oben genannten Code und PARMILLA [140] sowie PARTRAN [141] mit der Alvarez-Sektion des GSI-Unilacs zwischen 1.4 und 11.4 MeV/u mit sehr guten Resultaten getestet [139].

Neben der Raumladung haben auch Fehler der auf die Teilchen wirkenden Felder einen negativen Einfluss auf die Strahlqualität bis hin zu Teilchenverlusten. Da es nicht möglich ist, einen "idealen" Beschleuniger mit verschwindenden Toleranzen zu bauen, müssen die Einflüsse eventueller Fehler in die Simulationen einfließen. Solche Fehler lassen sich in zwei Gruppen einteilen, nämlich statische und dynamische Fehler. Unter die statischen Fehler fallen Fehljustagen von Fokussierelementen, Kavitäten und Driftröhren, Abweichungen von der geforderten Spannungsverteilung oder Gradientenfehler von Quadrupolen. Unter dynamische Fehler fallen statistisch verteilte Variationen von Amplitude und Phase, variabler Strahlstrom und durch den Strahl oder mechanische Vibrationen induzierte Frequenzänderungen. Bisher können in LORASR folgende Fehlerquellen analysiert werden:

- Transversale Verschiebungen Δx und Δy der Fokussierelemente
- Rotationen der Quadrupole in der x-y-Ebene
- Verkippungen der Quadrupole und Solenoide in der x-z- und y-z-Ebene
- Spannungsabweichungen ΔU_{ij} für jeden Spalt jeder Kavität
- Gesamtspannungsabweichungen ΔU_j für jede Kavität
- Phasenfehler $\Delta\varphi_j$ für jede Kavität

Liegen keine Messungen der einzelnen Fehler vor, werden bestimmte Annahmen gemacht. Für die verschiedenen Fehler werden Werte vorgegeben, die dann statistisch auf den gesamten Linac verteilt werden. Die Fehlerverteilung ist dabei gaußförmig, wobei bei einem maximalen Fehler von 2σ abgebrochen wird. Typische Fehler sind:

- Justagefehler ± 0.1 mm,
- Abweichungen der Spaltspannung $\pm 5\%$
- Phasenfehler $\pm 1^\circ$
- Tankamplitude $\pm 1\%$

Da die einzelnen Fehler des späteren Beschleunigers nicht vorherzusagen sind, werden viele ($N=100-1000$) verschiedene Läufe berechnet, die sich nur durch die Verteilung der Fehler unterscheiden. Dadurch lassen sich z.B. statistische Aussagen hinsichtlich der Wahrscheinlichkeit von Verlusten machen. Bei diesen Simulationen zeigt sich auch, ob es bestimmte Bereiche gibt, die besonders fehleranfällig sind. In diesen Fällen kann entweder das Design optimiert oder gegebenenfalls Gegenmaßnahmen wie die Einführung kontrollierter Strahlverluste durch Scraper ergriffen werden.

Kapitel 15

Anwendung von CH-Strukturen in aktuellen Großprojekten

15.1 EUROTRANS

Weltweit sind etwa 450 und in der Europäischen Union (EU) 145 Kernspaltungsreaktoren in Betrieb (2001) [142]. Dabei entstehen allein in der EU pro Jahr 2500 t radioaktiver Abfälle. Diese setzen sich aus aktiviertem Strukturmaterial, Spaltprodukten und Transuran-Aktiniden zusammen. Nach einer Lagerung in Abklingbecken sind bei den Spaltprodukten im Wesentlichen die mittellebigen Isotope ^{90}Sr ($T_{1/2} \approx 29$ a) und ^{137}Cs ($T_{1/2} \approx 30$ a) sowie die langlebigen Isotope ^{99}Tc ($T_{1/2} \approx 200000$ a) und ^{129}I ($T_{1/2} \approx 15.7$ Mio a) für die Aktivität verantwortlich. Durch Neutroneneinfang und nachfolgendem β -Zerfall des Kernbrennstoffs entstehen die Transuran-Aktiniden, insbesondere Isotope von Pu, Cm und Am. Aufgrund ihrer hohen Radiotoxizität (α -Strahler) und den zum Teil hohen Halbwertszeiten gehören diese Produkte zu den problematischen Kernabfällen. Eine Endlagerung erscheint wegen der z.T. geologischen notwendigen Zeiträume nicht die optimale Lösung und ist gesellschaftlich umstritten.

Die Spaltprodukte könnten durch Bestrahlung mit Neutronen und nachfolgendem β -Zerfall in kurzlebige oder stabile Isotope umgewandelt werden, was die Radiotoxizität in einer um 3-4 Größenordnung kürzeren Zeit als bei der direkten Endlagerung auf das Maß von Uranerz absenken würde (s. Abb. 15.1). Das Isotop ^{99}Tc könnte so in das stabile ^{100}Ru umgewandelt werden. Der Wirkungsquerschnitt des Neutroneneinfangs ist aber bei der vorherrschenden Klasse von thermischen Reaktoren mit ihrem typischen Neutronenspektrum viel zu klein [143]. Die Aktiniden wiederum könnten durch Neutronenbestrahlung zur Spaltung gebracht werden. Die Umwandlung der langlebigen Spaltprodukte und Transurane in kurzlebige oder stabile Isotope mit wesentlich kleinerer Radiotoxizität wird Transmutation genannt [33, 34]. Transmutation erfordert eine Neutronenquelle, die hinreichend intensiv ist, um eine sinnvolle Transmutationsrate zu erreichen und die ein Neutronenspektrum besitzt, das maximale Absorptions- und Spaltquerschnitte gewährleistet. Grundsätzlich können dafür Reaktoren oder beschleunigergetriebene Quellen ver-

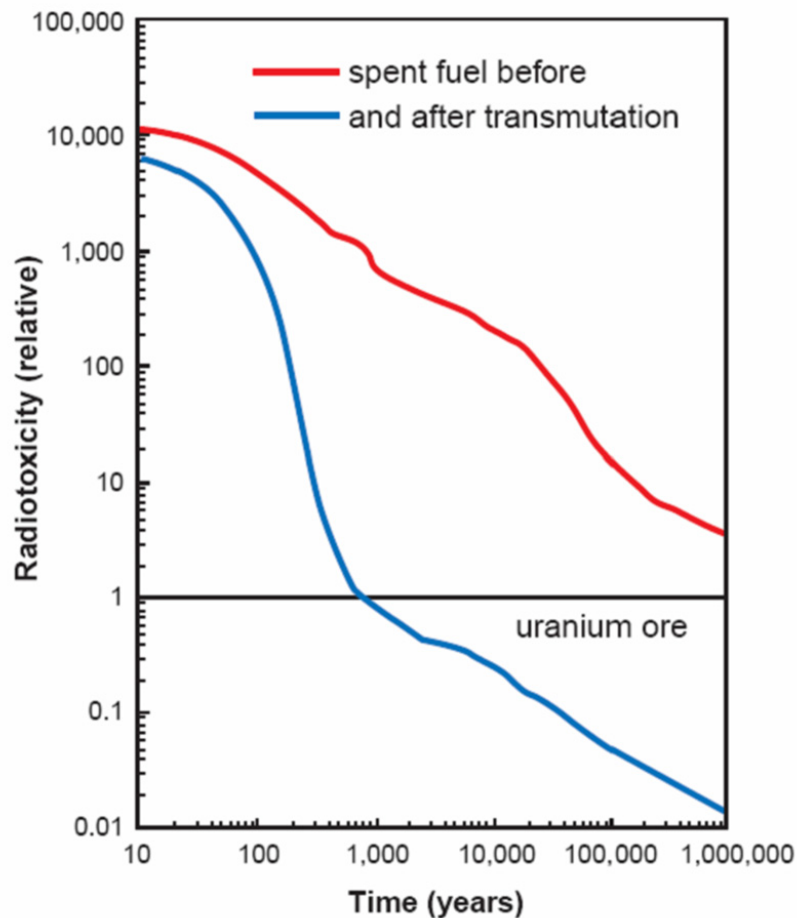


Fig. 15.1: Relative Radiotoxizität von abgebranntem Kernbrennstoff als Funktion der Zeit ohne weitere Behandlung und nach Transmutation [142]. Im Falle von transmutierten Abfällen kann eine zu Uranerz vergleichbare Radiotoxizität in einer um 3-4 Größenordnung kürzeren Zeit erreicht werden als bei der direkten Endlagerung.

wendet werden. Thermische Reaktoren, die den Uran-Plutonium-Zyklus verwenden, sind aufgrund des Neutronenspektrums und der größeren Menge an entstehenden Transuranen dazu nicht optimal geeignet. Der Anreicherungsgrad müsste dann deutlich erhöht werden [144]. Schnelle Reaktoren sind grundsätzlich dazu geeignet, die dem Kernbrennstoff beigemischten Abfällen zu transmutieren. Als primäre Kernbrennstoffe kommen ^{232}Th und ^{238}U in Frage, was die energetische Reichweite der Fission im Gegensatz zur Spaltung von ^{235}U um mehrere Größenordnungen erhöhen würde. Im Falle von schnellen kritischen Reaktoren gibt es aber ernstzunehmende Sicherheitsbedenken. Neben den bekannten Problemen mit Natrium gekühlten schnellen Brutreaktoren, führt eine Beimischung signifikanter

Mengen von Aktiniden zum Zwecke der Transmutation zu einer Absenkung der Reaktorperiode T_R . Diese ist definiert als die Zeitdauer, in der sich die Neutronenzahl um den Faktor e erhöht. Kritische Reaktoren werden über die verzögert emittierten Neutronen geregelt. Bei der Spaltung von Aktiniden wie Cm oder Am ist der Anteil an verzögerten Neutronen aber gering [144].

Vom Standpunkt einer optimalen Transmutationsrate und eines inhärent sicheren Betriebs bezüglich Leistungsexkursionen erscheint eine Anlage mit einer externen Neutronenquelle vorteilhaft. Der zentrale Teil einer solchen Neutronenquelle würde aus einem Hochleistungsbeschleuniger bestehen, der Protonen mit Energien bis zu einem GeV und Strahlströmen im mA-Bereich bereitstellt, was Strahlleistungen bis in den Multi-MW bedeutet. Dieser Strahl trifft auf ein Spallationstarget aus Flüssigmetall. Die Spallationsneutronen treiben die Reaktionen im Reaktorkern. Man spricht hier von einem Beschleunigergetriebenen System (Accelerator Driven System ADS). Es soll noch erwähnt werden, dass die Spaltungen der Aktiniden zu Freisetzung von Spaltneutronen führen, die den größten Teil der Gesamtneutronenzahl ausmachen. Der Reaktorkern wird in solchen Systemen immer unterkritisch ausgelegt. Der Strahl treibt aber die Reaktion und hat vom Prinzip eine ähnliche Bedeutung wie die Steuerstäbe in einem kritischen Reaktor.

Je kleiner der Neutronenmultiplikationsfaktor k ist ($k = 1$ bedeutet kritisch), desto größer ist das Neutronendefizit s zum Aufrechterhalten der Reaktion. Diese Defizitneutronen müssen als Spallationsneutronen von der externen Quelle geliefert werden. Dies bedeutet letztendlich, dass bei einer festen Protonenenergie umso mehr Strahlstrom verlangt wird, je weiter man sich von der Kritikalität entfernt.

Aufgrund der frei werdenden Energie bei der Spaltung ist die thermische Leistung des Reaktors wesentlich höher als die Strahlleistung, solange ein bestimmter k -Wert überschritten ist. Das heißt, dass die Gesamtanlage prinzipiell ihren eigenen Energiebedarf produzieren kann. Grundsätzlich kann dem Kernbrennstoff auch ^{232}Th beigefügt werden. Durch Neutroneneinfang und zweimaligen β -Zerfall entsteht thermisch spaltbares ^{233}U . Auch in diesem Fall würde die Reichweite der Fission deutlich erhöht. Zusätzlich entstehen bei dem dann verwendeten Thorium-Zyklus von vornherein wesentlich geringere Mengen an kritisch einzustufenden Aktiniden.

Um die technologischen Entwicklung einer Transmutationsanlage in Europa voranzutreiben und die notwendigen Arbeiten zu koordinieren, wurde 2001 das Forschungsprogramm **PDS-XADS** (**P**reliminary **D**esign **S**tudy of an **eX**perimental **A**DS) aufgelegt. Ziel war es, die beste Technologie hinsichtlich Betriebssicherheit, Kosten und Transmutationsrate zu finden. Anfangs wurden zwei grundsätzliche Beschleunigerkonzepte verglichen, Zyklotrons und Linearbeschleuniger. Obwohl es heute sehr leistungsfähige Protonenzyklotrons gibt [4], erscheinen sie hinsichtlich der geforderten Zuverlässigkeit und der hohen Strahlleistung nicht geeignet. Insbesondere lässt sich im Falle einer Zyklotron-Pilotanlage die Strahlenergie nicht erhöhen. Um die Betriebskosten des Treiberlinearbeschleunigers zu

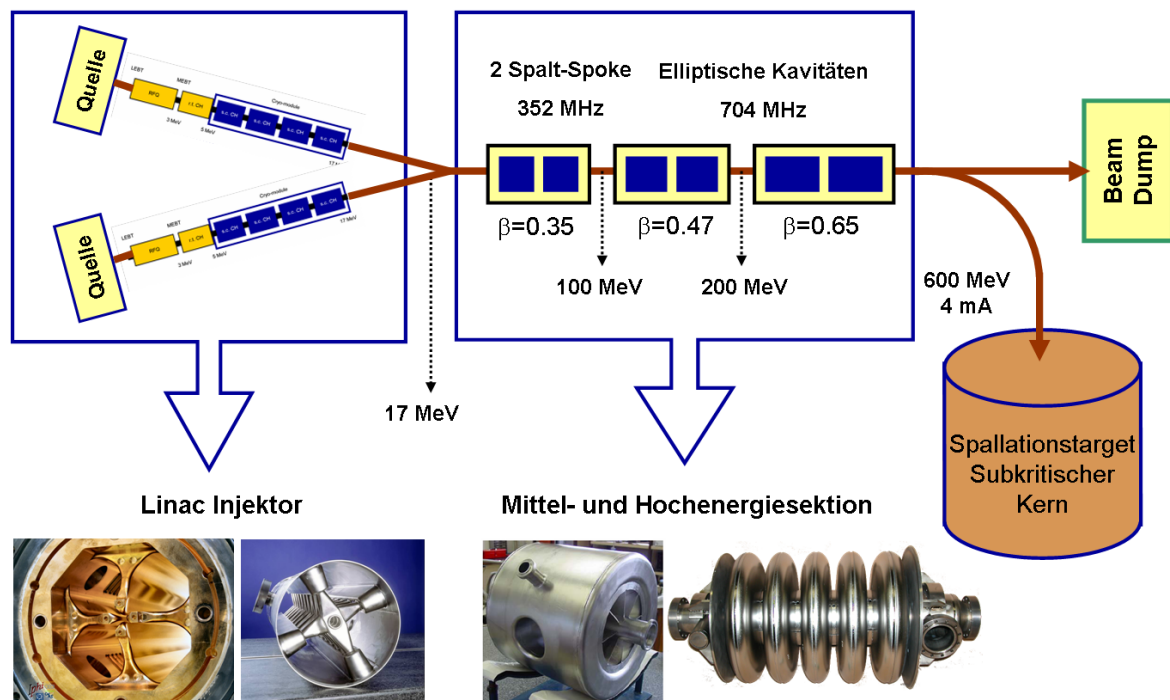


Fig. 15.2: Schematischer Aufbau der Transmutationsanlage EUROTRANS. Ein Linearbeschleuniger liefert einen intensiven Protonenstrahl an ein Spallationstarget mit subkritischem Reaktor.

minimieren und thermische Probleme zu vermeiden, soll dieser zum größten Teil mit supraleitender Technologie realisiert werden.

Die Strahlleistung muss im zeitlichen Mittel im MW-Bereich liegen. Jede Pulsung des Beschleunigers würde zu höheren Peakstrahlströmen und Peakleistungen führen. Zusätzlich tritt das Phänomen der Lorentzkraftverstimmung bei supraleitenden Resonatoren auf (s. Kap. 8.5). Deshalb wurde entschieden, einen Beschleuniger mit 100% Tastverhältnis zu entwickeln. Allerdings ist geplant, dem Strahl kurze Unterbrechungen bis zu einer Länge von $200 \mu\text{s}$ bei einer Frequenz von 10^{-3} bis 1 Hz aufzuprägen, um die Subkritikalität zu messen [145]. Dies wird aber keinen thermischen Einfluss auf das Target und den Betrieb der supraleitenden Kavitäten haben. Nach dem PDS-XADS wurde 2004 das **EUROTRANS-Projekt** (**EURO**pean **TRANS**mutation) ins Leben gerufen. Im Rahmen dieser Zusammenarbeit wurde das Design eines ADS-Beschleunigers verfeinert sowie Prototypen entwickelt und getestet, darunter auch die supraleitende CH-Struktur. Ziel von EUROTRANS ist es, den technologischen Weg für eine Europäische experimentelle Transmutationsanlage mit moderaten Leistungen ($P_{th} = 50 - 100 \text{ MW}$) zu ebnet. Gleichzeitig soll die bei XADS eingesetzte und entwickelte Technologie auch für spätere großtechnische Transmutationsanlagen (European Facility for Industrial Transmutation, EFIT) mit höheren Leistungspegeln ($P_{th} = 100 - 300 \text{ MW}$) Verwendung finden können.

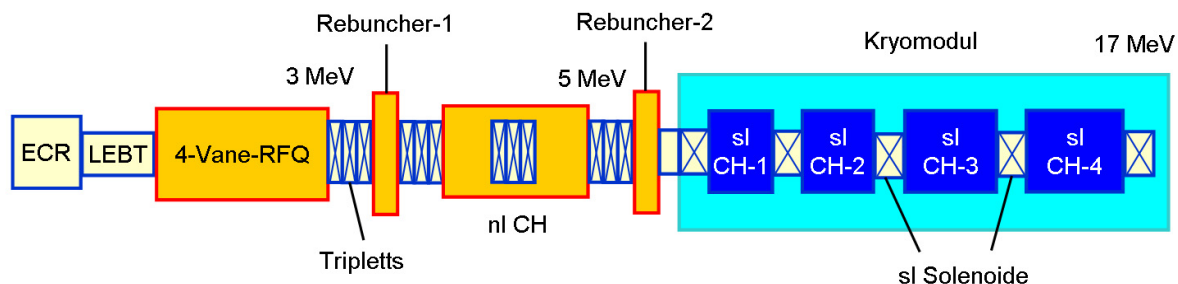


Fig. 15.3: Schematischer Aufbau des 17 MeV CH-Linacs als Injektor eines XADS-Treiberbeschleunigers.

Als Strahlstrom wurde für XADS 2.5 mA festgelegt [145], der im Laufe der Zeit durch Abbrand des Kernbrennstoffes auf 4 mA gesteigert werden muss. Die Strahlenergie, die die Zahl der Spallationsneutronen pro primärem Proton bestimmt, wurde auf 600 MeV festgelegt. Diese Werte sind ein Kompromiss zwischen geforderter Leistung im Reaktor und Investitionskosten. Für einen EFIT sind Strahlströme von 25 mA bei einer Energie von 800 MeV gefordert, was einer Strahlleistung von 20 MW entspricht [145].

Um bei den hohen Strahlströmen und Strahlleistungen einen strahlinduzierten Zusammenbruch der Supraleitung zu vermeiden und insbesondere eine Aktivierung des Beschleunigers zu verhindern, sind die Anforderungen hinsichtlich von Teilchenverlusten besonders hoch. Spezifische Verlustleistungen von 1 W/m erscheinen akzeptabel, um den Zugang für Wartung der Komponenten zu gewährleisten. Daneben muss der XADS-Treiberbeschleuniger eine im Vergleich zu existierenden Anlagen eine um mehrere Größenordnungen höhere Zuverlässigkeit aufweisen. Für XADS ist gefordert, dass es nur 3-10 ungewollte Strahlunterbrechungen pro Jahr gibt, die länger als eine Sekunde dauern. Der Grund für diese extrem stringente Forderung ist, dass es durch den plötzlich fehlenden Strahl zu sehr großen Temperaturänderungen im Target- und Reaktorkernbereich kommt. Dies führt zu starkem mechanischen Stress des Materials und schneller Ermüdung. Deshalb liegt ein besonderer Schwerpunkt beim Design auf die Erhöhung der Zuverlässigkeit [146]. Zunächst wurden alle Komponenten so konservativ wie möglich ausgelegt, so dass sie weit unterhalb der möglichen Leistungsfähigkeit betrieben werden können. Desweiteren werden anfällige Systeme wie Hochfrequenzregelungen, Netzteile usw. redundant ausgelegt. Oberhalb einer Energie von etwa 17 MeV besteht die Möglichkeit, ausfallende Kavitäten durch benachbarte zu ersetzen. Dazu werden in benachbarten Kavitäten die Werte von Amplitude und Phase verändert, um den Strahl weiterhin zum Target liefern zu können [147]. Für die Niederenergiesektion erscheint diese Option fraglich. Dies gilt insbesondere für die Ionenquelle, den Niederenergie-Strahltransport und den RFQ. Um dennoch die geforderte Zuverlässigkeit zu erreichen, sind zwei identische Injektoren bis zu einer Energie von 17 MeV vorgesehen (s. Abb. 15.2). Beide Injektoren sind mit Strahl

RFQ-Kavität	4-Vane	Minimale Apertur (mm)	2.33
Strahl	Protonen	Beschleunigungszellen	345
f (MHz)	352	Länge (m)	4.3
E_{in} (keV)	50	Transmission (%)	99.9
E_{out} (MeV)	3	Designstrom (mA)	30
U_0 (kV)	65	Kilpatrick-Faktor	1.7
Minimale Sollphase (grad)	-90.0	$\epsilon_{rms,x}$ (mm·mrad)	0.2078
Maximale Sollphase (grad)	-28.76	$\epsilon_{rms,y}$ (mm·mrad)	0.2032
Maximale Modulation	1.7908	$\epsilon_{rms,z}$ (keV·deg)	88.9

Tab. 15.1: Parameter des 3 MeV RFQ-Beschleunigers für XADS.

in Betrieb. Allerdings liefert nur ein Injektor den Strahl an den Hauptbeschleuniger. Im Falle eines Strahlverlustes wird mittels eines Schaltmagneten der Strahl aus dem anderen Injektor verwendet.

Für die Injektoresektion gibt es verschiedene Vorschläge. Ein Vorschlag sieht einen RFQ-Beschleuniger bis zu einer Energie von 5 MeV, gefolgt von 36 supraleitenden Spoke-Kavitäten vor [98]. Der Vorschlag des IAP Frankfurt sieht einen verkürzten RFQ mit einer Energie von 3 MeV, gefolgt von einer normalleitenden 2 MV CH-Kavität und 4 supraleitenden CH-Kavitäten vor [88, 148]. Im Folgenden wird das Design des in Abbildung 15.3 dargestellten CH-Linacs beschrieben und mit dem Spoke-Linac verglichen.

Ein Elektronen-Zyklotron-Resonanz Ionenquelle (ECR-IS) liefert einen niederenergie-

Kavität	CH	Tankradius (mm)	150
f (MHz)	352	Länge mit interner Linse (m)	1.17
E_{in} (MeV)	3	Aperturdurchmesser (mm)	30
E_{out} (MeV)	5.2	Q_0	12600
U_a (MV)	2.4	R_a/Q_0 (Ω)	6500
Z_{eff} (ohne Linsen) ($M\Omega/m$)	84	G (Ω)	70
P_c (kW)	71	Strahlleistung (kW)	8.8
P'_{th} (kW/m)	68	P_{ges} (kW)	80

Tab. 15.2: Parameter der normalleitenden CH-Struktur für XADS. Bei den Werten für die Shuntimpedanz und die Güte wurde von 90% der Simulationsergebnisse ausgegangen.

tischen Protonenstrahl mit einer Energie von 50 keV. Dieser Strahl wird von einem

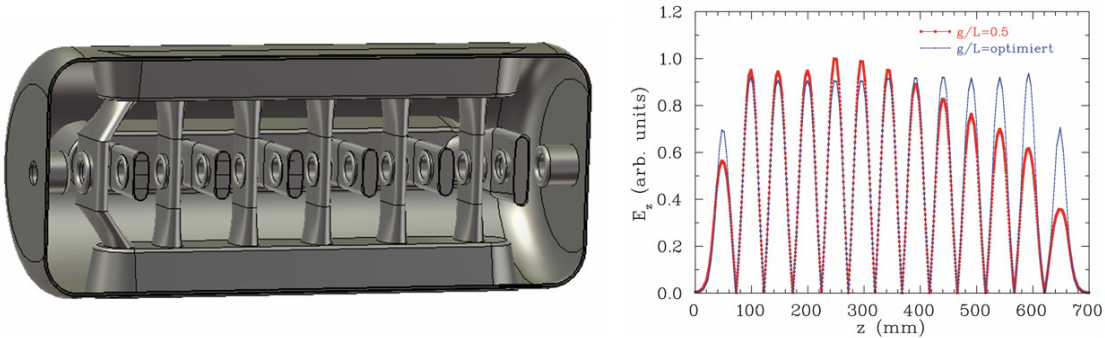


Fig. 15.4: Erste supraleitende XADS-CH-Struktur und die zugehörige elektrische Feldverteilung vor und nach der Optimierung.

Radiofrequenzquadrupol-(RFQ)-Beschleuniger auf 3 MeV beschleunigt, dessen Frequenz 352 MHz beträgt. Aufgrund der Frequenz und dem hohen Tastverhältnis (100%) fiel die Wahl auf einen 4-Vane-RFQ, da er die besten Kühlmöglichkeiten bietet. Andererseits wurde die RFQ-Energie von 5 auf 3 MeV abgesenkt, um die Länge und damit den Leistungsbedarf deutlich abzusenken. Die Tabelle 15.1 zeigt die wesentlichen Parameter dieses Vorbeschleunigers. Danach folgt eine normalleitende 352 MHz CH-Kavität, die den Strahl auf 5 MeV beschleunigt. Es ist vorteilhaft, vor dem supraleitenden Linac eine normalleitende Driftröhrenstruktur einzusetzen, um aus dem RFQ eventuell austretende unbeschleunigte, aber transportierte Teilchen gezielt zu verlieren. Außerdem ist es technologisch schwierig, komplexe supraleitende vielzellige Kavitäten wie die CH-Struktur für Teilchengeschwindigkeiten deutlich unter $\beta=0.1$ herzustellen und deren Oberflächen zu präparieren. Desweiteren ist aufgrund der kleinen Zellenlänge $\beta\lambda/2$ der verfügbare Raum zur Unterbringung von Zylindertunern und leistungsstarken Kopplern eingeschränkt.

Die normalleitende CH-Struktur besitzt 23 Spalte, die sich auf zwei KONUS-Perioden verteilen. Dazwischen befindet sich ein internes Triplett. Nach dem momentanen Stand der Entwicklung wird es sich um eine gekoppelte CH-Struktur handeln. Ein wichtiger Aspekt dieser Struktur sind die Hochfrequenzverluste, die aufgrund des Dauerstrichbetriebs auch thermisch anfallen. Simulationen ergaben einen Leistungsbedarf von 71 kW, was einer thermischen Belastung von 68 kW/m entspricht. Die maximale Leistungsdichte beträgt etwa 40 W/cm² direkt an den Stützenfüßen. Für einen sicheren Betrieb müssen diese Verluste abgeführt werden. Um die Kühlung zu optimieren, werden verschiedene Konzepte diskutiert. Es ist ein doppelwandiger, von Kühlwasser durchströmter Tank denkbar. Eine andere Möglichkeit ist die Verwendung von longitudinalen Bohrungen im Tank zum Einbringen der Kühlkanäle. Für eine Entscheidung müssen aber zunächst strukturmechanische Simulationen durchgeführt werden. Die Tabelle 15.2 fasst die wesentlichen Parameter der normalleitenden CH-Struktur zusammen.

An die normalleitende CH-Struktur schließt sich der supraleitende CH-Linac für den

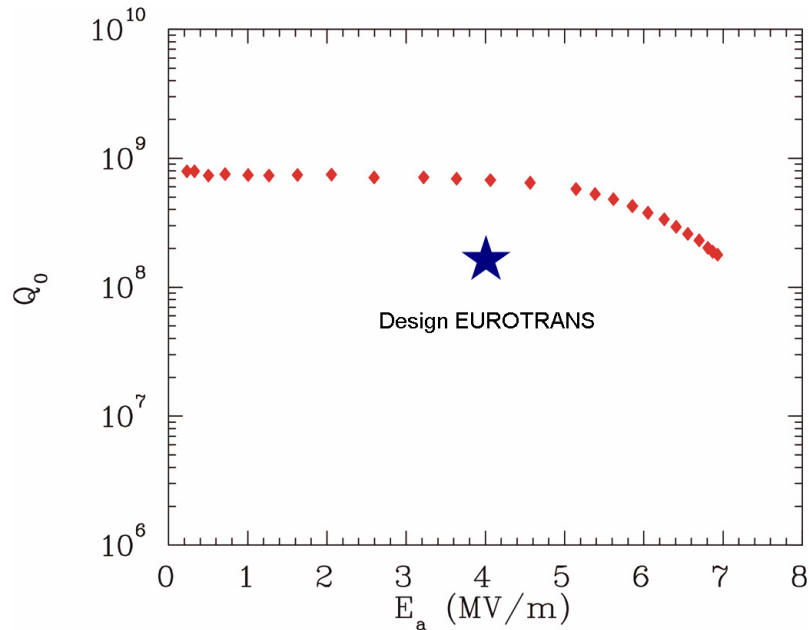


Fig. 15.5: Der erreichte Gradient der supraleitenden CH-Struktur liegt deutlich über den geforderten Gradienten beim XADS-Treiberbeschleuniger. Beim Designgradienten liegt die gemessene Güte etwa 4 mal über den Anforderungen.

Energiebereich zwischen 5 und 17 MeV an. Es besteht aus vier 352 MHz CH-Strukturen zwischen denen sich jeweils ein supraleitender 6 T Solenoid befindet. In das Design der einzelnen CH-Kavitäten gingen die Ergebnisse aus Kapitel 11 zur Optimierung der CH-Struktur für hohe Leistungen stark ein. Gegenüber der supraleitenden Prototyp-Kavität wurden die Rippen verbreitert und die Stützgeometrie hinsichtlich Hochleistungsanwendungen verbessert. Die größeren Koppler können jetzt wesentlich höhere Leistungen einkoppeln. Um die longitudinale Strahldynamik zu verbessern, wurden die Driftstrecken mittels schräger Stützen minimiert, was zusammen mit dem Einsatz der Solenoide zu einem sehr kompakten Linac führt. Die geometrischen Daten aus den Strahldynamiksimulationen wurden verwendet, um das jeweilige β -Profil für jede Kavität in die elektromagnetischen Simulationen einfließen zu lassen. Die Abbildung 15.4 zeigt die erste supraleitende XADS-CH-Struktur sowie die elektrische Feldverteilung mit β -Profil bei konstantem g/L -Verhältnis von 0.5 und nach der Optimierung. Die Designgradienten der supraleitenden CH-Strukturen liegen bei etwa 4 MV/m mit einer erwarteten Güte Q_0 von $1.5 \cdot 10^8$. Die Abbildung 15.5 zeigt, dass die bisher erreichten Güten und Gradienten deutlich über diesen Werten liegen.

Mit einem maximalen Strahlstrom von 4 mA ergibt sich zusammen mit den effektiven Spannungen die notwendige Hochfrequenzleistung pro Kavität. Je nach Kavität beträgt diese zwischen 10 kW und 13.4 kW. Mit Hilfe der R_a/Q_0 -Werte und dem Designwert der

Kapitel 15. Anwendung von CH-Strukturen in aktuellen Großprojekten

Güte Q_0 ergibt sich daraus eine externe Güte von etwa $3 \cdot 10^5$. Damit verbreitert sich die Resonanzkurve von 2 Hz auf etwa 1 kHz. Unter Umständen kann damit auf den Einsatz eines schnellen Tuners verzichtet werden. Im Falle eines EFIT sind die Resonanzbreiten gegenüber XADS 5 mal größer, was den Einsatz von Piezotunern dann auf jeden Fall überflüssig machen wird.

Es wurde bereits erwähnt, dass neben CH-Strukturen auch Spoke-Kavitäten für den

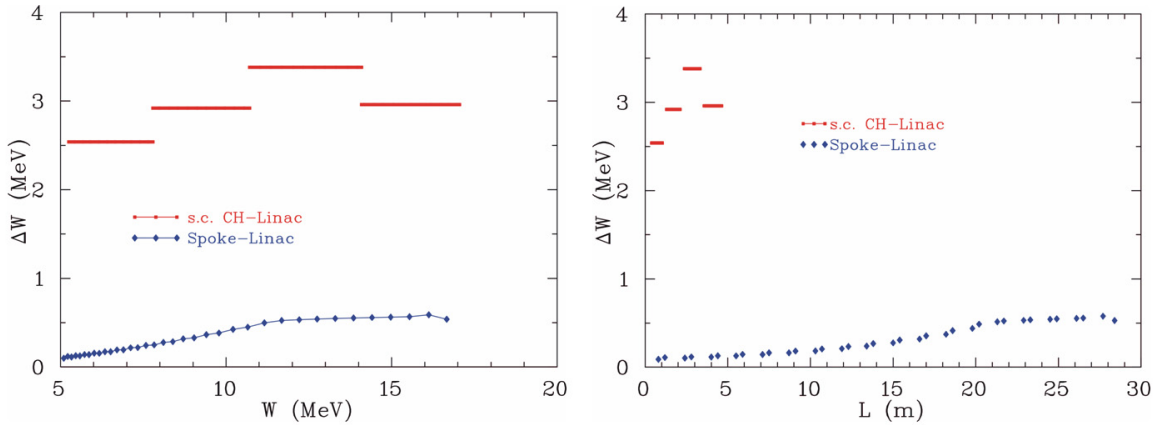


Fig. 15.6: Energiehub pro Kavität für den CH- und den Spoke-Linac als Funktion der Strahlenergie (links) und der Linaclänge (rechts).

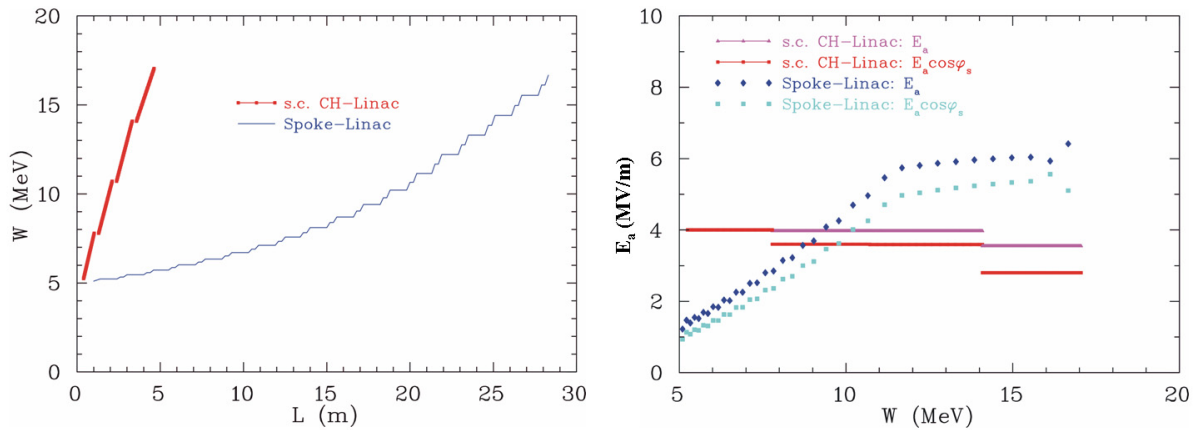


Fig. 15.7: Links: Strahlenergie des CH- und des Spoke-Linacs als Funktion der Linaclänge. Rechts: Effektive Beschleunigungsgradienten als Funktion der Linaclänge.

Injektorlinac vorgeschlagen wurden, entwickelt und getestet wurden [98, 99]. Mit 36 Resonatoren wird der Energiebereich zwischen 5 und 17 MeV abgedeckt. Aufgrund der klei-

nen Designgeschwindigkeit von $\beta = 0.15$ und der Frequenz von 352 MHz ist die aktive Beschleunigungslänge dieser zweispaltigen Resonatoren sehr kurz (s. Abb. 1.4). Trotz nominell hoher Gradienten von bis zu 6 MV/m bezogen auf die $\beta\lambda$ -Definition ist die erzeugte Spannung entsprechend niedrig. Da die Injektionsgeschwindigkeit $\beta=0.1$ beträgt, ist auch der Laufzeitfaktor anfangs niedrig. Um den Strahl longitudinal fokussieren zu können, muss mit einer relativ niedrigen Sollphase von etwa -45° eingeschossen werden, die dann bis zum Ende hin auf Werte von -30° ansteigt. Dies reduziert die effektive Beschleunigungsspannung und damit den Energiehub pro Kavität. Aufgrund der starken Hochfrequenzdefokussierung muss nach jeder zweiten Kavität ein Fokussierelement eingesetzt werden, was die Länge des Spoke-Linacs im Vergleich zum CH-Linac signifikant erhöht. Die Abbildung 15.6 zeigt den Energiehub pro Kavität als Funktion der Strahlenergie und der Linaclänge für den CH- und den Spoke-Linac. Während der Spoke-Linac fast 28 m lang ist, werden für den CH-Linac nur 5 m benötigt. Die Ursache dafür liegt im Wesentlichen in der Reduktion der notwendigen Fokussierelemente, der Minimierung von Driftstrecken und im angepassten Geschwindigkeitsprofil begründet. Aufgrund der um etwa eine Größenordnung reduzierten Zahl von Kavitäten wird im Falle des CH-Linacs entsprechend auch die Zahl benötigter Subsysteme wie HF-Regelungen, Tuner oder Kopppler und damit die Komplexität des Gesamtsystems reduziert. Allerdings ist aufgrund des β -Profils beim CH-Linac der Entwicklungsaufwand höher.

Trotz der nominell zum Teil niedrigeren Gradienten im CH-Linac (s. Abb. 15.7) steigt

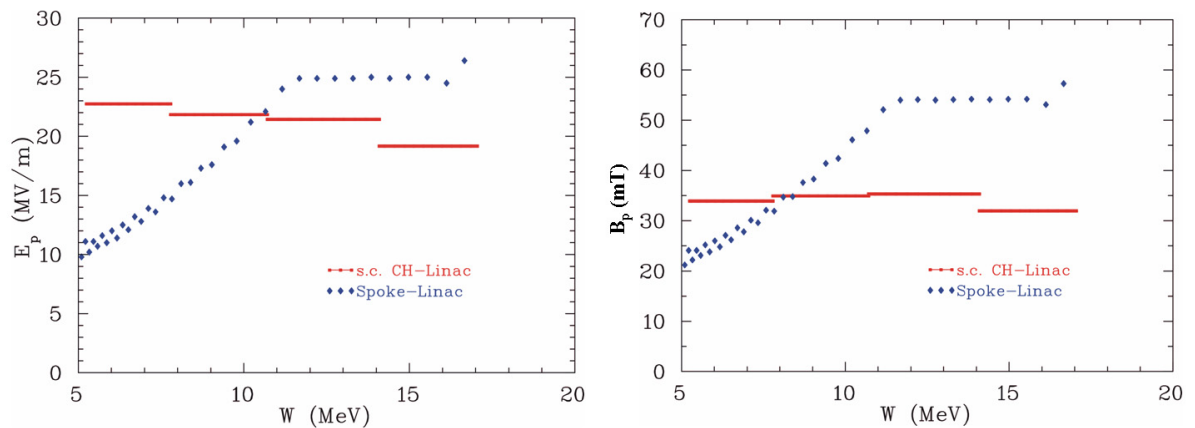


Fig. 15.8: Elektrische und magnetische Peakfelder der einzelnen Kavitäten des CH- und des Spoke-Linacs.

die Strahlenergie wesentlich schneller an als beim Spoke-Linac, weil der so genannte Real-Estate-Gradient aufgrund der obigen Argumente etwa 6 mal höher ist.

Die Abbildung 15.8 zeigt die elektrischen und magnetischen Peakfelder für die einzelnen Kavitäten des CH- und des Spoke-Linacs. Hinsichtlich der elektrischen Peakfelder besit-

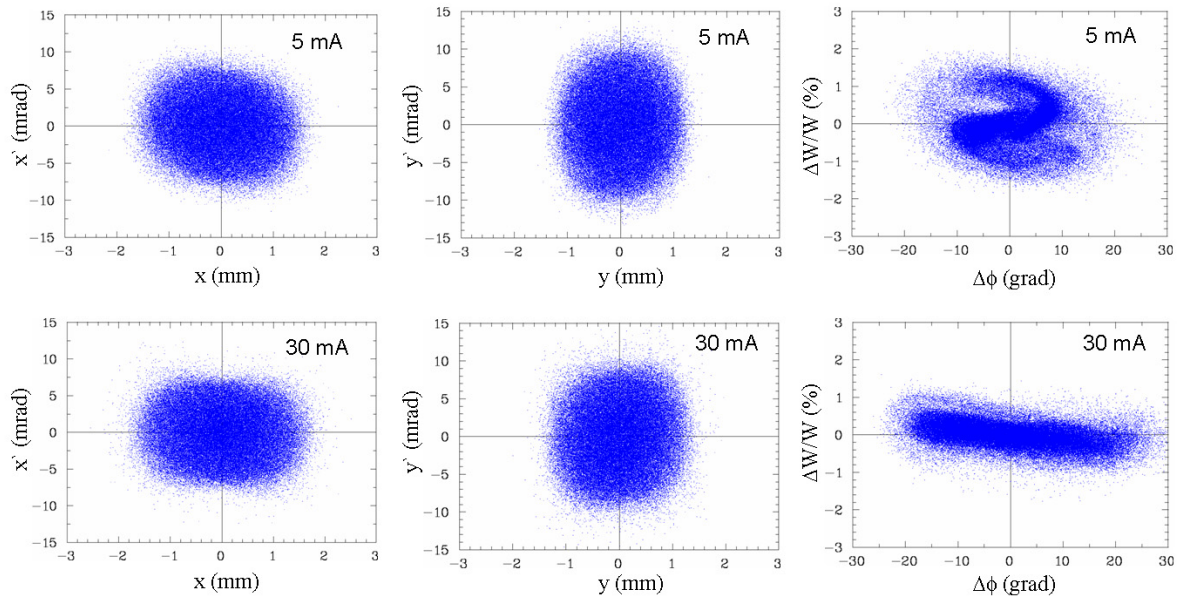


Fig. 15.9: Ausgangsverteilungen des 3 MeV RFQ in allen drei Phasenraumbenen für den Designstrom von 5 mA und für 30 mA.

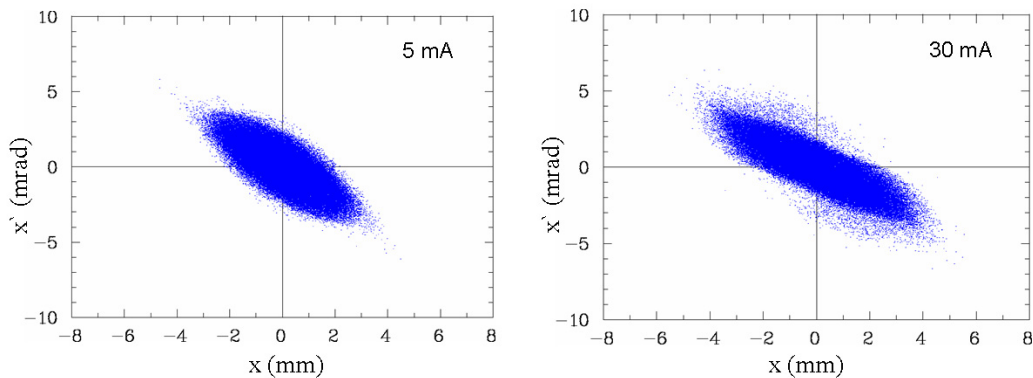


Fig. 15.10: Phasenraumverteilung des CH-Ausgangsstrahls in der xx' -Ebene.

zen beide Linacs mit Maximalfeldern zwischen 20 und 25 MV/m moderate Werte. Der CH-Linac hat im Vergleich zum Spoke-Linac um etwa 40% niedrigere Werte für die maximalen magnetischen Oberflächenfelder.

Die Abbildungen 15.9 bis 14.2 zeigen die wesentlichen Ergebnisse der Strahldynamiksimulationen. Der CH-Linac wurde für einen Designstrom von 5 mA ausgelegt. Als Eingangsverteilung in den CH-Linac wurde die Ausgangsverteilung des 3 MeV RFQ verwendet (s. Abb. 15.9). Neben dem Strom von 5 mA wurde auch ein Strom von 30 mA simuliert, was etwa der Intensität eines EFIT entspricht. Grundsätzlich ergab sich, dass

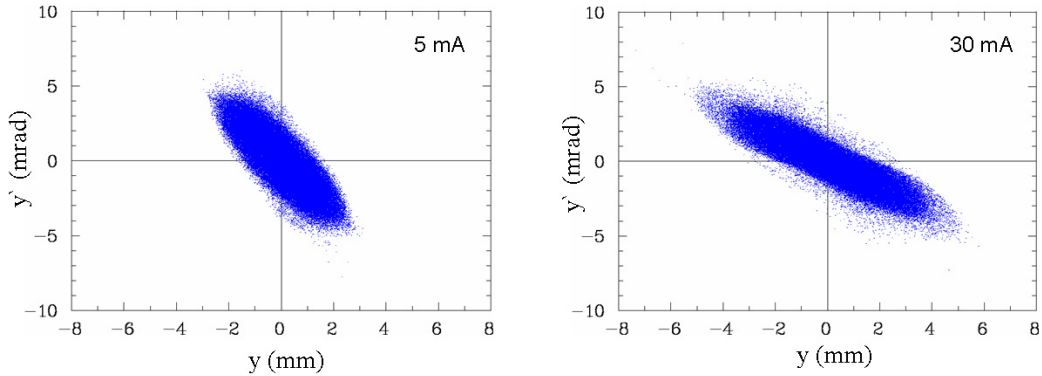


Fig. 15.11: Phasenraumverteilung des CH-Ausgangsstrahls in der yy' -Ebene.

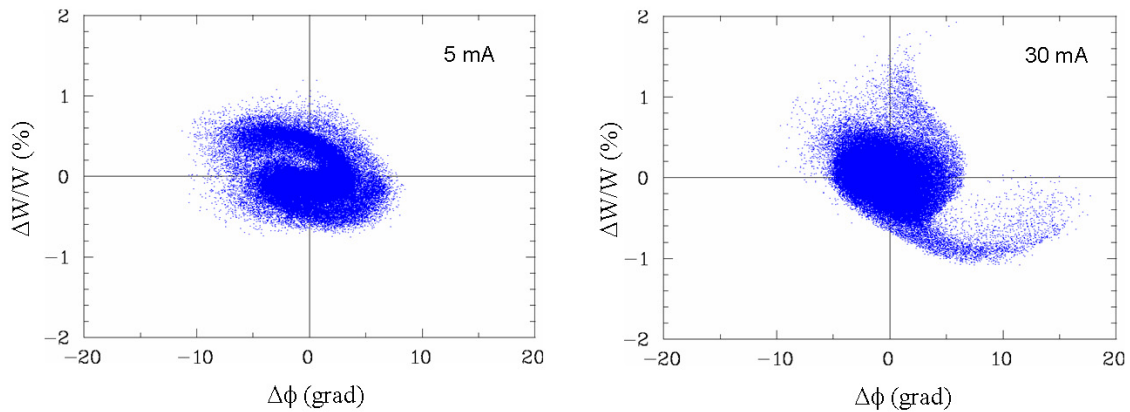


Fig. 15.12: Phasenraumverteilung des CH-Ausgangsstrahls in der $\Delta\varphi\Delta W$ -Ebene

das Design robust gegenüber höheren Intensitäten ist. Allerdings ist zum Beispiel das Emittanzwachstum dann deutlich erhöht. Die Abbildungen 15.10 bis 15.12 zeigen die Phasenraumverteilungen am Hochenergieende des CH-Linacs. Es ergibt sich eine sehr gute Strahlqualität, was sich auch an dem kleinen Emittanzwachstum (rms) von nur etwa 10% in allen drei Phasenraumebenen für den Designfall (5 mA) zeigt (s. Abb. 15.13).

Die Abbildungen 15.14 und 15.15 zeigen die Strahlenveloppen in beiden transversalen Richtungen für 100% der Teilchen. Zusätzlich sind die Aperturen angedeutet. Es ist gut zu erkennen, wie die Aperturdurchmesser zu höheren Energien ansteigen. Im supraleitenden Teil liegen sie zwischen 30 und 40 mm. Die Abbildung 15.16 zeigt die Enveloppen im longitudinalen Phasenraum für die Energie. Die auftretenden “Sprünge” in den Rebunchersektionen sind nur künstlicher Natur und rühren von der wiederholten Neudefinition des Sollteilchens her. Bei einer Darstellung der longitudinalen Enveloppen bezogen auf das Bunchzentrum treten sie nicht auf.

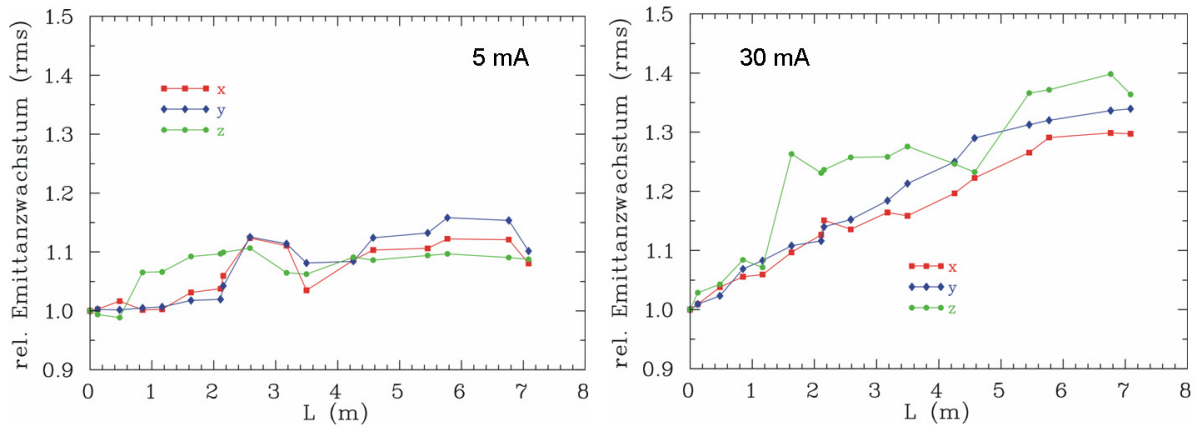


Fig. 15.13: Emittanzwachstum der rms-Emittanz in den drei Phasenraumbenen entlang des CH-Linacs.

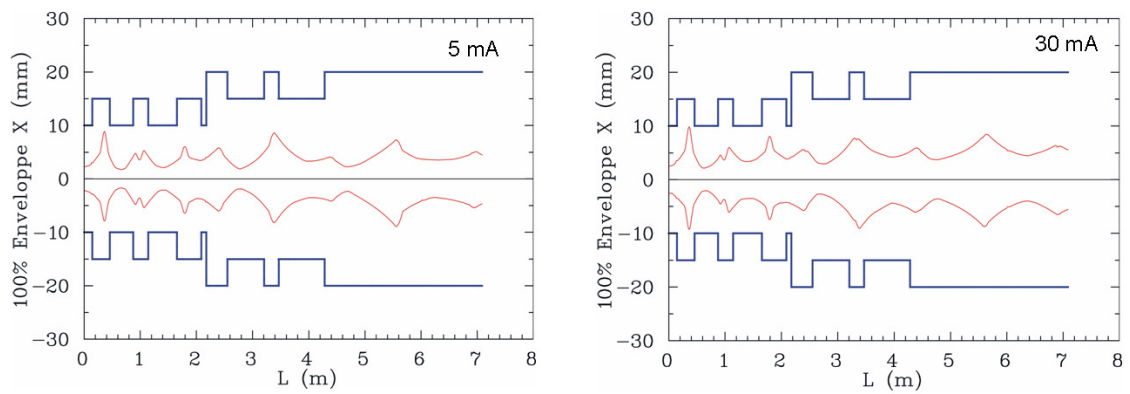


Fig. 15.14: 100% Strahlenveloppe in x-Richtung entlang des CH-Linacs. Zusätzlich sind die Aperturen gezeichnet.

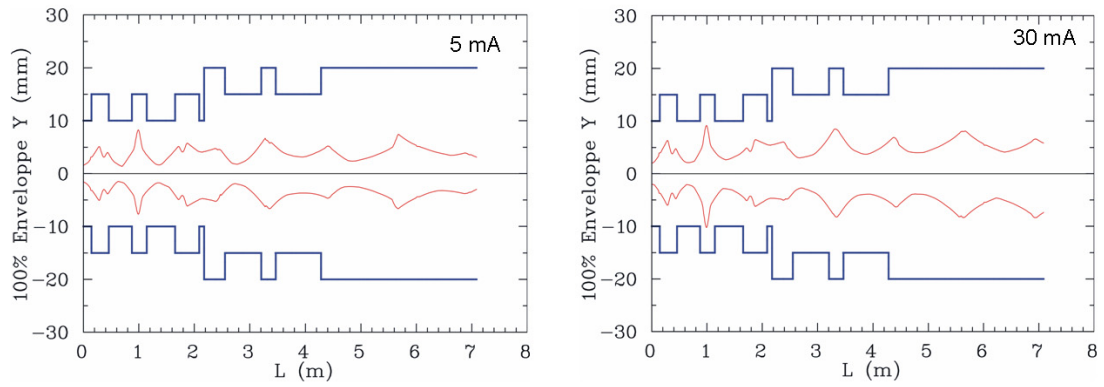


Fig. 15.15: 100% Strahlenenveloppe in y -Richtung entlang des CH-Linacs. Zusätzlich sind die Aperturen gezeichnet.

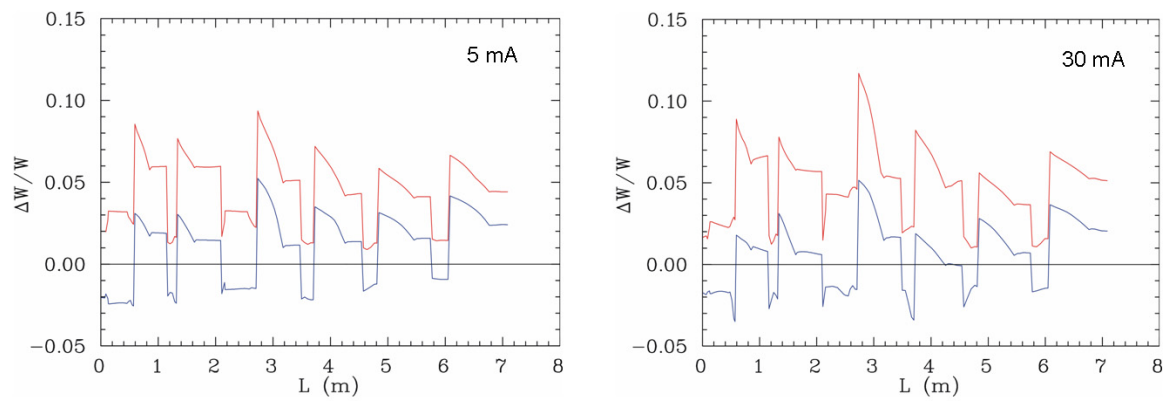


Fig. 15.16: Verlauf der Strahlenenveloppe $\Delta W/W$ entlang des CH-Linacs.

15.2 IFMIF

Die kontrollierte Kernfusion könnte in Zukunft einen wichtigen und nachhaltigen Beitrag zur Energieversorgung leisten. Der Magneteinschluss in Tokamaks oder Stellaratoren wird dabei als die zurzeit aussichtsreichste Variante angesehen. Über verschiedene Heizmechanismen wird ein Plasma auf Temperaturen in der Größenordnung 10^8 K geheizt, was Energien von einigen keV entspricht. Grundsätzlich ist jede Reaktion geeignet, die eine positive Energiebilanz liefert. Betrachtet man aber die Wirkungsquerschnitte als Funktion der Iontemperatur für verschiedene Reaktionen, so zeigt sich, dass bei technologisch mit dem Magneteinschluss beherrschbaren Temperaturen von $2 \cdot 10^8$ K die DT-Reaktion einen um etwa zwei Größenordnungen höheren Querschnitt als alle anderen Reaktionen besitzt [149]. Betrachtet man zusätzlich den sogenannten Ratenkoeffizienten, in den neben dem Wirkungsquerschnitt auch Teilchendichte und die Verteilung der Relativgeschwindigkeiten eingehen, lässt sich zeigen, dass die DT-Reaktion vom technologischen Standpunkt gesehen momentan die einzige nutzbare Reaktion ist [149].

Bei der DT-Reaktion werden die beiden Wasserstoffisotope Deuterium und Tritium verwendet. Während Deuterium zu 0.015% natürlich in Wasserstoff vorkommt, muss das radioaktive Tritium ($T_{1/2}=12.3$ a) in einem aus Lithium bestehenden Brutmantel erbrütet werden. Bei der DT-Reaktion wird eine Energie von 17.6 MeV frei, die sich auf das α -Teilchen (3.5 MeV) und auf das freiwerdende Neutron (14.1 MeV) aufteilt. Das Neutron verlässt die Plasmakammer und wird im Lithiummantel abgebremst. Bei einer thermischen Leistung von z.B. 3 GW entstehen $1.3 \cdot 10^{21}$ Neutronen pro Sekunde. Daraus ergeben sich Neutronenflüsse von 10^{14} bis 10^{15} pro Sekunde und cm^{-2} , was eine Neutronenleistungsdichte von etwa 2 MW/m^2 entspricht. Ein geringer Teil dieser Neutronen wechselwirkt mit dem Wandmaterial. Dies führt zu Versetzungen von Gitteratomen und Bildung von Gitterleerstellen [150]. Bei zukünftigen Reaktoren sind Versetzungsraten in der Größenordnung 50 dpa/fpy (displacements per atom per full power year) zu erwarten [150]. Zusätzlich bilden sich Heliumbläschen in den Leerräumen und an Korngrenzen. Letztendlich bewirkt diese massive Bestrahlung mit schnellen Neutronen eine Schädigung des Strukturmaterials der Reaktorkammer. Zur Zeit ist kein Material bekannt, das dem Neutronenfluss für eine ökonomische sinnvolle Zeitspanne ($t=5-10$ a) standhalten wird [150]. Neben den reinen Materialschädigungen, kommt es auch zu einer Aktivierung durch Neutroneneinfang, die durch Auswahl geeigneter Materialien so niedrig wie möglich gehalten werden muss. Dieses in der Gesamtheit als "Erstes-Wand-Problem" bekannte Phänomen erscheint momentan als ernste technologische Hürde auf dem Weg zur kontrollierten Kernfusion.

Aufgrund unbefriedigender theoretischer Vorhersagen bezüglich der Materialschädigung und -ermüdung müssen neue Materialien auf experimentellem Wege gefunden werden. Existierende Neutronenquellen wie Reaktoren oder Spallationsquellen weisen aber gra-

vierende Nachteile auf. Es gibt keine Neutronenquelle, die ein Neutronenspektrum eines Fusionsreaktors mit den entsprechenden Flüssen bereitstellen kann. Insbesondere ist eine Extrapolation der Materialschädigungen von kleinen zu großen Flüssen sehr problematisch. Deshalb wird seit etwa zwei Jahrzehnten der Bau einer dedizierten Neutronenquelle zur Entwicklung neuer Fusionsmaterialien diskutiert[151]. Diese Quelle ist heute bekannt

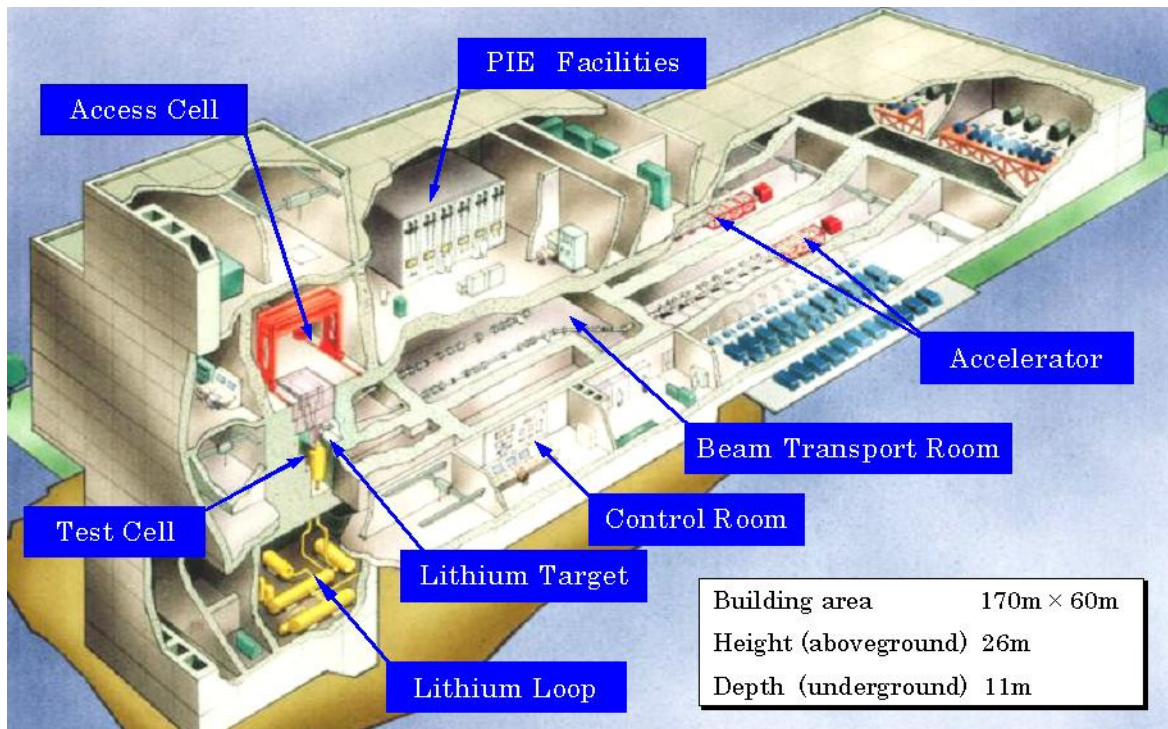


Fig. 15.17: Gesamtansicht von IFMIF. Zwei parallel arbeitende Linacs liefern einen 250 mA, 40 MeV Deuteronenstrahl mit einer Leistung von 10 MW auf ein flüssiges Lithiumtarget zur Neutronenproduktion zur Entwicklung von Strukturmaterialien zukünftiger Fusionsreaktoren.

als IFMIF (International Fusion Material Irradiation Facility). Die Abbildung 15.17 zeigt einen Überblick von IFMIF.

Die Neutronen werden mittels eines 40 MeV Deuteronenstrahls, der auf ein Lithiumtarget trifft, erzeugt. Das dabei entstehende Neutronenspektrum besitzt einen breiten Energiepeak bei 14 MeV. Das flüssige Lithium wird mittels Düsen auf eine Breite von etwa 25 cm und einer Dicke von 2.5 cm bei einer Fallgeschwindigkeit von 15 m/s gebracht. Der Strahl wird in guter Näherung auf eine rechteckige Form der Dimension 25×5 cm geformt, wobei auf eine gleichmäßige Ausleuchtung Wert gelegt wird, um definierte Bestrahlungseigenschaften zu gewährleisten. Hinter dem Target befinden sich verschiedene Testmodule, in welche die zu untersuchenden Materialproben eingebracht werden. Von besonderem Interesse ist dabei das Hochflussmodul mit einer prognostizierten Versetzungsrate von 50 dpa/fpy. Das Volumen dieses Moduls beträgt 0.5 l. Die Materialproben werden typi-

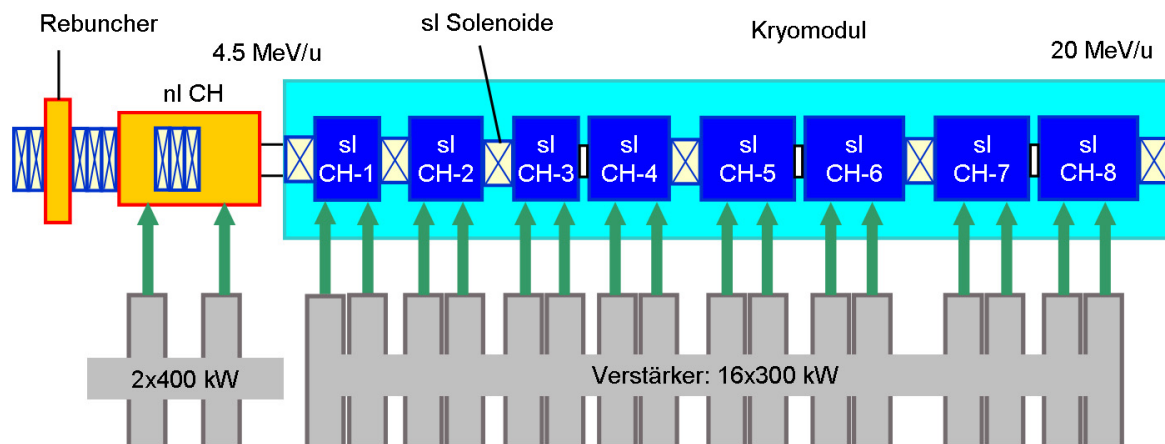


Fig. 15.18: Schematischer Aufbau des auf CH-Strukturen basierten Vorschlags für den IFMIF-Treiberbeschleuniger.

schersweise 3-12 Monate bestrahlt und danach direkt der weiteren Untersuchung zugeführt. Bei der verwendeten Energie von 40 MeV erzeugen 7% der Deuteronen ein Neutron. Um die geforderten Versetzungsraten zu erreichen, sind etwa 10^{17} Neutronen pro Sekunde notwendig. Daraus ergibt sich ein Primärstrahlstrom von 250 mA. Weil der mittlere Strom proportional zum Tastverhältnis ist, muss der Treiberbeschleuniger im Dauerstrichbetrieb betrieben werden, um den Peakstrom zu minimieren. Der hohe Strom von 250 mA kann nicht von einem einzigen Beschleuniger geliefert werden. Deshalb sind zwei parallele Beschleuniger mit je 125 mA geplant, die den Strahl gleichzeitig an das Target liefern. Selbst bei einem Ausfall eines Beschleunigers kann die Bestrahlung noch mit halber Intensität durchgeführt werden.

Das Frontend jedes Beschleunigers wird aus einer ECR-Ionenquelle und einem 4-Vane-RFQ bestehen, der den Strahl auf 5 MeV beschleunigt. Die Frequenz wurde aus strahldynamischen Gründen und wegen der thermischen Belastung der Hochfrequenzstrukturen auf 175 MHz festgelegt. Für den nachfolgenden Driftröhrenbeschleuniger wurden verschiedene Vorschläge gemacht.

Es wurde ein klassischer normalleitender Alvarez-Beschleuniger vorgeschlagen [152, 150]. Er besteht aus 10 Tanks mit einer Gesamtlänge von 30.3 m. Jeder Tank soll von einer 175 MHz, 1 MW Verstärkerstufe über zwei Einkoppler getrieben werden. Die Verlustleistung für jeden Driftröhrenbeschleuniger beträgt 1.87 MW [150].

Parallel zur Entwicklung des Alvarez wurden vom IAP Frankfurt zwei Optionen für H-Modenbeschleuniger vorgeschlagen. Die eine Option besteht aus normalleitenden IH-Strukturen. Aufgrund des höheren Shuntimpedanz dieser Kavitäten im Vergleich zum Alvarez führt dies zu einer geringeren Verlustleistung. Eine ausführliche Beschreibung dieses IH-Linacs findet sich in [153]. Der andere Vorschlag besteht in der Verwendung von

supraleitenden CH-Strukturen. In einer ersten Version waren vier supraleitende 175 MHz CH-Kavitäten vorgesehen [153]. Aufgrund der hohen benötigten Leistung pro Kavität wurde dieses Konzept modifiziert [154, 155, 156].

Nach dem RFQ ist eine normalleitende 4 MV H-Struktur (IH oder CH), gefolgt von acht supraleitenden CH-Strukturen vorgesehen. Die normalleitende Struktur soll zum einen gegebenenfalls unbeschleunigte Teilchen aus dem RFQ eliminieren und zum anderen die Teilchengeschwindigkeit so erhöhen, dass die Zellenlängen insbesondere der ersten supraleitenden CH-Struktur hinreichend dimensioniert sind, um z.B. große Leistungskoppler unterbringen zu können. Es wurden sowohl IH- als auch CH-Strukturen untersucht. Die Abbildung 15.19 zeigt die Geometrien der IH- und der CH-Struktur mit der Verteilung der Leistungsdichten. Die IH-Struktur hat zwar eine höhere Shuntimpedanz und damit einen niedrigeren Leistungsbedarf, aber aufgrund der kleineren geometrischen Abmessungen eine höhere Leistungsdichte. Mit einer erwarteten Shuntimpedanz der IH-Struktur von

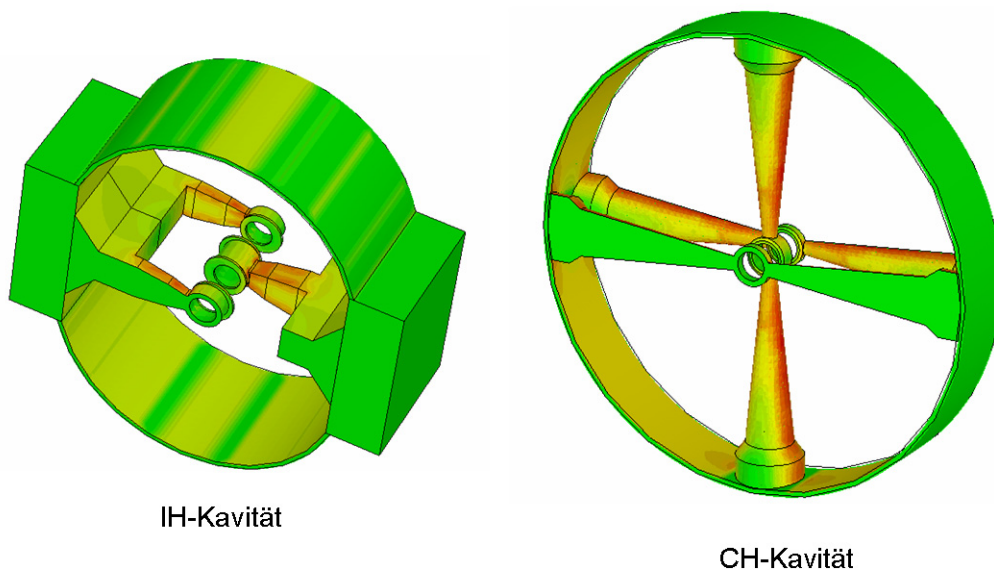


Fig. 15.19: Vergleich der Geometrien für eine normalleitende IH- und CH-Struktur für IFMIF.

116 M Ω /m und einer Spannung von 4 MV ergibt sich ein Leistungsbedarf von 86 kW. Dies entspricht einer thermischen Belastung von 55 kW/m. Im Falle der normalleitenden CH-Struktur ergibt sich mit einer Shuntimpedanz von 83 M Ω /m ein Leistungsbedarf von 120 kW und damit eine thermische Belastung von 75 kW/m. Aufgrund der größeren Tankfläche und der homogenen Verlustverteilung liegen die Spitzenleistungsdichten der CH-Struktur nur gut bei dem halben Wert der IH-Struktur. Die Tabelle 15.3 fasst wesentliche Parameter der normalleitenden IH- und CH-Struktur zusammen.

Parameter	IH	CH
f (MHz)	175	175
R_T (mm)	200	298
Spalte	20	20
Aperturdurchmesser (mm)	30	30
Z_{eff} ohne Linsen (M Ω /m)	116	83
U_a (MV)	4	4
P_c (kW)	75	120
ρ_{max} (W/cm ²)	20	11.5
P_b (kW)	500	500
P_{ges} (kW)	575	620
Verstärker	2 \times 400 kW	2 \times 400 kW

Tab. 15.3: *Parametervergleich einer normalleitenden IH- und CH-Struktur für IFMIF.*

Der supraleitende Teil besteht aus 8 CH-Strukturen. Der Vorteil von supraleitenden Kavitäten für einen IFMIF-Beschleuniger sind vor allem der stabile Betrieb ohne thermische Probleme, der geringere Leistungsbedarf sowie die größeren Aperturen. Die Aperturdurchmesser der supraleitenden CH-Strukturen betragen zwischen 50 und 80 mm. Wie bei EUROTRANS wurde sich für eine Solenoidfokussierung im supraleitenden Teil entschieden, um die Driftstrecken zwischen den Kavitäten zu minimieren und die longitudinale Strahlqualität zu verbessern. Die Abbildung 15.18 zeigt den schematischen Aufbau des CH-Driftröhrenbeschleunigers für IFMIF.

Die Gradienten und die Zahl der Beschleunigungszellen und damit die Länge der Kavitäten sind ein Kompromiss zwischen den strahldynamischen Anforderungen und dem Leistungsbedarf pro Kavität. Die benötigte Hochfrequenzleistung wurde auf ungefähr 500 kW pro supraleitende CH-Kavität festgelegt. Ursprünglich war geplant, jede Kavität mit einer 1 MW Verstärkerstufe zu betreiben. Inzwischen wurde entschieden, jeweils zwei 300 kW Verstärker zu verwenden. Die Gesamtzahl der Verstärker beträgt damit für jeden supraleitenden CH-Linac 16. Die Tabelle 15.4 zeigt die wesentlichen Parameter der ersten und letzten supraleitenden CH-Kavität. In Zusammenarbeit mit industriellen Partnern wurde eine Studie hinsichtlich der Konzeption und der Produktion des CH-Linacs durchgeführt. Es ist geplant, alle 8 CH-Kavitäten in einem gemeinsamen Kryomodul unterzubringen. Aufgrund der extrem hohen mittleren Leistung von 500 kW pro Kavität, sind zwei Koppler pro Kavität vorgesehen. Die Abbildungen 15.20 und 15.21 zeigen Konzeptstudien des supraleitenden CH-Linacs. Im Folgenden soll der Netzleistungsbedarf für

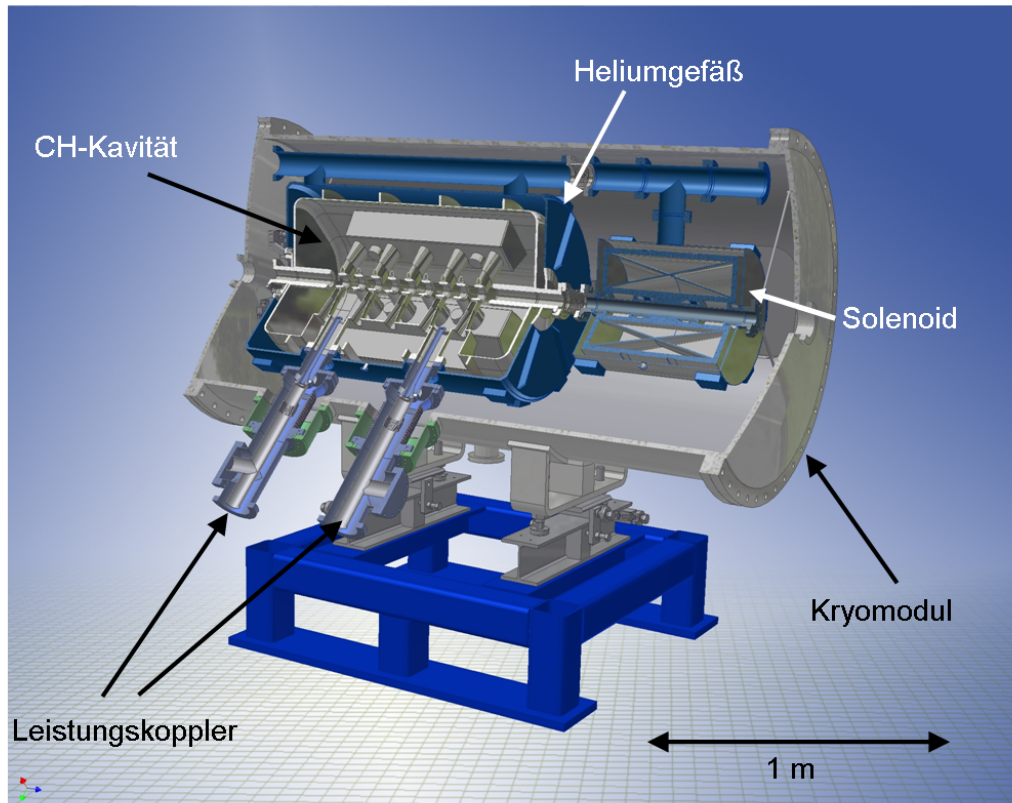


Fig. 15.20: Teil des IFMIF-Kryomoduls. Aufgrund der hohen mittleren Leistung sind zwei Koppler pro Kavität vorgesehen.

f (MHz)	175	L (cm)	87
Spalte	9	Aperturdurchmesser (mm)	50
$\bar{\beta}$	0.105	G (Ω)	62
R_a/Q_0 (Ω)	1962	$R_a R_s$ ($k\Omega^2$)	173
Q_0 (BCS)	$5.2 \cdot 10^9$	Q_0 (Design)	$5 \cdot 10^8$
E_p/E_a	5.2	B_p/E_a [mT/(MV/m)]	9.3
E_p (MV/m)	22	B_p (mT)	39
U_a (MV)	3.6	P_c (W)	13
P_b (kW)	437	W (J)	5.3
Q_e	13000	Δf (kHz)	13

Tab. 15.4: Parameter der ersten supraleitenden CH-Struktur für IFMIF.

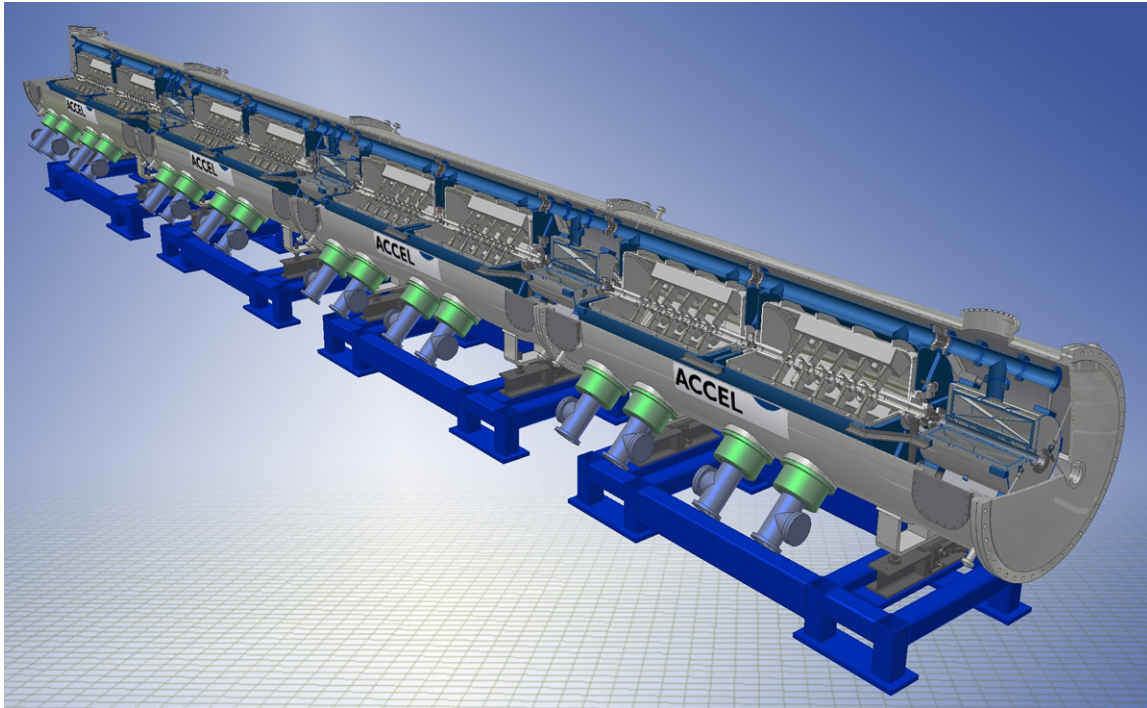


Fig. 15.21: Gesamtansicht des CH-Kryomoduls für IFMIF, bestehend aus 8 supraleitenden CH-Strukturen, die insgesamt 30 MV Spannung liefern.

die Optionen Alvarez und CH-Linac abgeschätzt und verglichen werden, weil dies große Auswirkungen auf die Betriebskosten von IFMIF hat.

Da die Strahlleistungen natürlich identisch sind, werden nur die Hochfrequenzverluste der beiden Driftröhrenbeschleuniger verglichen. Die Gesamtverluste zweier Alvarez-Beschleuniger betragen 3.74 MW. Mit einer Verstärkereffizienz von 60% ergibt dies eine Netzleistung zum Aufbau der Felder von 6.2 MW. Die 8 supraleitenden CH-Kavitäten haben im Mittel dynamische Verluste von 30 W und abgeschätzte statische Verluste von 20 W. Damit ergibt sich eine in das Helium deponierte Leistung für insgesamt 16 Kavitäten von 800 W bei 4.2 K. Mit dem Wirkungsgrad des Kryosystems ergibt sich eine Netzleistung von ungefähr 250 kW. Die zwei normalleitenden Kavitäten benötigen im Falle der CH-Struktur 240 kW Hochfrequenzleistung, was 400 kW Netzleistung entspricht. Damit ergibt ein Gesamtnetzleistungsbedarf von 0.65 MW. Der supraleitende CH-Linac hat im Mittel also einen etwa 5.5 MW niedrigeren Leistungsbedarf als der Alvarez-Beschleuniger. Bei 8000 Betriebsstunden pro Jahr ergibt dies eine jährliche Einsparung von 44 Millionen kWh. Die Investitionskosten sind für beide Vorschläge ungefähr gleich hoch. Allerdings bietet die supraleitende Option weitere Vorteile beim Dauerstrichbetrieb wie eine höhere Betriebssicherheit aufgrund dem Fehlen von thermischen Problemen. Aufgrund dieser offensichtlichen Vorteile eines supraleitenden IFMIF-Beschleunigers werden inzwischen auch andere supraleitende Optionen wie der Einsatz von Halbwellenresonatoren erwägt.

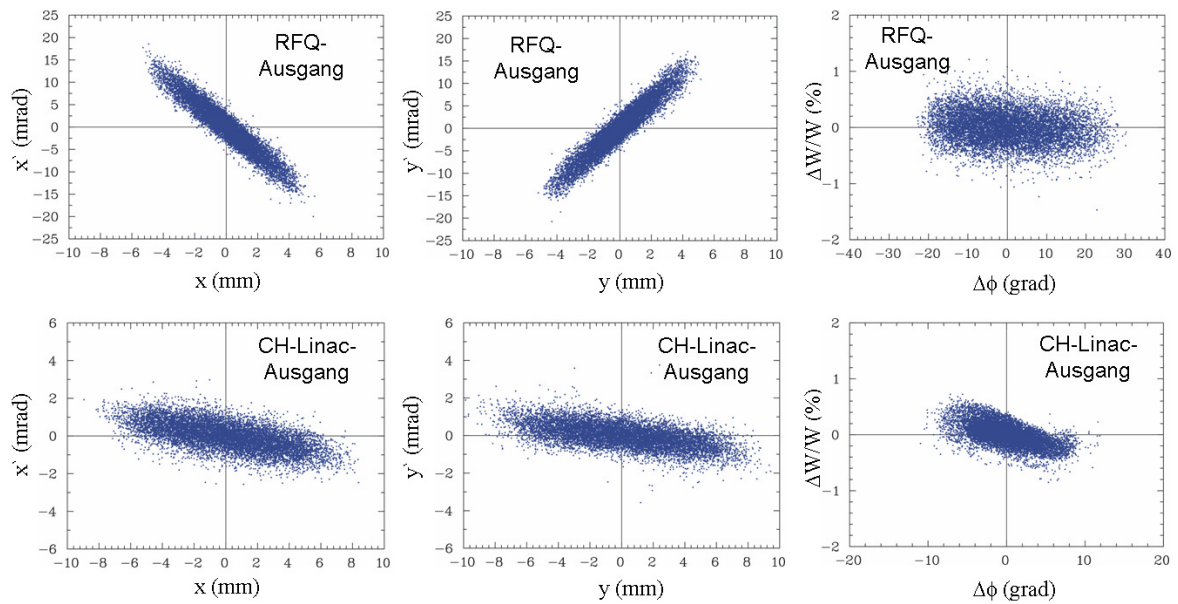


Fig. 15.22: Phasenraumverteilung in allen drei Ebenen für den IFMIF-CH-Linac am Eingang und Ausgang.

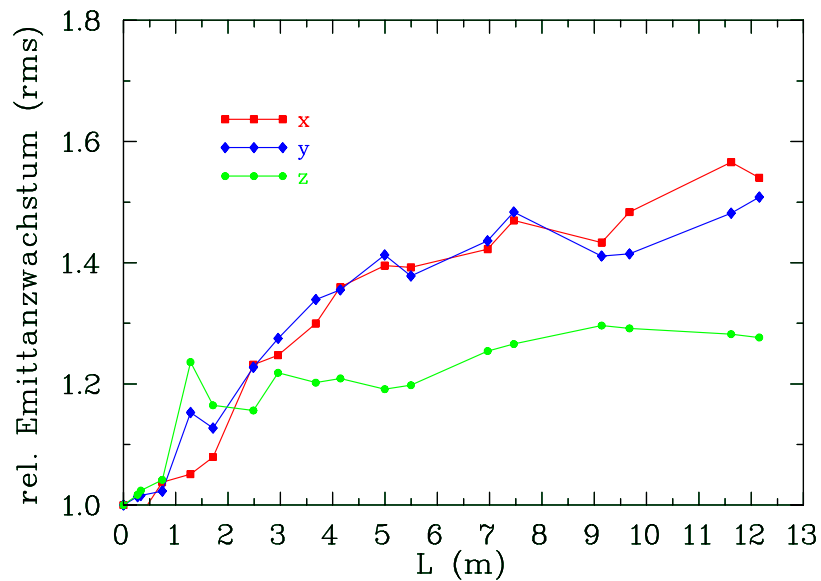


Fig. 15.23: Emittanzwachstum in den drei Phasenraumebenen entlang des CH-Linacs.

Es wurden strahldynamische Optimierungen des IFMIF-CH-Linacs besonders hinsichtlich der Minimierung der Teilchenverluste durchgeführt. Dies ist insbesondere bei der Beschleunigung von Deuteronen wichtig, die bei Kollisionen mit den Beschleunigerkomponenten Neutronen produzieren, was schließlich zur Aktivierung führen kann. Die Ab-

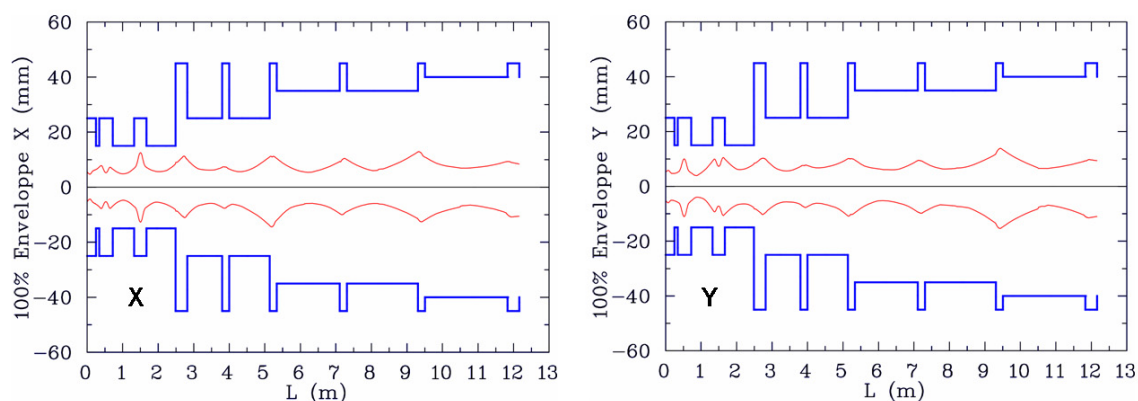


Fig. 15.24: 100%-Strahlenveloppen für die x - und y -Richtung entlang des CH-Linacs.

bildung 15.22 zeigt die Phasenraumverteilung in allen drei Ebenen am Eingang und am Ausgang des Driftröhrenbeschleunigers bei vollem Strahlstrom von 125 mA ohne Fehler. Das Emittanzwachstum beträgt je nach Phasenraumebene zwischen 30 und 50% (s. Abb. 15.23). Die Abbildung 15.24 zeigt die transversalen 100% Strahlenveloppen entlang des CH-Linacs. Die Aperturdurchmesser im normalleitenden Teil betragen für die Driftröhren 30 mm, im supraleitenden Teil zwischen 50 und 80 mm. Die Aperturen der Fokussierelemente liegen zwischen 50 (Quadrupole) und 100 mm (Solenoiden). Ausführliche Darstellungen zur Strahldynamik mit Fehlerstudien finden sich in [157, 158].

15.3 FAIR Protonen-Injektor

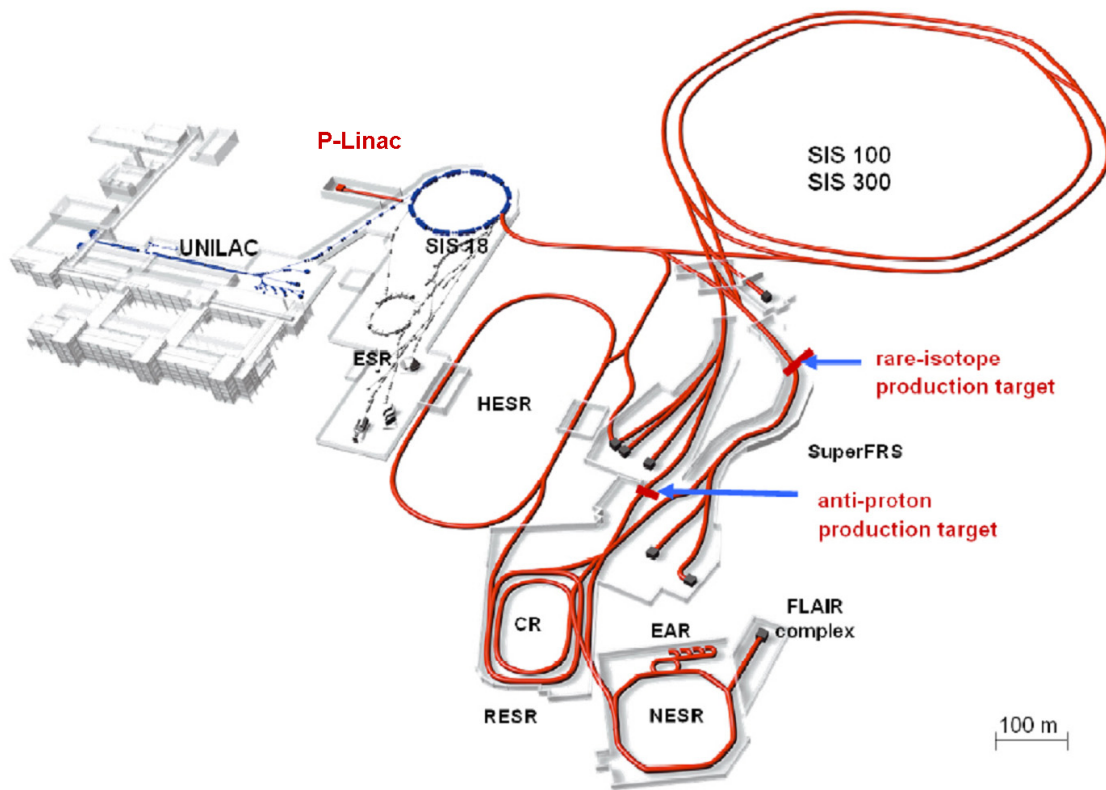


Fig. 15.25: Schematischer Aufbau von FAIR mit dem Doppelsynchrotron SIS100/300, dem SuperFRS und verschiedenen Speicherringen. Die Beschleuniger der existierenden GSI werden als Injektorkette dienen. Der Protoneninjektor wird den 70 MeV-Strahl direkt in das SIS18 injizieren.

Mit **FAIR** (Facility for Antiproton and Ion Research) wird eine weltweit einzigartige Beschleunigeranlage zur Grundlagenforschung in den Bereichen Kern-, Teilchen-, Atom- und Plasmaphysik in Darmstadt entstehen [159]. Herzstück dieser Anlage wird das Doppelsynchrotron SIS100/300 mit magnetischen Steifigkeiten von 100 bzw. 300 Tm sein. Exotische radioaktive Ionenstrahlen (Radioactive Ion Beams, RIB) werden durch die Kollision des Schwerionenprimärstrahls mit einem dünnen Target erzeugt und im Super-Fragment-Separator (SuperFRS) nach der Masse getrennt. Verschiedene Speicherringe (HESR, CR, NESR) dienen der Akkumulation der Sekundärstrahlen. Gegebenenfalls wird deren Strahlqualität durch verschiedene Strahlkühlungsverfahren wie stochastische Kühlung und Elektronenkühlung verbessert, um die Lebensdauer der gespeicherten Strahlen zu erhöhen und die experimentellen Ergebnisse zu verbessern.

FAIR soll Ionen- und Antiprotonenstrahlen von bisher unerreichter Intensität und Qua-

lität liefern. Um diese Aufgabe zu erfüllen, müssen insbesondere die Injektoren die notwendigen Strahlströme mit der geforderten Qualität liefern. FAIR wird auf den existierenden Beschleunigern der GSI aufbauen, die als Injektorkette dienen sollen. Der vorhandene Injektorkomplex besteht aus dem Linearbeschleuniger UNILAC (Hochladungsinjektor HSI, Hochstrominjektor HSI, Alvarez, Einzelresonator-Beschleuniger) und dem Schwerionensynchrotron SIS18.

Der UNILAC wurde für die Beschleunigung schwerer Ionen ausgelegt. Das Design-Ion des Hochstrominjektors ist $^{238}\text{U}^{4+}$ mit einem A/q -Verhältnis von 60 und das des Hochladungsinjektors $^{238}\text{U}^{28+}$ mit einem A/q -Verhältnis von 8.5. Um leichtere Ionen mit kleinerem A/q -Wert beschleunigen zu können, müssen entsprechend die Spannung und die Leistung in den Hochfrequenzstrukturen herabgesetzt werden, um die Synchronizität zu gewährleisten. Insbesondere in den RFQ-Strukturen wird dadurch der maximal zu beschleunigte Strom reduziert.

Ein wesentlicher Schwerpunkt des FAIR Forschungsprogramms werden Experimente mit intensiven gekühlten Antiprotonen sein. Seitens der Experimentatoren werden bis zu $7 \cdot 10^{10}$ Antiprotonen pro Stunde gefordert [159]. Mit den Produktionsquerschnitten und den Kühlraten ergeben sich $2 \cdot 10^{16}$ Protonen pro Stunde als Primärstrahl [160]. Die erforderlichen Primärströme können nicht von den existierenden Injektoren geliefert werden. Zusätzlich hängt die Raumladungsgrenze im SIS18 stark von der Protonenenergie ab. Die maximale Teilchenzahl ergibt sich mit [161]:

$$N_{SIS18} = 4.305 \cdot 10^{13} \beta^2 \gamma^3 \quad (15.1)$$

Die Antiprotonenzahl ist dominiert von der Kühlzeit der stochastischen Kühlung, welche proportional zur Teilchenzahl ist. Eine tiefer gehende Analyse ergab eine optimale Injektionsenergie in das SIS18 von 70 MeV [159, 160]. Oberhalb dieses Wertes steigt die Antiprotonenzahl nicht mehr signifikant an. Um die geforderten Antiprotonen zu liefern, ist mindestens ein Protonenstrom von 35 mA vom Injektor zum SIS18 zu liefern. Um dies zu gewährleisten, ist die Entwicklung und der Bau eines dedizierten Protoneninjektors notwendig. Der Designstrom wurde auf 70 mA festgelegt. Zum einen gibt dieser Wert eine Sicherheitsmarge, zum anderen besteht dann eine Upgradeoption zu höheren Antiprotonenzahlen, wenn die Kühlkapazitäten im Collector-Ring (CR) zukünftig erhöht werden sollten [127]. Der Protoneninjektor wird Strahlpulse mit einer Länge von $36 \mu\text{s}$ bei einer Wiederholrate von 4 Hz liefern. Entsprechend wird das Tastverhältnis deutlich unter 0.1% liegen

Anfangs wurde die Frequenz auf 352 MHz festgelegt, weil vorgesehen war, die Klystrons des LEP-Kolliders am CERN zu verwenden. Schließlich wurde aber entschieden, kommerziell erhältliche 3 MW, 325 MHz Klystrons, wie sie auch schon für das JPARC-Projekt [162] eingesetzt werden, zu verwenden. Diese Frequenz ist die dritte Harmonische des Hochladungsinjektors und die neunte Harmonische des Hochstrominjektors.

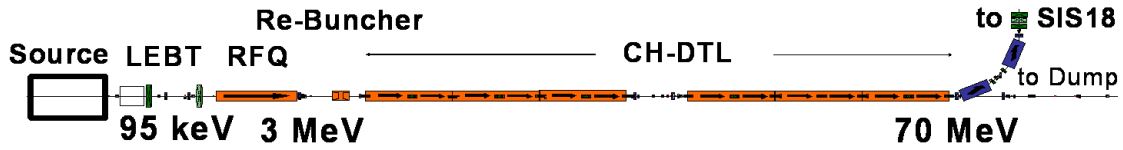


Fig. 15.26: Schematischer Aufbau des 70 MeV, 70 mA FAIR-Protoneninjektors. Eine ECR-Quelle mit 95 kV Extraktionsspannung liefert den Protonenstrahl zu einem RFQ, der eine Protonenenergie von 3 MeV liefert. Der Strahl wird dann von 6 gekoppelten normalleitenden CH-Strukturen auf 70 MeV beschleunigt. Die Gesamtlänge des Linacs liegt bei etwa 30 m.

Teilchen	Protonen
Designstrom (mA)	70
Quelle	ECR
Extraktionsspannung (kV)	95
RFQ Endenergie (MeV)	3
Frequenz (MHz)	325.2
Driftröhrenstrukturen	Gekoppelte CH (CCH)
Endenergie (MeV)	70
Strahlleistung im Puls (MW)	4.9
Strahlpulslänge (μ s)	36
Repetitionsrate (Hz)	4
Gesamtlänge (m)	30

Tab. 15.5: Parameter des FAIR Protoneninjektors.

Damit besteht grundsätzlich die Möglichkeit, im Rahmen zukünftiger Modernisierungsmaßnahmen am UNILAC die gleichen Klystrons zu verwenden [163].

Wichtige Aspekte bei der Entwicklung des FAIR-Protoneninjektors sind neben dem Erreichen der Maschinenparameter wie Strahlstrom und -Qualität auch Kosteneffizienz bei hoher Betriebssicherheit. Die Auslegung des Beschleunigers mit maximalen elektrischen Feldgradienten führte zu einer Minimierung der Baulänge und der Zahl der verwendeten Klystrons. Es wurde entschieden, normalleitende CH-Strukturen als Driftröhrenbeschleuniger einzusetzen. Neben der kostengünstigen Produktion dieser Strukturen, führt besonders deren hohe Spannungsfestigkeit zur gewünschten Betriebssicherheit und Zuverlässigkeit.

Kapitel 15. Anwendung von CH-Strukturen in aktuellen Großprojekten

Eine ECR-Ionenquelle erzeugt den Strahl mit einem prognostizierten Protonenanteil von 70% bei einer Extraktionsspannung von 95 keV. Die nachfolgende Niederenergietransportsektion (Low Energy Beam Transport, LEBT) besteht aus zwei Solenoidlinsen. Dort werden die unerwünschten Ionenspezies H_3^+ , H_2^+ , und H_2 separiert und der Strahl in den RFQ fokussiert. Der RFQ muss den Strahl auf eine Energie von 3 MeV beschleunigen. Dies Wert ist ein Kompromiss zwischen RFQ-Länge, notwendiger Zellenlänge am Eingang des Driftröhrenbeschleunigers und strahldynamischen Gründen. Als RFQ-Struktur werden z.Z. zwei Strukturen in Betracht gezogen, der 4-Vane-RFQ mit Kopplungsfenstern und der 4-Rod-RFQ [164, 127]. Die gewählte Frequenz von 325 MHz ist für einen 4-Rod-RFQ ungewöhnlich hoch. Insbesondere steigt Dipolkomponente dieser Struktur mit der Frequenz an. Durch geeignete Maßnahmen konnte diese aber auf akzeptable Werte reduziert werden. Aufgrund des kleinen Tastverhältnisses des Protoneninjektors spielen thermische Belastungen keine Rolle. Deshalb erscheint der 4-Rod-RFQ in diesem Fall die vorteilhaftere Struktur zu sein, besonders im Hinblick auf die geringeren Investitionskosten und das wesentliche einfachere Frequenz- und Felddtuning.

Bevor der Strahl in den Driftröhrenbeschleuniger injiziert wird, wird er in einer Mittelenergietransportsektion (Medium Energy Beam Transport, MEBT) vorbereitet. Diese besteht aus einem Steerer, einem Quadrupolsingulett, einem Rebuncher und einem Quadrupoltriplett [18].

Der Driftröhrenbeschleuniger wird aus normalleitenden CH-Strukturen bestehen. Anfangs sollte der Linac aus 12 einzelnen CH-Strukturen bestehen, die jeweils von einem 1.1 MW LEP-Klystron getrieben werden sollten. Im Zuge der Verwendung der 3 MW 325 MHz Klystrons wurde entschieden, gekoppelte CH-Strukturen einzusetzen, deren Entwicklung in Kapitel 12 beschrieben wurde. Der Vorteil besteht darin, zwei CH-Strukturen mit jeweils einem Klystron und einer Einkopplung zu betreiben, was die Investitionskosten signifikant reduziert. Die Gradienten und die Längen der CH-Kavitäten wurden so optimiert, dass neben der Erfüllung der strahldynamischen Anforderungen die Gesamtleistung aus Hochfrequenzverlusten und Strahllast auf etwa 2.5 MW pro CH-Dublett limitiert ist. Die Tabelle 15.5 zeigt einige Hauptparameter des Protoneninjektors. Eine ausführliche Darstellung findet sich in [127] sowie in [18, 160, 165].

Anhang A

Verwendete Symbole und Akronyme

A	Amplitude	–
A_{IC}	Kopplerstirnfläche	(m ²)
A_s	Schleifenfläche	(m ²)
a	Innenleiterradius	(m)
a	Stützenfußlänge	(m)
B	Magnetische Induktion	(T)
B	Kalibrierkonstante	(W ^{-1/2} A ⁻¹)
B_{c1}	1. kritisches Feld bei Typ II Supraleitern	(T)
B_{c2}	2. kritisches Feld bei Typ II Supraleitern	(T)
B_p	Magnetisches Peakfeld	(T)
B_r	Magnetfeld Radialkomponente	(T)
B_z	Magnetfeld Longitudinalkomponente	(T)
B_φ	Magnetfeld Azimuthalkomponente	(T)
b	Stützenfußbreite	(m)
b	Außenleiterradius	(m)
C	Kapazität	(F)
E	Elektrisches Feld	(Vm ⁻¹)
E_a	Beschleunigungsgradient	(Vm ⁻¹)
E_p	Elektrisches Peakfeld	(Vm ⁻¹)
E_0	Longitudinale Feldamplitude	(Vm ⁻¹)
E_r	Elektrisches Feld Radialkomponente	(Vm ⁻¹)

Tab. A.1: *Verwendete Größen*

Anhang A. Verwendete Symbole und Akronyme

E_φ	Elektrisches Feld Azimuthalkomponente	(Vm ⁻¹)
E_z	Elektrisches Longitudinalkomponente	(Vm ⁻¹)
e	Elektronenladung	(C)
e_s	Cooperpaarladung	(C)
f	Frequenz	(Hz)
G	Geometriefaktor	(Ω)
G	Admittanz	(Ω^{-1})
g	Spaltbreite	(m)
H	Magnetfeld	(Am ⁻¹)
H	Molare Verdampfungsenthalpie	(JMol ⁻¹)
H_{ext}	Externes Magnetfeld	(T)
\hbar	Planckkonstante/(2 π)	(Js)
I	Strom	(A)
J_m	Besselfunktion m-ter Ordnung	–
J'_m	Ableitung Besselfunktion m-ter Ordnung	–
j	Stromdichte	(Am ⁻²)
j_s	Stromdichte Cooperpaare	(Am ⁻²)
K	Verstimmungskonstante	(Hz/(MV/m) ²)
k_b	Boltzmannkonstante	(JK ⁻¹)
k	Wellenzahl	(m ⁻¹)
k_x, k_y	Transversale Wellenzahlen	(m ⁻¹)
k_z	Longitudinale Wellenzahl	(m ⁻¹)
k_c	Grenzwellenzahl	(m ⁻¹)
l	Mittlere freie Weglänge	(m)
L	Resonatorlänge	(m)
L	Induktivität	(H)
L_c	Zellenlänge	(m)
L_e	Endzellenlänge	(m)
M	Molmasse	–

Tab. A.2: Verwendete Größen

m	Masse	(kg)
m	Skalierungsfaktor	–
m_e	Elektronenmasse	(kg)
n_n	Elektronendichte	(m ⁻³)
n_s	Copperpaardichte	(m ⁻³)
P	Leistung	(W)
P	Druck	(Pa)
P_c	Resonatorverlustleistung	(W)
P_e	Kopplerverlustleistung	(W)
P_f	Vorwärtsleistung	(W)
P_i	Eingekoppelte Leistung	(W)
P_{FE}	Verluste Feldemission	(W)
P_{NO}	Nicht-Ohmsche Verluste	(W)
P_r	Reflektierte Leistung	(W)
P_t	Transmittierte Leistung	(W)
P_{tot}	Gesamtverluste	(W)
P'_{th}	Thermische Belastung	(W/cm ²)
Q_0	Intrinsische Güte	–
Q_e	Externe Güte	–
Q_L	Belastete Güte	–
Q_t	Externe Güte Pickup	–
q	Ladung	(C)
R	Enzellenradius	(m)
R_T	Resonatorradius	(m)
R_a	Effektive Impedanz	(Ω)
R_a/Q_0	Geometrische Impedanz	(Ω)
$R_a R_s$	Kryogene Last	(Ω^2)
R_{mag}	Magnetischer Oberflächenwiderstand	(Ω)
R_{BCS}	BCS-Oberflächenwiderstand	(Ω)

Tab. A.3: *Verwendete Größen*

Anhang A. Verwendete Symbole und Akronyme

R_n	Normalleitender Oberflächenwiderstand	(Ω)
R_p	Impedanz (Parallelersatzwiderstand)	(Ω)
R_s	Oberflächenwiderstand	(Ω)
R_0	Restwiderstand	(Ω)
S	Oberfläche	(m^2)
S	Poyntingvektor	(Wm^{-2})
S_{11}	S-Parameter Reflexion	(dB)
S_{21}	S-Parameter Transmission	(dB)
T	Temperatur	(K)
T	Schwingungsperiode	(s)
T	Laufzeitfaktor	–
T_c	Kritische Temperatur	(K)
t	Zeit	(s)
U_a	Effektive Beschleunigungsspannung	(V)
U_i	Induktionsspannung	(V)
U_s	Schleifenspannung	(V)
U_0	Spannungsamplitude	(V)
V	Volumen	(m^3)
v_F	Fermigeschwindigkeit	(ms^{-1})
W	Gespeicherte Energie	(J)
W_T	Pro Periode dissipierte Energie	(J)
W_0	Gleichgewichtsenergie	(J)
x_{mn}	n-te Nullstelle der m-ten Besselfunktion	–
x'_{mn}	n-te Nullstelle der Ableitung der m-ten Besselfunktion	–
x', y'	Strahldivergenz	(mrad)
Y	Eingangsadmittanz	(Ω^{-1})
Z_{eff}	Effektive Shuntimpedanz	($M\Omega/m$)
Z_L	Leitungsimpedanz	(Ω)

Tab. A.4: Verwendete Größen

α	Schleifenwinkel	(deg)
β	Relative Teilchengeschwindigkeit	–
β	Kopplungsfaktor	–
β_{FN}	Enhancement-Faktor	–
β_e	Kopplungsfaktor Einkoppler	–
β_t	Kopplungsfaktor Pickup	–
γ	Relativistischer Parameter	–
Γ	Reflexionskoeffizient	–
Δ	Energielücke	(eV)
$\Delta\omega$	Frequenzabweichung	(Hz)
δ	Eindringtiefe Skineffekt	(m)
δ	Relative Verstimmung	–
$\delta(K)$	Sekundärelektronenvervielfachungskoeffizient	–
ϵ_0	Dielektrizitätskonstante	(AsV ⁻¹ m ⁻¹)
$\epsilon_{x,y}$	Transversale Emittanz	(mm·mrad)
ϵ_z	Longitudinale Emittanz	(keV·ns)
η	Tastverhältnis	(%)
η	Vakuumwellenwiderstand	(Ω)
η_{th}	Thermischer Wirkungsgrad ideal	–
η_{real}	Thermischer Wirkungsgrad real	–
λ	Wellenlänge	(m)
λ_c	Grenzwellenlänge	(m)
λ_L	Londonsche Länge	(m)
μ_0	Induktionskonstante	(VsA ⁻¹ m ⁻¹)
μ_r	Permeabilität	–
ξ_0	Kohärenzlänge	(m)
ρ	Relative Radialkoordinate	–
ρ	Ladungsdichte	(Cm ⁻³)
ρ	Massendichte	(kgm ⁻³)

Tab. A.5: *Verwendete Größen*

Anhang A. Verwendete Symbole und Akronyme

ρ	Leistungsdichte	(Wm ⁻²)
σ	Leitfähigkeit	(Sm ⁻¹)
σ	Oberflächenladungsdichte	(Asm ⁻¹)
τ	Mittlere Stoßzeit	(s)
τ_L	Abfallszeit	(s)
φ	Azimuthalkoordinate	–
Φ	Austrittsarbeit	(eV)
Φ	Magnetischer Fluss	(Tm ²)
Φ_0	Magnetisches Flussquant	(Tm ²)
φ	Phase	(deg)
φ_s	Sollphase	(deg)
ω	Kreisfrequenz	(Hz)
ω_c	Zyklotronfrequenz	(Hz)

Tab. A.6: *Verwendete Größen*

ADS	A ccelerator D riven S ystem
AEBF	A dvanced E xotic B eam F acility
ANL	A rgonne N ational L aboratory
ATLAS	A rgonne T andem L inear A ccelerator S ystem
BCP	B uffered C hemical P olishing
BNL	B rookhaven N ational L aboratory
CCL	C avity C oupled L inac
CCH	C oupled CH
CERN	C onseil pour la R echerche N ucléaire E uropeéne (ursprünglich)
CH	C rossbar H -Mode
DESY	D eutsches E lektronen S ynchrotron
DTL	D rift T ube L inac
EFIT	E uropean F acility for I ndustrial T ransmutation
ESR	E xperimentier S peicher R ing
EUROTRANS	EU ROpean Program for Nuclear Waste TR ANSmutation
FAIR	F acility for A ntiproton and I on R esearch
FEL	F reier E lektronen L aser
FNAL	F ermi N ational A ccelerator C enter
GANIL	G rand A ccelerateur N ational pour I on L ourd
GSI	G esellschaft für S chwer I onenforschung
HERA	H adronen E lektronen R ing A nlage
HIPPI	H igh I ntensity P ulsed P roton I njectors
HPR	H igh P ressure R insing
HWR	H alf W ave R esonator
IFMIF	I nternational F usion M aterial I rradiation F acility
IH	I nterdigitale H -Mode

Tab. A.7: *Verwendete Abkürzungen*

ILC	I nternational L inear C ollider
INFN	I nstituto N azionale di F isica N ucleare
ISAC	I sotope S eparation and A Ccceleration
ISF	I sotope S cience F acility
ISOLDE	I sotope S eparation O n- L ine D Evice
JAERI	J apan A tomie E nergy R esearch I nstitute
KONUS	K ombinierte N ULL Grad S truktur
LEP	L arge E lectron P ositron C ollider
LHC	L arge H adron C ollider
LORASR	L Oongitudinale und R Adiale S trahldynamik mit R aumladung
NSCL	N ational S uperconducting C yclotron L aboratory
QWR	Q uarter W ave R esonator
RAL	R utherford A ppleton L aboratory
RFQ	R adio F requenz Q uadrupol
RHIC	R elativistic H eavy I on C ollider
SARAF	S oreq A ppplied R esearch A ccelerator F acility
SCA	S uper C onducting A ccelerator
SNS	S pallation N eutron S ource
TESLA	T era E lectronvolt S uperconducting L inear A ccelerator
TRIUMF	T RI U niversity M eson F acility
VCO	V oltage C ontrolled O scillator
XADS	E Xperimental A ccelerator D riven S ystem

Tab. A.8: *Verwendete Abkürzungen*

Anhang B

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen Personen und Institutionen bedanken, ohne deren Hilfe und Unterstützung diese Arbeit nicht zum Erfolg geführt hätte:

- Prof. Dr. Ulrich Ratzinger für die unermüdliche Unterstützung dieser Arbeit in all ihren Facetten. Dies bezieht sich sowohl auf den fachlichen Bereich als auch auf die Beschaffung und Bereitstellung von notwendigen Ressourcen zur Entwicklung und Test der CH-Struktur.
- Prof. Dr. Horst Klein für seine Unterstützung der CH-Struktur, für die Koordinierung der Forschungsarbeiten für das IFMIF- und EUROTRANS-Projekt, für viele Diskussionen während unzähliger Kollaborationstreffen und für seine Versuche, mich für klassische Musik zu begeistern.
- Daniel Bänsch für seinen unermüdlichen Einsatz beim Aufbau der Infrastruktur und bei der Unterstützung der Experimente.
- Dr. Oliver Meusel für die freundliche Aufnahme im Institut an meinem ersten Arbeitstag und für endlose Diskussionen über alle möglichen Themen, die die Menschheit bewegen.
- Ilja Müller für die Entwicklung des Regelsystems der supraleitenden CH-Struktur, für die vielfältigen Diskussionen zu Hochfrequenzproblemen und für die Entwicklung verschiedenster Hochfrequenzbauteile für diverse Versuche zum Fortgeschrittenenpraktikum
- Prof. Dr. Alwin Schempp für viele anregende Diskussionen.
- Dr. Holger Liebermann für seine vielfältigen Beiträge zum Design der CH-Struktur sowie für seine Hilfe bei diversen Computerproblemen.
- Dr. Alexander Bechtold für seine Arbeiten zum Tuner der supraleitenden CH-Struktur und seine freundschaftliche Verbundenheit.

Anhang B. Danksagung

- Dr. Martin Droba bei der Hilfe im Kampf mit den Besselfunktionen.
- Dr. Gianluigi Clemente für seine Arbeiten zum FAIR Protonenlinac.
- Dr. Horst Deitinghoff für seine Unterstützung in allen administrativen Belangen.
- Frau Tanja Harji für ihre Unterstützung bei fast allen nicht-physikalischen Problemen einschließlich dem Gießen meiner Pflanzen.
- Frau Kalliopi Dermati für ihre wertvolle Hilfestellung bei den strukturmechanischen Simulationen bei der GSI.
- Marco Busch für seine Beiträge zur Entwicklung der Hochleistungs-CH-Struktur und für viele Simulationen, die in die Arbeit eingeflossen sind.
- Florian Dziuba für seine Beiträge zum Design der EUROTRANS-Strukturen und für viele zusätzlichen Simulationen.
- Robert Brodhage für die Arbeiten zum neuen Störkörpermessplatz.
- Dr. Chuan Zhang für seine Beiträge zu der strahldynamischen Auslegung des EUROTRANS- und IFMIF-Beschleunigers.
- Rudolf Tiede für seinen unermüdlichen Einsatz bei der Weiterentwicklung des LORASR-Codes.
- Dem gesamten Werkstattpersonal für die Herstellung vieler Hochfrequenzmodelle, insbesondere Günter Hausen und Sven Reploeg.
- J.G. Festag und Christian Pöppe von der GSI für die Bereitstellung und das Auswerten der TLD-Karten.
- Siegfried Rapphahn für die stets zuverlässige Lieferung von Helium.
- Dr. Anton Möslang für seine immer währende Unterstützung der CH-Struktur für IFMIF
- Jean-Luc Biarrotte für die Überlassung der Daten des EUROTRANS Spoke-Linacs.
- Allen Kollaborationspartnern von EUROTRANS, IFMIF, HIPPI und Protonenlinac.
- Den ehemaligen Arbeitsgruppenmitgliedern Dr. Andreas Sauer, Christian Comenda, Z. Li, X. Yan für ihre jeweiligen Beiträge bei der Entwicklung der CH-Struktur.
- Dr. Rolf Stassen für wertvolle Hinweise bei der Entwicklung des Regelsystems

-
- Firma ACCEL für die exzellente Zusammenarbeit bei der Entwicklung der supra-leitenden CH-Struktur, insbesondere Dr. Peter vom Stein, Hans-Peter Vogel und Johannes Schwellenbach.
 - Allen Spendern der Ummengen von Kaffee
 - Meinen Eltern, die mein Studium erst ermöglichten.
 - Meiner Frau Sylvia, die mich immer unterstützt und die in den letzten Jahren un-freiwillig einiges über Beschleuniger gelernt hat.
 - Der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI), dem Forschungszentrum Karlsruhe (FZK), dem Bundesministerium für Bildung und Forschung (BMBF) und der Europäischen Union.

Literaturverzeichnis

- [1] G. Ising. *Ark. Mat. Fys.*, 18:1–4, 1924.
- [2] R. Wideröe. *Arch. Electrotech.*, 387, **21**, 1928.
- [3] E.O. Lawrence and N.E. Edlefsen. *Science*, 376, **72**, 1930.
- [4] P.A. Schmelzbach and R. Dölling. Experience with High-Power Operation of the PSI Proton Accelerator Facility. In *Proc. 2006 High Brightness Conference, Tsukuba, Japan*, pages 274–278, 2006.
- [5] L. Alvarez. The Design of a Proton Accelerator. *Phys. Rev.*, 799, 70, 1946.
- [6] L. W. Alvarez, H. Brandner, J. V. Franck, H. Gorden, J. D. Gow, L. C. Marshall, F. Oppenheimer, W.K.H. Panofsky, C. Richmond, and J.R. Woodward. *Rev. Sci. Instr.*, **26**:210, 1955.
- [7] D.W. Kerst. *Phys. Rev.*, **58**:841, 1941.
- [8] E.M. McMillan. The Synchrotron - A Proposed High Energy Particle Accelerator. *Phys. Rev.*, 143, 68, 1945.
- [9] V. Veksler. *J. Phys.*, **9**:153, 1945.
- [10] M.H. Blewett. *Rev. Sci. Instr.*, **24**:723–870, 1953.
- [11] T. Roser. RHIC Status and Plans. In *Proc. 2003 Particle Accelerator Conference, Portland, OR, USA*, pages 24–28, 2003.
- [12] P. Wiik. HERA: Machine and Experiment. In *Proc. 1988 High Energy Physics Conference Conference, München*, page 404, 1988.
- [13] H. Edwards. The Tevatron Energy Doubler: A Superconducting Accelerator. 1985.
- [14] L. Evans. LHC: Construction and Commissioning Status. In *Proc. 2007 Particle Accelerator Conference, Knoxville, NM, USA*, pages 1–5, 2007.

- [15] G. Arnolds-Mayer and others. In *Proc. 1988 Superconducting RF Workshop*, page 55, 1988.
- [16] International Linear Collider Reference Design Report. Technical report, 2007.
- [17] A. Schempp, U. Ratzinger, R. Tiede, C. Zhang, J. Alessi, D. Raparia, and L. Snydstrup. RFQ and IH Accelerators for the New EBIS Injector at BNL. In *Proc. 2007 Particle Accelerator Conference, Albuquerque, NM, USA*, pages 1439–1441, 2007.
- [18] U. Ratzinger, G. Clemente, C. Commenda, H. Liebermann, H. Podlech, R. Tiede, W. Barth, and L. Groening. A 70 MeV Proton Linac for the FAIR Facility Based on CH-Cavities. In *Proc. 2006 Linear Accelerator Conference, Knoxville, Tn, USA*, pages 526–530, 2006.
- [19] R. Garoby, K. Hanke, A. Lombardi, C. Rossi, M. Vretenar, and F. Gerigk. LINAC4, A New H^- Linear Injector at CERN. In *Proc. 2004 Russian Particle Accelerator Conference, Dubna, Russland*, 2004.
- [20] F. Gerigk. A New 180 MeV H^- Linac for Upgrades of ISIS. In *Proc. 2004 European Particle Accelerator Conference, Luzern, Schweiz*, pages 153–155, 2004.
- [21] P. Schmor. Status and Plans for the TRIUMF ISAC Facility. In *Proc. 2007 Asian Particle Accelerator Conference, Indore, Indien*, pages 325–329, 2007.
- [22] E. Kugler. The ISOLDE Facility. *Hyperfine Interactions*, **129**:23–42, 2000.
- [23] O. Kester, D. Habs, R. Rao, K. Rudolph, T. Sieber, H. Bongers, R. von Hahn, H. Podlech, R. Repnow, D. Schwalm, A. Schempp, and U. Ratzinger. The REX-ISOLDE Linac. In *Proc. 1998 European Accelerator Conference, Stockholm, Schweden*, pages 728–730, 1998.
- [24] Isotope Science Facility at Michigan State University. Technical Report MSUCL-1345, NSCL-MSU, 2006.
- [25] P.N. Ostroumov, J.D. Fuerst, M.P. Kelly, B. Mustapha, J.A. Nolen, and K.W. Shepard. Accelerators for the Advanced Exotic Beam Facility in the US. In *Proc. 2007 Particle Accelerator Conference, Albuquerque, NM, USA*, pages 1664–1666, 2007.
- [26] P. Miller, F. Marti, D. Poe, J. Stetson, A. Stolz, and P. Zavodsky. Status of the Coupled Cyclotron Facility at NSCL. In *Proc. 2004 Cyclotron Conference, Tokio, Japan*, 2004.

-
- [27] G.K. Pank, G. Bollen, S. Chouhan, C. Guenaut, F. Marti, D.J. Morrissey, D. Lawton, J. Ottarson, S. Schwarz, A.F. Zeller, and M. Wada. The Cyclotron Gas Stopper Project at the NSCL. In *Proc. 2007 Particle Accelerator Conference, Albuquerque, NM, USA*, pages 3588–3590, 2007.
- [28] X. Wu, G. Bollen, M. Doleans, T.L. Grimm, D. Lawton, F. Marti, S. Schwarz, R.C. York, and Q. Zhao. Beam Dynamics Studies for the Reaccelerator of Low Energy RIBS at the NSCL. In *Proc. 2007 Particle Accelerator Conference, Albuquerque, NM, USA*, pages 1769–1771, 2007.
- [29] T. Junquera, P. Bertrand, R. Ferdinand, and M. Jacquement. The High Intensity Superconducting Linac for the SPIRAL 2 Project at GANIL. In *Proc. 2006 Linear Accelerator Conference, Knoxville, TN, USA*, pages 142–144, 2006.
- [30] M. Pekeler, K. Dunkel, C. Piel, H. Vogel, and P. vom Stein. Design of a 40 MeV Linear Accelerator for Protons and Deuterons Using Superconducting Half Wave Resonators. In *Proc. 2002 European Accelerator Conference, Paris, Frankreich*, pages 936–938, 2002.
- [31] N. Holtkamp. Status of the SNS Linac: An Overview. In *Proc. 2004 Linear Accelerator Conference, Lübeck*, pages 837–841, 2004.
- [32] N. Holtkamp. Status of the SNS Linac: An Overview. In *Proc. 2006 European Accelerator Conference, Edinburgh, UK*, pages 29–33, 2006.
- [33] R. A. Jameson and S.O. Schriber. Accelerator Driven Transmutation Technologie for Energy production and Nuclear Waste Transmutation. In *Proc. 1992 European Accelerator Conference, Berlin*, pages 230–234, 1992.
- [34] C. Rubbia, P. Mandrillon, and N. Fietier. A High Intensity Accelerator for Driving the Energy Amplifier for Nuclear Energy Production. In *Proc. 1994 European Accelerator Conference Conference, London, UK*, pages 270–272, 1994.
- [35] B. Aune et al. Superconducting TESLA Cavities. *Phys. Rev. STAB*, 092001, **3**, 2000.
- [36] H. Padamsee, J. Knobloch, and T. Hays. *RF Superconductivity for Accelerators*. Wiley Series in Beam Physics and Accelerator Technology, John Wiley & sons, 1998.
- [37] J.M. Pierce. In *Proc. 1965 9th Conference on Low Temperature Physics, Vol. A, New York, NY, USA*, page 36, 1965.
- [38] C. Lyneis et al. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **28**:3445, 1981.

- [39] A. Brandelik A. Citron, P. Flecher, J.L. Fricke, R. Hietschold, G. Hochschild, G. Horning, H. Klein, G. Krafft, W. Kühn, M. Kuntze, B. Piosczyk, E. Sauter, A. Schempp, D. Schulze, L. Szecsi, J.E. Vetter, and K.W. Zieher. Accelerating Tests on the First Section of the Karlsruhe Superconducting Proton Accelerator. *Part. Accel.*, **4**:111–126, 1972.
- [40] G.J. Dick et al. *Nucl. Instr. Methods*, **138**:203, 1976.
- [41] J. Noe et al. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **24**:1144, 1977.
- [42] K.W. Shepard et al. **24**:1147, 1977.
- [43] J. Aron et al. In *Proceedings of the Linear Accelerator Conference 1979, New York, NY, USA*, page 105, 1979.
- [44] K.W. Shepard. A Superconducting Heavy Ion Injector Linac. In *Proc. 1985 Particle Accelerator Conference*, pages 3574–3577, 1985.
- [45] S. Takeuchi et al. *Nucl. Instr. Meth. A*, **287**:247–252, 1996.
- [46] A. Facco, F. Scarpa, and V. Zviagintsev. Status of the Non-RFQ Resonators of the PIAFFE Heavy Ion Linac. In *Proc. European Accelerator Conference 2000, Wien*, pages 2037–2039, 2000.
- [47] K.W. Shepard. Status of Low and Intermediate Velocity Superconducting Accelerating Structures. In *Proc. 2003 Particle Accelerator Conference, Portland, OR, USA*, pages 581–585, 2003.
- [48] T. L. Grimm, J. Bierwagen, S. Bricker, C.C. Compton, W. Hartung, F. Marti, and R.C. York. Experimental Study of a 322 MHz $v/c=0.28$ Niobium Spoke Cavity. In *Proc. 2003 Particle Accelerator Conference, Portland, OR, USA*, pages 1353–1355, 2003.
- [49] W. Buckel. *Supraleitung*. VCH-Verlag, 1993.
- [50] J. Bardeen, L.N. Cooper, and J.R. Schrieffer. *Phys. Rev.*, **1175**, 108, 1957.
- [51] H.K. Onnes. *Proc. Roy. Acad. Amesterdam*, 120b, 1911.
- [52] H.K. Onnes. *Proc. Roy. Acad. Amesterdam*, **168**, 11, 1908.
- [53] E. Maxwell. *Phys. Rev.*, **477**, 78, 1950.
- [54] C.A. Reynolds, B. Serin, W.H. Wright, and L.B. Nesbitt. *Phys. Rev.*, **487**, 78, 1950.

- [55] W. Meissner and R. Ochsenfeld. *Naturwissenschaften*, 787, 21, 1933.
- [56] F. London and H. London. *Z. Phys.*, 359, 96, 1935.
- [57] T. Wangler. *RF Linear Accelerators*. Wiley Series in Beam Physics and Accelerator Technology, John Wiley & sons, 1998.
- [58] J.D. Jackson. *Klassische Elektrodynamik*. Walter de Gruyter, 1993.
- [59] K. Wille. *Physik von Teilchenbeschleunigern und Synchrotronstrahlungsquellen*. Teubner-Verlag, 1990.
- [60] U. Ratzinger. Habilitationsschrift, 1999. Universität Frankfurt, Germany.
- [61] H. Gaiser, K. Kasper, and U. Ratzinger. Status of the 36 MHz Linac Cavities for the GSI High Current Injector. In *Proc. 1999 Particle Accelerator Conference PAC, New York, NY, USA*, pages 3552–3554, 1999.
- [62] U. Ratzinger. RNB-Specific Linac Development. *Nuclear Physics A*, 701:641–646, 2002.
- [63] J.P. Blewett. Linear Accelerator Injection for Proton Synchrotrons. In *Proc. CERN Symposium in High Energy Accelerators and Pions Physics, Geneva*, 1956.
- [64] U. Ratzinger et al. The upgraded munich linear heavy ion post accelerator. In *Proc. 1987 Particle Accelerator Conference*, pages 367–368, 1987.
- [65] G. Amendola et al. A Heavy Ion Linac for the CERN Accelerator Complex. In *Proc. 1992 European Particle Accelerator Conference, Berlin*, pages 536–538, 1992.
- [66] U. Ratzinger. The New High Current Ion Accelerator at GSI and New Perspectives for Linac Design based on H-Mode Cavities. In *Proc. 2000 European Particle Accelerator Conference, Vienna, Austria*, pages 98–102, 2000.
- [67] U. Ratzinger. High Current IH-Structures. In *Proc. 1996 European Particle Accelerator Conference EPAC*, pages 264–266, 1996.
- [68] Y. R. Lu et al. The Compact 20 MV IH-DTL for the Heidelberg Therapy Facility. In *Proc. 2004 Linear Accelerator Conference, Lübeck, Germany*, pages 57–59, 2004.
- [69] M. Meier, W. Barth, L. Dahl, L. Groening, C. Kleffner, B. Schlitt, K. Tinschert, H. Vormann, S. Yarymshev, U. Ratzinger, and A. Schempp. Commissioning of the Linac for the Heidelberg Heavy Ion Cancer Therapy Centre (HIT). In *Proc. 2007 Particle Accelerator Conference PAC, Knoxville, Tn, USA*, pages 2734–2736, 2007.

- [70] <http://www.cnao.it>.
- [71] U.Ratzinger, A. Schempp, R. Tiede, C. Zhang, J. Alessi, D. Raparia, and L. Snydstrup. RFQ and IH-Accelerators for the New EBIS Injector at BNL. In *Proc. 2007 Particle Accelerator Conference PAC*, pages 1439–1941, 2007.
- [72] L.P. Chau, O. Meusel, U.Ratzinger, A. Schempp, K. Volk, and M. Heil. The FRAnkfurt Neutron Source at the Stern-Gerlach-Zentrum (FRANZ). In *Proc. 2006 Particle Accelerator Conference EPAC, Edinburgh, UK*, pages 1690–1692, 2006.
- [73] <http://www.cst.com>.
- [74] <http://www.comsol.com>.
- [75] <http://www.ansys.com>.
- [76] H. Liebermann. *Entwicklung einer Supraleitenden CH-Struktur*. PhD thesis, Universität Frankfurt am Main, 2008.
- [77] R. Eichhorn. RF Structures for Linear Acceleration of Radioactive Beams. In *Proc. 2001 Particle Accelerator Conference, Chicago, IL, USA*, pages 495–499, 2001.
- [78] H. Podlech, C. Commenda, H. Liebermann, H. Klein, and U. Ratzinger und A. Sauer. Superconducting CH-Structure. *Phys. Rev. STAB*, 080101, **10**, 2007.
- [79] H. Liebermann, H. Podlech, and U. Ratzinger. Peak Field Optimization for the Superconducting CH-Structure. In *Proc. 2006 European Particle Accelerator Conference, Edinburgh, UK*, pages 415–417, 2006.
- [80] E. Chiaveri. Large-Scale Industrial Production of Superconducting Cavities. In *Proc. 1996 European Particle Accelerator Conference EPAC, Barcelona, Spanien*, 1996.
- [81] J. Kirchgessner et al. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **30**:1141, 1973.
- [82] D. Proch. In *Proc. 1994 Workshop on RF Superconductivity*, page 77, 1994.
- [83] P. Balleyguier. External Q Studies for APT SC-Cavity Couplers. In *Proc. 1998 Linear Accelerator Conference, Argonne, IL, USA*, pages 133–135, 1998.
- [84] P. Schmüser. Superconductivity in High Energy Particle Accelerators. *DESY Report, 02-116*, 2002.
- [85] J.C. Slater. *Microwave Electronics*. D. van Nostrand Company, 1950.

-
- [86] H. Liebermann, H. Podlech, U. Ratzinger, and A. Sauer. Coupling Methods for Superconducting CH-Cavities. In *Proc. 2005 Particle Accelerator Conference, Knoxville, TN, USA*, pages 922–924, 2005.
- [87] H. Podlech, H. Deitinghoff, H. Liebermann, H. Klein, U. Ratzinger, and R. Tiede. First Test of the Superconducting CH-Structure. In *Proc. 2005 Particle Accelerator Conference, Knoxville, TN, USA*, pages 3414–3416, 2005.
- [88] H. Podlech, A. Bechtold, M. Busch, H. Liebermann, U. Ratzinger, and C. Zhang. The Development of the Superconducting CH-Structure and its Applications to Proton and Ion Acceleration. In *Proc. 2007 Superconducting RF Workshop, Peking, China*, 2007.
- [89] *CRC Handbook of Chemistry and Physics*. CRC Company, 2007.
- [90] R.H. Fowler und L. Nordheim. *Proc. R. Soc. London A, Math. Phys. Sci.*, **119**:173, 1928.
- [91] J. Delayen und K.W. Shepard. *Appl. Phys. Lett.*, **57(5)**:514, 1990.
- [92] J. Müller. Untersuchungen über Elektromagnetische Hohlräume. *Zeitschrift für Hochfrequenztechnik*, 54, 1939.
- [93] A. Mosnier. Dynamic Measurements of the Lorentz Forces on a MACSE Cavity. Technical Report TESLA 93-09, DESY, 1993.
- [94] A. Bechtold, M. Busch, H. Liebermann, H. Podlech, and U. Ratzinger. A Tuner for a Superconducting CH-Prototype Cavity. In *Proc. 2007 Superconducting RF Workshop, Peking, China*, 2007.
- [95] H. Podlech, H. Deitinghoff, H. Klein, H. Liebermann, U. Ratzinger, A. Sauer, and X. Yan. Status of the Development of a Superconducting 352 MHz CH-Prototype Cavity. In *Proc. 2003 Workshop on RF Superconductivity, Travemünde*, 2003.
- [96] S. Simrock, G. Petrosyan, A. Facco, V. Zviagintsev, S. Andreoli, and R. Paparella. First Demonstration of Microphonics Control of a Superconducting Cavity with a Fast Piezoelectric Tuner. In *Proc. 2003 Particle Accelerator Conference, Portland, OR, USA*, pages 470–472, 2003.
- [97] M. Fouaidy, G. Martinet, N. Hammoudi, F. Chatelet, S. Blivet, A. Olivier, and H. Sagnac. Full Characterization at low Temperature of Piezoelectric Actuators Used for SRF Cavities Active Tuning. In *Proc. 2003 Particle Accelerator Conference, Portland, OR, USA*, pages 728–730, 2005.

- [98] G. Olry, J.L. Biarrotte, S. Blivet, S. Bousson, F. Chatelet, D. Gardes, T. Junquera, N. Hammoudi, J. Lesrel, C. Mielot, A.C. Mueller, D. Ruffier, H. Saignac, P. Szott, and J.P. Thermeau. Recent Developments on Superconducting $\beta=0.35$ and $\beta=0.15$ Spoke Cavities at IPN for Low and Medium Energy Sections of Proton Linear Accelerators. In *Proc. 2004 European Particle Accelerator Conference, Lucerne, Schweiz*, pages 1003–1005, 2004.
- [99] G. Olry, J.L. Biarrotte, S. Blivet, S. Bousson, C. Joly, T. Junquera, J. Lesrel, A.C. Mueller, H. Saignac, P. Szott, and E. Zaplatin. Development of Spoke Cavities for the EURISOL and EUROTRANS Projects. *Physica C*, **441**:201, 2006.
- [100] T. Tajima, R.L. Edwards, R.C. Guentzlinger, F.L. Krawczyk, J.E. Ledford, D.I. Montoya, R.J. Roybal, D.L. Schrage, A.H. Shapiro, D. Barni, A. Bosotti, C. Pagani, and G. Corniani. Test Results of the LANL 350 MHz, Beta=0.175, 2-Gap Spoke Resonator. In *Proc. 2002 Linear Accelerator Conference, Gyeongju, South Korea*, pages 228–230, 2002.
- [101] R. Stassen. *Hochfrequenzeigenschaften gepulster, supraleitender Halbwellenresonatoren zur Beschleunigung leichter Ionen*. PhD thesis, Universität Frankfurt am Main, 2005.
- [102] M. Pekeler, K. Dunkel, C. Piel, and P. vom Stein. Development of a Superconducting RF Module for Acceleration of Protons and Deuterons at Very Low Energy. In *Proc. 2006 Linear Accelerator Conference, Knoxville, Tn, USA*, pages 321–323, 2006.
- [103] A. Facco, F. Scarpa, L. Weixing, V. Zviagintsev, R. Losito, and E. Chiaveri. Construction and Testing of a 352 MHz, Beta=0.31 Superconducting Half Wave Resonator for the SPES Project. In *Proc. 2004 European Particle Accelerator Conference, Luzern, Schweiz*, pages 1012–1014, 2004.
- [104] M.P. Kelly, J.D. Fuerst, M. Kedzie, and K.W. Shepard. Cold Test of a Superconducting Co-Axial Half-Wave Cavity for RIA. In *Proc. 2004 Linear Accelerator Conference, Lübeck*, pages 608–610, 2004.
- [105] E. Zaplatin, W. Braeutigam, R. Maier, M. Pap, M. Skrobucha, R. Stassen, and R. Toelle. Triple Spoke Cavities at FZJ. In *Proc. 2004 European Particle Accelerator Conference, Luzern, Schweiz*, pages 1261–1263, 2004.
- [106] E. Zaplatin, W. Braeutigam, R. Maier, M. Pap, M. Skrobucha, R. Stassen, and R. Toelle. HIPPI Triple Spoke Cavity Design. In *Proc. 2006 European Particle Accelerator Conference, Edinburgh, UK*, pages 427–429, 2006.

-
- [107] J.D. Fuerst, M. Kedzie, M.P. Kelly, and K.W. Shepard. Superconducting 345 MHz Two-Spoke Cavity for RIA. In *Proc. 2003 Particle Accelerator Conference, Portland, OR, USA*, pages 1294–1296, 2003.
- [108] M.P. Kelly. Superconducting Spoke Cavities. In *Proc. 2006 High Brightness Conference, Tsukuba, Japan*, pages 337–340, 2006.
- [109] K.W. Shepard, J.D. Fuerst, M. Kedzie, M.P. Kelly, and Z.A. Conway. Superconducting Triple-Spoke Cavity for $\beta=0.5$ Ions. In *Proc. 2005 Particle Accelerator Conference, Knoxville, Tn, USA*, pages 4344–4346, 2005.
- [110] G. Olry, S. Bousson, T. Junquera, J. Lesrel, G. Martinet, D. Moura, H. Saugnac, P. Szott, P. Bosland, P.-E. Bernaudin, and G. Devanz. Test Results of the Beta 0.07 & Beta 0.12 Quarter Wave Resonators for the SPIRAL2 Superconducting Linac. In *Proc. 2006 Particle Accelerator Conference, Edinburgh, UK*, pages 393–395, 2006.
- [111] G. Olry, S. Bousson, T. Junquera, J. Lesrel, G. Martinet, D. Moura, H. Saugnac, and P. Szott. Test Results of the Beta 0.12 Quarter Wave Resonators for the SPIRAL2 Superconducting Linac. In *Proc. 2006 Linear Accelerator Conference, Knoxville, Tn, USA*, pages 698–700, 2006.
- [112] A. Facco, V. Zviagintsev, R. Laxdal, and E. Chiaveri. The Superconducting Medium Beta Prototype for Radioactive Beam Acceleration at TRIUMF. In *Proc. 2001 Particle Accelerator Conference, Chicago, IL, USA*, pages 1092–1094, 2001.
- [113] M. Johnson, J. Bierwagen, S. Bricker, C.C. Compton, P. Glennon, T.L. Grimm, W. Hartung, D. Harvell, A. Moblo, J. Popielarski, L. Saxton, R.C. York, and A. Zeller. Cryomodule Design for a Superconducting LINAC with Quarter-Wave, Half-Wave and Focusing Elements. In *Proc. 2005 Particle Accelerator Conference, Knoxville, Tn, USA*, pages 4317–4319, 2005.
- [114] W. Hartung, J. Bierwagen, S. Bricker, J. Colthorp, C.C. Compton, T.L. Grimm, S. Hitchcock, F. Marti, L. Saxton, R.C. York, A. Facco, and V. Zviagintsev. Niobium Quarter Wave Resonator Development for the Rare Isotope Accelerator. In *Proc. 2003 Superconducting RF Workshop, Travemünde*, 2003.
- [115] A. Facco, F. Scarpa, L. Weixing, V. Zviagintsev, C.C. Compton, T.L. Grimm, W. Hartung, F. Marti, R.C. York, R. Losito, and E. Chiaveri. Construction and Testing of a 161 MHz, Beta=0.16 Superconducting QWR with Steering Correction for RIA. In *Proc. 2004 European Particle Accelerator Conference, Luzern, Schweiz*, pages 1015–1017, 2004.

- [116] K.W. Shepard and T.E. Tretyakova. Superconducting Accelerating Structures for a Multi-Beam Driver Linac for RIA. In *Proc. 2000 Linear Accelerator Conference, Monterey, CA, USA*, pages 920–922, 2000.
- [117] M.P. Kelly, Z.A. Conway, J.D. Fuerst, M. Kedzie, and K.W. Shepard. Superconducting $\beta=0.15$ Quarter Wave Cavity for RIA. In *Proc. 2004 Linear Accelerator Conference, Lübeck*, pages 605–607, 2004.
- [118] V. Andreev, G. Bisoffi, A. Pisent, E. Bissiato, M. Comunian, E. Fagotti, and T. Shirai. Ladder Resonator: A Novel Superconducting Structure for the Very Low β Part of High Current Linacs. *Phys. Rev. STAB*, 040101, **6**, 2003.
- [119] A. Facco, V. Zviagintsev, D. Berkovits, Z. Lipeng, F. Scarpa, E. Chiaveri, R. Losito, and M. Pasini. RF Testing of the TRASCO Superconducting Reentrant Cavity for High Intensity Proton Beams. In *Proc. 2004 European Particle Accelerator Conference, Luzern, Schweiz*, pages 2223–2225, 2004.
- [120] A. Bosotti, C. Pagani, P. Pierini, J.P. Charrier, B. Visentin, G. Ciovati, and P. Kneisel. RF Tests of the Beta=0.5 Five Cell TRASCO Cavities. In *Proc. 2004 European Particle Accelerator Conference, Luzern, Schweiz*, pages 1024–1026, 2004.
- [121] C.C. Compton, T.L. Grimm, W. Hartung, H. Podlech, R.C. York, G. Ciovati, P. Kneisel, D. Barni, C. Pagani, and P. Pierini. Prototyping of a Multi-Cell Superconducting Cavity for Acceleration of Medium-Velocity Beams. *Phys. Rev. STAB*, 042003, **8**, 2005.
- [122] T.L. Grimm, W. Hartung, H. Podlech, and R.C. York. Superconducting RF Activities at NSCL. In *Proc. 2003 Superconducting RF Workshop, Travemünde, Germany*, 2003.
- [123] M. Busch. Optimierung der Supraleitenden CH-Struktur für Hohe Leistungen, Diplomarbeit, in Vorbereitung, 2008.
- [124] H. Podlech, M. Busch, F. Dziuba, H. Liebermann, and U. Ratzinger. Recent Developments of Superconducting CH-Cavities. In *Proc. 2008 European Particle Accelerator Conference, Genua, Italien*, pages 901–903, 2008.
- [125] Z. Li, R. Tiede, U. Ratzinger, H. Podlech, G. Clemente, K. Dermati, W. Barth, and L. Groening. Design of the RT-CH-Cavity and Perspectives for a New GSI Proton Linac. In *Proc. 2004 Linear Accelerator Conference, Lübeck*, pages 81–83, 2004.
- [126] G. Clemente, H. Podlech, R. Tiede, U. Ratzinger, L. Groening, and S. Minaev. Development of a Coupled CH-Structure for the GSI Proton Injector. In *Proc. 2007 Particle Accelerator Conference, Albuquerque, NM, USA*, pages 1428–1430, 2007.

- [127] G. Clemente. *The Room Temperature CH-DTL and its Application for the FAIR Proton Injector*. PhD thesis, Universität Frankfurt, Germany, 2007.
- [128] F. Hinterberger. *Teilchenbeschleuniger*. Springer-Verlag, 1997.
- [129] H. Wiedemann. *Particle Accelerator Physics*. Springer-Verlag, 1993.
- [130] M. Reiser. *Theory and Design of Charged Particle Beams*. Wiley Series in Beam Physics and Accelerator Technology, John Wiley & sons, 1994.
- [131] R. Tiede. *Simulationswerkzeuge für die Berechnung hochintensiver Ionenbeschleuniger*. PhD thesis, Universität Frankfurt, Germany, in Vorbereitung.
- [132] H. Stöcker. *Taschenbuch der Physik*. Verlag Harry Deutsch, 4. Auflage, Frankfurt, 2000.
- [133] E. Courant, M.S. Livingston, and H. Snyder. The Strong Focusing Synchrotron - A New High Energy Accelerator. *Phys. Rev.*, *1190*, 88, 1952.
- [134] R. Tiede, G. Clemente, H. Podlech, U. Ratzinger, A. Sauer, and S. minaev. LO-RASR Code Development. In *Proc. 2006 European Particle Accelerator Conference, Edinburgh, UK*, pages 2194–2196, 2006.
- [135] J. Quiang, R.D. Ryne, and S. Habib. An Object-Oriented Parallel Particle-in-Cell Code for Beam Dynamics Simulation in Linear Accelerators. *J. Comp. Phys.*, **163**:434, 2000.
- [136] A. Franchi, M. Comunian, A. Pisent, G. Turchetti, S. Rambaldi, and A. Bazzani. HALODYN: A 3D Poisson-Vlasov Solver Code to Simulate the Space Charge Effects in the High Intensity TRASCO Linac. In *Proc. 2002 Linear Accelerator Conference, Gyeongju, Korea*, pages 653–655, 2002.
- [137] S. Yaramishev et al. Development of the Versatile Multiparticle Code DYNAMION. *Nucl. Instr. and Methods*, *90*, 558(1), 2005.
- [138] R. Duperrier. Toutatis: A Radio Frequency Quadrupole Code. *Phys. Rev. STAB*, *124201*, **3**, 2000.
- [139] A. Franchi, W. Bayer, G. Franchetti, L. Groening, I. Hofmann, A. Orzhekhovskaya, S. Yaramishev, X. Yin, A. Sauer, R. Tiede, G. Clemente, R. Duperrier, D. Uriot, G. Bellodi, F. Gerigk, A. Lombardi, and T. Mütze. Linac Code Benchmarking for the Unilac Experiment. In *Proc. 2006 Linear Accelerator Conference, Knoxville, Tn, USA*, pages 460–462, 2006.

- [140] J.H. Billen. Technical Report LA-UR-98-4478, LANL, 2001.
- [141] R. Duperrier et al. In *Proc. 2002 ICCS*, 2002.
- [142] The European Roadmap for Developing ADS for Nuclear Waste Incineration. Technical Report ISBN 88-8286-008-6, ENEA, 2001.
- [143] R. Klapisch. Accelerator Systems: An Application of Proton Accelerators to Nuclear Power Industry. *Europhysics News*, **31**,6, 2000.
- [144] H. Conde. Introduction to ADS for Waste Incineration and Energy Production. In *Proc. 2001 NuPECC-Workshop on the Impact of Nuclear Science on Life Science*, 2001.
- [145] P. Pierini. The Accelerator Activities of the EUROTRANS Programme. In *Proc. 2007 Asian Particle Accelerator Conference APAC*, 2007.
- [146] J.L. Biarrotte, S. Bousson, T. Junquera, A.C. Mueller, and A. Olivier. A Reference Scheme for ADS Applications. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Research A*, **562**:656–661, 2006.
- [147] J. L. Biarrotte et al. Beam Dynamics Studies for the Fault Tolerance Assessment of the PDS-XADS-Linac Design. In *Proc. 2004 European Particle Accelerator Conference, Lucerne, Schweiz*, pages 1282–1284, 2004.
- [148] C. Zhang, M. Busch, H. Klein, H. Podlech, and U. Ratzinger. Conceptual Studies of the EUROTRANS Front End. In *Proc. 2007 Particle Accelerator Conference, Albuquerque, NM, USA*, pages 3274–3276, 2007.
- [149] U. Schumacher. *Fusionsforschung*. Wissenschaftliche Buchgesellschaft Darmstadt, 1993.
- [150] IFMIF Comprehensive Design Report. Technical report, IFMIF International Team, International Energy Agency, 2004.
- [151] J.E. Leis et al. Report on the International Fusion Irradiation Facility. In *IEA Workshop*, 1989.
- [152] R. Ferdinand. Room Temperature Structure Development for High Current Applications. In *Proc. 2007 Particle Accelerator Conference PAC, Albuquerque, NM, USA*, pages 2564–2568, 2007.
- [153] A. Sauer. *Untersuchungen zur Teilchendynamik in Hochstromionenlinearbeschleunigern für leichte Ionen*. PhD thesis, Universität Frankfurt, Germany, 2003.

-
- [154] H. Podlech, A. Bechtold, H. Liebermann, M. Busch, G. Clemente, H. Klein, R. Tiede, U. Ratzinger, and C. Zhang. Development of Room Temperature and Superconducting CH-Structures for High Power Applications. In *Workshop on the Utilization and Reliability of High Power Proton Accelerators, HPPA5, Mol, Belgium*, pages 115–124, 2007.
- [155] H. Podlech, H. Liebermann, M. Busch, H. Klein, R. Tiede, U. Ratzinger, and A. Sauer. The Superconducting Linac Approach for IFMIF. In *Proc. 2007 Particle Accelerator Conference PAC, Albuquerque, NM, USA*, pages 1434–1436, 2007.
- [156] H. Podlech, A. Bechtold, M. Busch, H. Klein, R. Tiede, U. Ratzinger, and C. Zhang. A Superconducting CH-Linac for IFMIF. In *Proc. 2008 European Particle Accelerator Conference, Genua, Italien*, pages 3548–3550, 2008.
- [157] C. Zhang. PhD thesis, Universität Frankfurt, Germany, in Vorbereitung (2009).
- [158] C. Zhang, M. Busch, H. Klein, H. Podlech, R. Tiede, and U. Ratzinger. KONUS Dynamics and H-Mode DTL-Structures for EUROTRANS and IFMIF. In *Proc. 2008 European Particle Accelerator Conference, Genua, Italien*, pages 3239–3241, 2008.
- [159] FAIR Baseline Technical Report. Technical report, GSI Darmstadt, 2006.
- [160] L. Groening, W. Barth, L. Dahl, W. Vinzenz, S. Yaramishev, G. Clemente, R. Tiede, U. Ratzinger, and A. Schempp. The 70 MeV Proton Linac for the Facility for Antiproton and Ion Research FAIR. In *Proc. 2006 Linear Accelerator Conference, Knoxville, Tn, USA*, pages 186–188, 2006.
- [161] An International Facility for Beams of Ions and Antiprotons, Conceptual Design Report. Technical report, GSI Darmstadt, 2001.
- [162] F. Naito. The JAERI/KEK Joint Project and its Performance. In *Proc. 2002 Linear Accelerator Conference, Gyeongju, Korea*, pages 564–568, 2002.
- [163] W. Barth, L. Dahl, L. Groening, S. Yaramishev, and U. Ratzinger. Long Term Perspective for the UNILAC as a High Current Heavy Ion Injector for the FAIR-Accelerator Complex. In *Proc. 2006 Linear Accelerator Conference, Knoxville, TN, USA*, pages 180–182, 2006.
- [164] L. Groening, W. Barth, L. Dahl, R. Hollinger, P. Spädtke, W. Vinzenz, S. Yaramishev, G. Clemente, B. Hofmann, Z. Li, R. Tiede, U. Ratzinger, and A. Schempp. A Dedicated 70 MeV Proton Linac for the Antiproton Physics Program of the Future Facility for Antiproton and Ion Research (FAIR) at Darmstadt. In *Proc. 2004 Linear Accelerator Conference, Lübeck, Germany*, pages 42–44, 2004.

Literaturverzeichnis

- [165] U. Ratzinger, R. Tiede, H. Podlech, G. Clemente, B. Hofmann, A. Schempp, L. Groening, W. Barth, S. Yaramishev, Z. Li, and S. Minaev. The 70 MeV p-Linac Design for FAIR. *AIP Proceedings*, 249-253, 773, 2004.