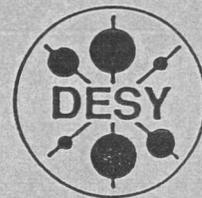




\*X1998-00737\*

# DEUTSCHES ELEKTRONEN-SYNCHROTRON



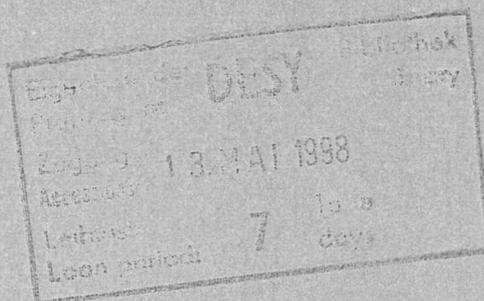
DESY-THESIS-1998-006

April 1998

## Untersuchungen an den Leistungseinkopplern für die TESLA-Resonatoren

von

L. Lilje



ISSN 1435-8085

NOTKESTRASSE 85 - 22603 HAMBURG

DESY behält sich alle Rechte für den Fall der Schutzrechtserteilung und für die wirtschaftliche Verwertung der in diesem Bericht enthaltenen Informationen vor.

DESY reserves all rights for commercial use of information included in this report, especially in case of filing application for or grant of patents.

To be sure that your reports and preprints are promptly included in the  
HEP literature database  
send them to (if possible by air mail):

DESY  
Zentralbibliothek  
Notkestraße 85  
22603 Hamburg  
Germany

DESY  
Bibliothek  
Platanenallee 6  
15738 Zeuthen  
Germany

Untersuchungen an den  
Leistungseinkopplern  
für die TESLA-Resonatoren

Diplomarbeit  
des Fachbereichs Physik  
der Universität Hamburg

vorgelegt von  
Lutz Lilje ✓

Hamburg

1998



## **Investigations on power couplers for the TESLA cavities**

High frequency power couplers for the superconducting cavities of the TESLA accelerator are studied in this work. Numerical simulations on their high-frequency and heat conduction behaviour are presented. Measurements on different coupler types have been done, which are summarized and compared with simulation. The detection of single-cavity-quenches in a group of 8 cavities which are supplied with RF power by a single klystron has been investigated and a scheme for a quench detection algorithm is proposed.

## **Untersuchungen an den Leistungseinkopplern für die TESLA-Resonatoren**

Für die Hochfrequenzeinkoppler an den supraleitenden Hohlraumresonatoren des TESLA Projektes werden Hochfrequenz- und Wärmeleitungssimulationen vorgestellt. Meßergebnisse an den verschiedenen Entwürfen werden präsentiert und diskutiert. Am System Koppler-Resonator werden Messungen bei thermischen Zusammenbrüchen gemacht und ein Algorithmus zur Detektion von Zusammenbrüchen einzelner Resonatoren in einem System von 8 gemeinsam geregelten Kavitäten beschrieben.



# Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	iii
Tabellenverzeichnis	x
Einleitung	1
<b>1 Theorie</b>	<b>3</b>
1.1 Theoretische Grundlagen der Hochfrequenzeinkopplung	3
1.2 Theoretische Grundlagen des Multipacting	14
1.2.1 Ursachen für die primäre Elektronenemission	15
1.2.2 Resonante Vervielfachung der Elektronen	16
1.2.3 Numerische Simulationen	19
<b>2 Leistungseinkoppler für die TESLA-Resonatoren</b>	<b>23</b>
2.1 Anforderungen	23
2.1.1 Hochfrequenz	23
2.1.2 Wärmelast	25
2.1.3 Mechanik	30
2.2 Die verschiedenen Koppler-Entwürfe	31
2.2.1 FERMILAB-Koppler	31
2.2.2 DESY I-Koppler	31
2.2.3 DESY II-Koppler	33
2.2.4 DESY III-Koppler	37
2.3 Der Hochleistungs-Einkoppler für den vertikalen Resonatorteststand	45
2.3.1 Anwendung des Hochleistungs-Einkopplers	45
2.3.2 Anforderungen	45
2.3.3 Simulationen	46

<b>3</b>	<b>Messungen an den Leistungseinkopplern für die TESLA-Resonatoren</b>	<b>49</b>
3.1	Kopplerkonditionierung	49
3.1.1	Sensoren	49
3.1.2	Verfahren bei der Kopplerkonditionierung	50
3.2	Teststände	52
3.2.1	Kopplerteststand	52
3.2.2	Modul und CHECHIA	54
3.3	Ergebnisse	55
3.3.1	FERMILAB-Koppler	56
3.3.2	DESY I-Koppler	57
3.3.3	DESY II-Prototypkoppler	57
3.3.4	Schlußfolgerungen aus den Tests am Leistungskoppler DESY II	59
<b>4</b>	<b>Messungen am System Koppler-Resonator</b>	<b>65</b>
4.1	Nachweis von Quenchen der Resonatoren im Kryomodul	65
4.2	Messungen am Kryomodul der TTF	66
4.2.1	Auswertung der Hochfrequenzsignale	66
4.2.2	Auswertung der kryogenischen Messungen	69
4.3	Ein Verfahren zur Detektion von thermischen Zusammenbrüchen	71
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>73</b>
<b>A</b>	<b>Zeichnungen der Leistungskoppler</b>	<b>75</b>
<b>B</b>	<b>Überblick über die verschiedenen Kopplerdesigns</b>	<b>81</b>
<b>C</b>	<b>Ein Algorithmus zur Quencherkennung</b>	<b>84</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>86</b>

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Ersatzschaltbild für das System Generator-Koppler-Resonator.	4
1.2	Aufgespaltenes Ersatzschaltbild für das System Generator-Koppler-Resonator. Teilbild a) beschreibt das System aus Sicht des Generators, der aufgrund des Zirkulators immer eine richtig angepaßte Leitung sieht. Teilbild b) beschreibt das System aus der Sicht des Resonators. Teilbild c) beschreibt auch noch den Teilchenstrahl. Hier wurde $Z_w$ als reeller Widerstand betrachtet und mit der Impedanz des Resonators zusammengefaßt.	4
1.3	Einfallende und reflektierte Leistung für verschiedene Koppel-faktoren für den Fall ohne Strahlbelastung. a) Anpassung. b) Unterkoppelung. c) Überkoppelung. . . . .	10
1.4	Verlauf des TESLA HF-Pulses und der im Resonator gespeicherten Energie. Zu sehen sind die Zeitabschnitte, in denen der Resonator gefüllt wird, der Strahl den Resonator durchquert und das Feld im Resonator abgebaut wird. Dabei ist die zusätzliche Leistung für die Lorentzkraftverstimmung berücksichtigt. . . . .	11
1.5	Spannungsvektoren im Fall des gestimmten Resonators für a) kein Zurücknehmen der Leistung. b) Simulation des Strahles durch Zurücknehmen der Leistung. c) Resonator mit Strahl. .	13
1.6	Typische Bahnkurven für resonante Elektronentrajektorien. $t_0$ ist der Auslösezeitpunkt. Gezeigt wird links einseitiges Multipacting erster Ordnung. Rechts ist zweiseitiges Multipacting erster Ordnung zu sehen. . . . .	14
1.7	Der Sekundäremissionselektronenkoeffizient $k_{em}$ für Aluminiumoxid und Kupfer. Beim hohen $k_{em}$ der Fensterkeramiken wird deutlich, daß diese nicht unbehandelt eingebaut werden sollten. Eine Beschichtung mit Titannitrid oder auch Titan kann $k_{em}$ stark herabsetzen, so daß dies bei den Kopplerfenstern standardmäßig getan wird [Hil]. . . . .	17

1.8	Typisches Energiespektrum der sekundären Elektronen aus Aluminium bei einer Primärteilchenenergie von 175 eV nach [Hat66]. . . . .	17
1.9	Simulationsergebnisse von [YO97b]. Aufgetragen ist die Funktion $\epsilon_{20}$ als Logarithmus zur Basis 10 über der angelgten Hochspannung und der vorlaufenden Leistung. Die schwarze Linie zeigt $\epsilon_{20} = 1$ an. Die dunklen Gebiete bedeuten einen hohe Zahl Sekundärelektronen und damit eine hohe Multipactingwahrscheinlichkeit. Die hier betrachtete Geometrie entspricht dem kalten Teil des Fermilab- bzw. DESY I - Kopplers mit 50 Ohm und 40 mm Außenleiterdurchmesser. . . . .	22
2.1	Wärmestrom durch eine Fläche A. . . . .	25
2.2	Wärmeverteilung auf dem Innenleiter des DESY II-Koppler zwischen 70 K und 300 K. Es werden die Randbedingungen für die Lösung der Wärmeleitungsgleichung gezeigt. Der Innenleiter kann in drei Bereiche eingeteilt werden. Es handelt sich um zwei Rohrstücke und einen Faltenbalg. . . . .	26
2.3	Temperaturverteilung auf dem Innenleiter (links) und dem Außenleiter (rechts) für eine Kupferschichtdicke von $d_{innen} = 30\mu m$ bzw. $d_{außen} = 10\mu m$ . Zu erkennen ist, daß der Innenleiter am Übergang zwischen Rohr und Faltenbalg eine Temperatur von 60 Grad Celsius erreicht. Wollte man eine solche Überhöhung verhindern, so müßte die Kupferschicht wesentlich dicker sein ( $d > 100\mu m$ ) [Sch98b] [Dwe98]. Der Faltenbalg zwischen den Rohren hemmt durch seine geringe Querschnittsfläche den Wärmefluß. . . . .	29
2.4	Temperaturverteilung auf dem Außenleiter für eine Kupferschichtdicke von $d = 10\mu m$ . . . . .	29
2.5	Die "Türknaufanpassung" zwischen Wellenleiter und Koaxialantenne des FERMILAB- und des DESY II-Kopplers. Dies ist auch ein Beispiel für die dreidimensionale Eingabe der Kopplergeometrie in das Simulationsprogramm HFSS. Zu beachten ist hier, daß die Symmetrie erlaubt, nur ein halbes Fenster zu rechnen, wenn die Querschnittsfläche die Randbedingung erfüllt, daß das Magnetfeld senkrecht zu dieser Fläche steht ( $\vec{n} \times \vec{B} = \vec{0}$ , $\vec{n}$ der Normalenvektor der Fläche). . . . .	32

- 2.6 Darstellung der zylindrischen Keramiken am Beispiel des Kopplers DESY III. Die Keramiken (rechts) werden an zwei Kupferringen im Wellenleiter festgelötet (links). Der Koppler ist in dieser Darstellung in der Mitte aufgeschnitten. Beim Koppler DESY I ist die Wellenleiterhöhe niedriger und die Anpassung wird nicht durch Blenden an den Seiten wie hier gezeigt, sondern durch Metallstäbe im Wellenleiter erreicht. . . . . 33
- 2.7 Ursache für Funkenüberschläge. Gezeigt werden Feldverteilungen die mit MAFIA-Rechnungen bestimmt wurden. Die leitfähigen Körper des Kupferrings und der Metallisierung sind schwarz gekennzeichnet. Das Dielektrikum ist durch die schwarze Linie begrenzt. Links von der Keramik befindet sich das Vakuum des Kopplers, während sich rechts der Wellenleiter, der mit Luft und einem Druck von 1 bar befüllt ist, befindet. Dunkle Gebiete bezeichnen Regionen hoher Feldstärken. Im linken Teilbild ist deutlich die Erhöhung des Feldes an der Luftseite der Metallisierung der Keramik zu erkennen. Dies führte zu Überschlägen. Rechts wird die verbesserte Keramik gezeigt. Die eingefräste Nut führt zum Einschluß des Feldes in der Keramik. . . . . 34
- 2.8 Die neue Version der Keramiken. An den Querschnitten sind gut die zusätzlichen Keramiküberlappungen zu erkennen. Diese ermöglichen ein besseres Verdecken des Lotes und der Metallisierung am Übergang zwischen dem Haltering aus Kupfer und der Keramik. Zusätzlich werden Feldüberhöhungen stärker in der Keramik gebunden. In der Mitte ist ein Querschnitt durch die 6mm dicke DESY III-Keramik für das 300 K-Fenster zu sehen. Unten ist die auf 4mm eingeschnürte DESY I-Keramik zu sehen. Siehe auch Abb. 2.7 . . . . . 34
- 2.9 Neue Antennenspitze für DESY II und DESY III. Eine bessere Ankopplung wird im wesentlichen durch eine größere Fläche am Antennenende erreicht. Zusätzlich wurde auch die Spitze um 1 mm zur Strahlrohrmitte hin verlängert. . . . . 35

2.10	Durch die Pumplöcher auf dem Innenleiter besteht die Möglichkeit das Hochfrequenzleistung in den Bereich zwischen Innenleiter und Abstimmstange einkoppelt. Dieser Bereich verhält sich wie ein Koaxialeiter. Um zu verhindern, daß auf diese Weise zusätzliche Leistung als Wärme dissipiert wird, werden Metallfedern auf die Abstimmstange geschoben, bevor die Stange in den Koppler eingebaut wird. Der Kurzschluß verkleinert den Hohlraum, so daß die dadurch erhöhte Resonanzfrequenz nicht mehr angeregt werden kann. Zusätzlich wurde die Position der Pumplöcher verändert, die sich vorher im Stehwellenmaximum befanden. . . . .	36
2.11	Schematische Darstellung eines Hochfrequenznetzes mit Generator-Koppler-Resonator. $a_i$ entspricht der einlaufenden Welle an Kopplereingang $i$ . $b_i$ stellt die dort auslaufende Welle dar. .	38
2.12	Entwurf des neuen warmen Keramikfensters (grau) im Querschnitt. Links der Entwurf ohne Konus am Wellenleiter-Koaxialleiter-Übergang, rechts mit Konus. . . . .	39
2.13	S-Parameterfeld für den Entwurf ohne Konus. Der Imaginärteil des komplexen $S_{11}$ -Parameters ist hier über dem Realteil aufgetragen. Hier entspricht der Abstand des Punktes vom Ursprung der Amplitude der reflektierten Welle und der Winkel zur x-Achse deren Phase relativ zur vorlaufenden Welle. Die Abhängigkeit von $l_k$ ist hier nicht gezeigt. Siehe auch Abb. 2.14. . . . .	40
2.14	S-Parameterfeld für den Entwurf mit konischem Wellenleiter-Koaxialübergang. Man kann sehr gut erkennen, daß eine Wellenleiterhöhe von 65 mm mit entsprechend großem Konus von 17 mm realisiert werden kann. Angegeben sind diesmal zusätzlich die Kurzschlußlängen. Die Keramikdicke betrug jeweils 6 mm. . . . .	41
2.15	Frequenzdurchlaßverhalten für Fensterentwurf mit Konus. Der Durchlaßbereich mit weniger als 1 % Leistungsreflexion, d.h. $ S_{11}  < 0.1$ , beträgt $1,3 \text{ GHz} \pm 50 \text{ MHz}$ . . . . .	42
2.16	Entwurf und Abmessungen für das neue Fenster am Wellenleiter-Koaxialleiterübergang des Kopplers DESY III. . . . .	44
2.17	Der neue Entwurf für den HPP-Koppler. In den Simulationen werden der Abstand zwischen Antennenspitze und Wellenleiterboden $h_t$ und der Abstand zwischen Antenne und dem Kurzschluß am Endes des Wellenleiters $l_k$ . . . . .	46

2.18	S-Parameterfeld für den neuen HPP-Koppler. Es wurde eine Darstellung für die $S_{11}$ -Parameter gewählt, bei der diese in einer komplexen Ebenen gezeigt werden. Hier bedeutet der Abstand des Punktes vom Ursprung die Amplitude der reflektierten Welle und der Winkel zur x-Achse deren Phase relativ zur vorlaufenden Welle. Zu erkennen ist, daß die mechanischen Toleranzen für die Kurzschlußlänge im Bereich von $l_k = 39 \pm 2\text{mm}$ liegen. Entlang der Linien ändert sich der Abstand der Gitterpunkte bei der Simulation. . . . .	47
2.19	Das Frequenzverhalten des HPP-Kopplers. Im Bereich von 1,2 - 1,4 GHz wird weniger als 1 % der Leistung reflektiert. . . . .	48
3.1	Konditionierung eines Leistungskopplers. Im oberen Teilbild sind die beiden Vakuumwerte des warmen (Kreise) und des kalten Teils (Kreuze) des Kopplers über der einlaufenden Leistung aufgetragen. Im unteren Teilbild ist eines der Photomultipliersignale dargestellt. Bei 700 - 800 kW ist ein breites Multipactingband zu erkennen. . . . .	51
3.2	Als Folge von langem Konditionieren kann man sehen, wie sich die Bereiche der Leistungen mit Multipacting-Bändern verkleinern und schließlich ganz verschwinden. Es werden die gleichen Sensorsignale wie oben nach etwa 6 Stunden Konditionieren dargestellt. . . . .	51
3.3	Der Kopplerteststand der TTF. Die Sensorpositionen sind durch die Linien markiert. Die Leistungen werden mit einem bidirektionalen Koppler vor und hinter dem Teststand gemessen. . . . .	53
3.4	Ergebnisse aus dem Test- und Modulbetrieb für den warmen Teil des FERMILAB-Kopplers (62 mm, 50 $\Omega$ ) im Vergleich mit den von Simulationen vorhergesagten Multipacting-Bändern. Die Grafik zeigt Multipacting-Bänder, die mit mindestens einem Sensor gesehen wurden. Die Zahlen im Diagramm geben die Ordnung des berechneten Multipactings an. Dabei handelt es sich um 1-Punkt-Multipacting-Prozesse. SW steht für den Stehwellen - und TW für den Wanderwellenfall. Die Felder mit den Strichen von oben links nach unten rechts entsprechen den vorhergesagten breiten Multipacting-Bereichen am konischen Keramikfenster dieses Kopplers. Im Wanderwellenfall sieht man deutlich das durch das konische Keramikfenster verursachte Multipacting-Band. . . . .	60
3.5	Ergebnisse aus dem Test- und Modulbetrieb für den kalten Teil des FERMILAB-Kopplers (40 mm, 50 $\Omega$ ). . . . .	60

3.6	Ergebnisse aus dem Test- und Modulbetrieb für den warmen Teil des DESY I- Kopplers (40 mm, 50 $\Omega$ ). Im Wanderwellenfall können die Multipacting-Bänder 3. und 4. Ordnung identifiziert werden. . . . .	61
3.7	Ergebnisse aus dem Test- und Modulbetrieb für den kalten Teil des DESY I- Kopplers (40 mm, 50 $\Omega$ ). Hier herrscht eine gute Übereinstimmung zwischen den Vorhersagen der Simulationen und den Messungen. . . . .	61
3.8	Ergebnisse aus dem Testbetrieb für den warmen Teil des DESY II- Kopplers (62 mm, 50 $\Omega$ ). Es ist hierbei der hohe Reflexionskoeffizient $R \approx 0.5$ zu beachten. Die beobachteten Multipacting-Bänder entsprechen wahrscheinlich den Ordnungen 5, 6 und 7. . . . .	62
3.9	Ergebnisse aus dem Testbetrieb für den kalten Teil des DESY II- Kopplers (40 mm, 70 $\Omega$ ). Es liegt eine gute Übereinstimmung bei Multipacting der Ordnungen 2, 3 und 4 im Wanderwellenfall vor. . . . .	62
3.10	Ergebnisse für den DESY II Prototypen bei verschiedenen Hochspannungen. Die Reihenfolge ist chronologisch angegeben. Die schwarzen Balken stellen Leistungsbereiche dar, in denen ein Sensor Signale registriert, die auf Multipacting hindeuten. Die leichte Verschiebung der Balken dient der besseren Übersichtlichkeit. . . . .	63
3.11	Vergleich der Vorhersage der Simulationen mit den Messungen für verschiedene Hochspannungen $V_{bias}$ . Die schwarzen (grauen) Balken stellen Leistungsbereiche dar, in denen ein Sensor im kalten (warmen) Teil Signale registriert, die auf Multipacting hindeuten. Die leichte Verschiebung der Balken dient der besseren Übersichtlichkeit. Die Parabeln geben das niedrigste Leistungsniveau an, ab dem nach den Simulationen Multipacting erwartet wird. Sie sind für die Abmessungen des kalten (40 mm, 70 $\Omega$ ) und warmen (62 mm, 50 $\Omega$ ) Teils und unterschiedliche Reflexionskoeffizienten berechnet. . . . .	64

4.1	Die Feldstärken von fünf Resonatoren mit ihren Amplituden sind rechts zu sehen. Dazu wird links die Vektorsumme gezeigt. Die Messung wurde ohne Strahl durchgeführt. Die vorlaufende Leistung wurde während des Feldstärkeplateaus auf ein Viertel reduziert. Die Vektorsumme bleibt trotz des Quench in zwei der Resonatoren konstant, da die besseren Kavitäten den geringeren Beschleunigungsgradienten ausgleichen können. Der Quench ist deutlich am Einbruch des Feldes zum Ende des Pulses zu erkennen. . . . .	66
4.2	Einzelgradienten der Resonatoren ohne Quench und im Quench des Resonators 8. Im stabilen Betrieb (links) ist auch eine kleine Steigung oder ein kleiner Abfall auf dem Plateau der Feldstärke zu sehen. Der Quench in Resonator 8 (rechts) tritt aber deutlich durch den Feldabfall am Ende des Pulses hervor. . . . .	67
4.3	Die Differenzen der Beschleunigungsgradienten während des Plateaus. Dabei wurde einfach $\Delta E_{acc} = E_{acc}(t_{begin}) - E_{acc}(t_{end})$ berechnet. Der Quench in Resonator 8 wird in beiden Messreihen deutlich angezeigt durch den gütebedingten Feldabfall am Ende des Pulses. . . . .	68
4.4	Die Verstimmung der Resonatoren. Die größere Verstimmung des Resonators 8 deutet in beiden Messungen den Quench an. Die Schwankungen machen es aber sehr schwer die Verstimmung zur Erkennung von thermischen Zusammenbrüchen zu nutzen. . . . .	68
4.5	Die belastete Güte. Am Ende des Pulses ist die unbelastete Güte $Q_0$ so niedrig, daß sie trotz der starken Überkopplung einen signifikanten Anteil an der belasteten Güte $Q_L$ ausmacht. Wiederum ist der Quench in Resonator 8 in beiden Messungen deutlich zu erkennen. . . . .	69
4.6	Heliumfüllstand und Heliumdruck im Kryomodul. Beide Signale zeigen an, daß Resonatoren thermisch zusammenbrechen und die Wärmeleistung, die zur Kühlung nötig ist ansteigt. Allerdings wird bei der rechten Kennlinienmessung deutlich, wie unterschiedlich die Zeitkonstanten der Heliumanlage sind (mehrere Minuten). Das Durchschwingen des Heliumdruckes aufgrund einer vorhergehenden Messung macht den Nachweis des Quenches schwierig. . . . .	70

4.7 Ein Konditionierungsereignis. Das Feld in Resonator 3 bricht kurz nach 530 Mikrosekunden des HF-Pulses ein. Im Gegensatz zu den anderen Resonatoren ist das Feld innerhalb von Bruchteilen einer Mikrosekunde verschwunden. Die anderen Kavitäten zeigen den normalen Feldabfall nach Ende des Pulses. Der Überlastschutz des Klystrons begrenzte die Pulslänge innerhalb von wenigen Mikrosekunden, so daß keine 1,3 Millisekunden Pulslänge erreicht wurden. . . . . 72

- A.1 FERMILAB-Koppler . . . . . 76
- A.2 DESY I-Koppler . . . . . 77
- A.3 DESY II-Koppler . . . . . 78
- A.4 DESY III-Koppler . . . . . 79

# Tabellenverzeichnis

1.1	Designwerte für TESLA-Resonatoren nach [BMRW97]. . . . .	7
2.1	Anforderungen der Hochfrequenz an den TESLA - Hochleistungs- koppler. . . . .	24
2.2	Maximale Wärmelast, die durch den TESLA-Hochleistungs- koppler verursacht werden sollte nach [Edw95] im Vergleich mit den Wärmeleitungssimulationen für den Koppler DESY II [Sch98b]. . . . .	25
2.3	S-Parameter für den neuen Fensterentwurf des TESLA - Ein- kopplers . . . . .	38
B.1	Übersicht der Materialien und Behandlungen bei den verschie- denen Kopplern. . . . .	83
C.1	Blockschema für die Quenchedetektion . . . . .	85



# Einleitung

Supraleitende Kavitäten aus Niob sind für den Betrieb von Teilchenbeschleunigern mittlerweile zu Standardkomponenten geworden. Durch sie wird ein besonders hoher Strahlstrom ermöglicht, da die in der Oberfläche dissipierten Leistungen gering sind, und so die bereitgestellten Hochfrequenzleistungen fast vollständig an den Strahl abgegeben werden können. Die hohe Güte und geringen Wandverluste ermöglichen auch die Verwendung von Strukturen mit großer Apertur und relativ niedriger Frequenz, was außerdem lange Pulse bei niedriger Hochfrequenz-Spitzenleistung erlaubt. Gleichzeitig ist die Wechselwirkung der Resonatoren mit dem Strahl aufgrund der größeren Abmessungen geringer, so daß die Toleranzen bei der Ausrichtung der Strukturen gegenüber denen von normalleitenden Anlagen nicht so scharf sind.

Die Anwendungsgebiete solcher Hochstrombeschleuniger sind vielfältig. In sogenannten B-Mesonen Fabriken werden hohe Elektronen- bzw. Positronenströme und eine hohe Luminosität für eine genaue Untersuchung der CP-Verletzung benötigt. Weiterhin gibt es die Idee, hohe Protonenstrahlintensitäten zu benutzen, um nuklearen Abfall unschädlich zu machen oder Thorium in einem Energieverstärker zu spalten. Ein linearer Elektron-Positron Beschleuniger bei einer Schwerpunktenenergie von 0,5 TeV ist eine weitere Anwendungsmöglichkeit.

Verschiedene Ideen zur Realisierung eines Linearbeschleunigers im TeV-Bereich werden in [Rb95] beschrieben. Die TESLA-Studie<sup>1</sup> beschreibt ein Projekt, bei dem der Teilchenstrahl aus Elektronen bzw. Positronen mit Hilfe von supraleitenden Niobresonatoren beschleunigt werden soll. Dazu wird in den Resonatoren ein hochfrequentes elektromagnetisches Wechselfeld mit 1,3 GHz angeregt, dem die zu beschleunigenden Teilchen bei einem Durchgang durch die Struktur Energie entziehen können. Zur Zeit werden an der TESLA-Test-Facility (TTF) am Deutschen-Elektronen-Synchrotron (DESY) Erfahrungen gesammelt, die für die Realisierung von TESLA nötig sind. Zum Beispiel werden verschiedene Methoden der Resonatorherstellung und -behandlung untersucht. Eine Beschreibung der TTF und ihrer Ziele findet man in [Edw95].

---

<sup>1</sup>TESLA steht für "TeV Energy Superconducting Linear Accelerator". Siehe hierzu [BMRW97].

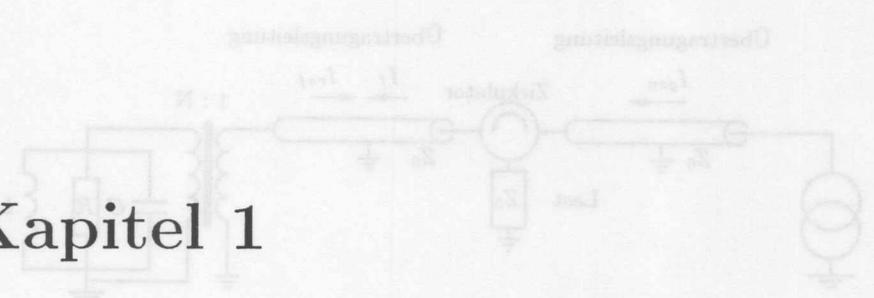
Eine der technischen Herausforderungen ist die Einkopplung der Hochfrequenz in den Resonator. Bei [Cha95] findet man eine ausführliche Zusammenfassung des Entwicklungsstandes von Hochfrequenzeinkopplern in den verschiedenen Labors. In dieser Arbeit soll nun besonders auf die TESLA-Einkoppler eingegangen werden.

Anforderungen aus den verschiedensten Bereichen müssen erfüllt werden. Es gilt sehr hohe Leistungen in der Größenordnung von mehreren hundert Kilowatt mit minimaler Reflexion zu übertragen, ohne daß es zu Entladungen im Koppler kommt, die eine Beschädigung von Bauteilen zur Folge hätten. Dabei muß aber das Strahlvakuum in den Resonatoren von der Umgebungsluft getrennt werden. Der Einbau von Fenstern aus Keramik ist also unvermeidbar. Ebenso muß der Wärmefluß vom Koppler auf das 2 K Temperaturniveau der Resonatoren minimiert werden, um die Kosten für die Kühlung gering zu halten. Eine weitere wesentliche Eigenschaft ist die Abstimbarkeit des Kopplers über einen weiten Bereich externer Güten, so daß die Anpassung an den Strahlstrom und das maximale Feld bei vorgegebener Füllzeit des Resonators möglich ist.

Für den Entwurf von Hochfrequenzbauteilen ist die Simulation ihres Verhaltens unerlässlich, da nur so eine kostengünstige Entwicklung möglich ist. Dafür steht das Programm HFSS (High Frequency Structure Simulator) zur Verfügung, mit dem das Verhalten von passiven Strukturen unter dem Durchgang von Hochfrequenz berechnet werden kann. Es werden im folgenden einige Rechnungen vorgestellt.

Ebenso sind während der ersten Inbetriebnahme der TTF Messungen des Verhaltens der Koppler während des Strahlbetriebes gemacht worden. Diese ermöglichen Aussagen über die Existenz resonanter Elektronentrajektorien im Koppler, die dann mit den Vorhersagen aus Computersimulationen verglichen werden. Dieses Verhalten, das auch Multipacting genannt wird, limitiert Koppler oft bei hohen Hochfrequenzleistungen. Weitere Tests sind an einem Prototypen für eine neue Kopplergeneration gemacht worden. Dabei wurde insbesondere die Nützlichkeit einer Verzerrung von Multipacting-Trajektorien mittels einer Hochspannung zwischen Innen- und Außenleiter untersucht.

Schließlich sind dann noch Hochfrequenz(HF)-Messungen des Kryomoduls an thermischen Zusammenbrüchen einzelner Resonatoren durchgeführt worden. Die Limitierung im Beschleunigungsgradienten durch einen solchen Quench stellt ein Problem für den stabilen Betrieb der Maschine dar, da in diesem Fall zuviel HF-Leistung im Helium dissipiert wird. Um dies zu verhindern, wird nach möglichen schnellen Indikatoren gesucht, die als Warnsignale dienen können.



# Kapitel 1

## Theorie

### 1.1 Theoretische Grundlagen der Hochfrequenzeinkopplung

Die Einkopplung von elektromagnetischen Feldern in einen Hochfrequenzresonator kann durch das Ersatzschaltbild in Abbildung 1.1 beschrieben werden<sup>1</sup>. Die Wechselstromquelle ist ein Generator, z.B. ein Klystron. Der Wellenleiter wird in dem Schaltbild durch eine Übertragungsleitung mit der Impedanz  $Z_0$  dargestellt. Der Resonator kann als Parallelschwingkreis aufgefaßt werden, während der Koppler als Transformator mit dem Windungsverhältnis  $1 : N$  betrachtet wird.

Ein Zirkulator mit seinen nichtlinearen Eigenschaften kann in diesen Ersatzschaltbildern nur sehr eingeschränkt beschrieben werden. Dieses Gerät besitzt drei Eingänge und sorgt dafür, daß eine vom Generator einlaufende Welle in Richtung der Resonatoren abgegeben wird und eine von den Resonatoren einlaufende Welle an den Lastwiderstand abgegeben wird. Würde vom Lastwiderstand eine Welle zurückkommen, so würde sie sich in Richtung Generator ausbreiten. Mit dieser Technik kann das Klystron vor hohen von den Resonatoren reflektierten Leistungen geschützt werden.

Sinnvoll ist es daher, sich den Ersatzschaltkreis aus verschiedenen Perspektiven anzusehen. Für den Generator zum Beispiel bewirkt der Zirkulator, daß der Generator immer richtig an den Wellenleiter angepaßt ist, d.h. die gleiche Impedanz  $Z_0$  sieht (Teilbild 1.2 a). Es wird zum Klystron keine Leistung zurückreflektiert. Andernfalls drohen Beschädigungen aufgrund von Feldüberhöhungen durch Stehwellen.

<sup>1</sup>Detailliertere Darstellungen findet man zum Beispiel in allgemeiner Literatur zu Elektro- und Mikrowellentechnik: [Jac82], [ZB87], [Vel87] und [CER92]. Über supraleitende Hochfrequenztechnik findet man etwas in [Tur89], [Pro92], [Sun93], [Bon95], [Pal97]. Supraleitung wird in [Buc93],[TT90] und [MWS96] diskutiert.

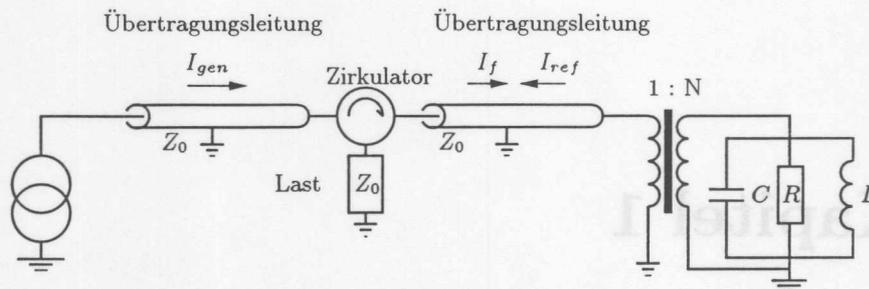


Abbildung 1.1: Ersatzschaltbild für das System Generator-Koppler-Resonator.

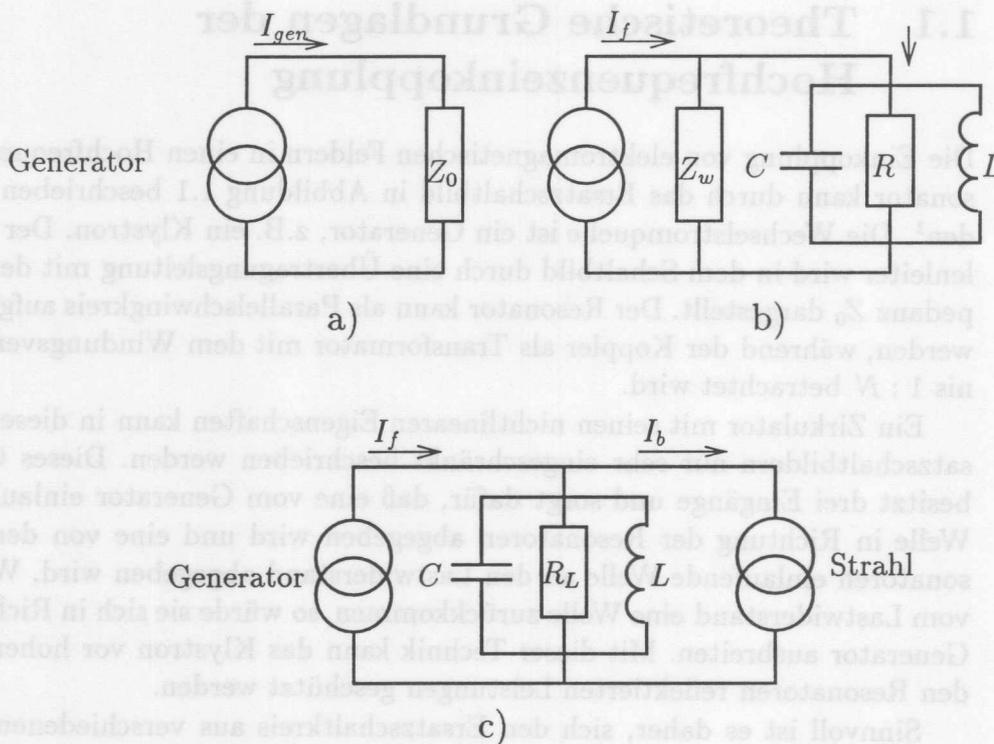


Abbildung 1.2: Aufgespaltenes Ersatzschaltbild für das System Generator-Koppler-Resonator. Teilbild a) beschreibt das System aus Sicht des Generators, der aufgrund des Zirkulators immer eine richtig angepaßte Leitung sieht. Teilbild b) beschreibt das System aus der Sicht des Resonators. Teilbild c) beschreibt auch noch den Teilchenstrahl. Hier wurde  $Z_w$  als reeller Widerstand betrachtet und mit der Impedanz des Resonators zusammengefaßt.

Weiterhin bewirkt der Zirkulator, daß der Resonator eine Impedanz  $Z_w = N^2 Z_0$  sieht, die der durch den Koppler transformierten Wellenleiterimpedanz entspricht (Teilbild 1.2 b). Zu der in diesem Widerstand dissipierten Leistung gehören die im Koppler dissipierte Leistung, wie auch die durch Nichtanpassung reflektierte Leistung. Der Zirkulator bewirkt, daß die vom Resonator reflektierte Welle dort im Lastwiderstand dissipiert wird. Die Wellenleiterimpedanz kann dann in diesem Schaltbild als rein reell angenommen und daher mit in den Parallelwiderstand im Resonator eingerechnet werden. Der Strahl schließlich kann als ein zusätzlicher Strom eingeführt werden (Teilbild 1.2 c).

Im allgemeinen Fall wird die im Resonator gespeicherte Energie  $W$  durch die folgende Gleichung, die aus der Energieerhaltung folgt, beschrieben:

$$P_f = P_{diss} + P_{beam} + P_r + \frac{dW}{dt} \quad (1.1)$$

Dabei ist  $P_f$  die zum Resonator gesendete bzw. vorlaufende Leistung,  $P_{diss}$  die im Resonator dissipierte Leistung,  $P_r$  die reflektierte Leistung und  $P_{beam}$  die an den Strahl abgegebene Leistung. Die Leistungen können mit Hilfe der komplexen Spannungs- und Stromvektoren berechnet werden.

$$P_f = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left\{ \vec{V}_f \cdot \vec{I}_f^* \right\} \quad (1.2)$$

$$P_r = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left\{ \vec{V}_r \cdot \vec{I}_r^* \right\} \quad (1.3)$$

$$P_{cav} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left\{ \vec{V}_{cav} \cdot \vec{I}_{cav}^* \right\} \quad (1.4)$$

$$\text{mit } \vec{V}_{cav} = \vec{V}_f + \vec{V}_r \quad (1.5)$$

$$\text{und } \vec{I}_{cav} = \vec{I}_f + \vec{I}_r \quad (1.6)$$

Gleichungen 1.5 und 1.6 bedeuten nichts anderes, als daß die am Resonator anliegende Spannung sich aus einer Überlagerung einer vorlaufenden und einer reflektierte Welle ergibt [Kle92]. Ausgehend von der komplexen Impedanz  $Z$  mit  $\vec{V} = Z \cdot \vec{I}$  kann man den Phasenwinkel  $\varphi$  zwischen Spannung und Strom berechnen. Für den dargestellten in Abb. 1.1 c) dargestellten Schwingkreis ergibt sich aus Sicht der Kavität:

$$Z_{tot} = \frac{R_L}{1 + iR_L \left( \omega C - \frac{1}{\omega L} \right)} \quad (1.7)$$

$$= \frac{R_L}{1 + iQ_L \left( \frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right)} \quad (1.8)$$

$$Z_{tot} = \frac{R_L}{1 - i \tan \varphi} \quad (1.9)$$

$$\text{mit } \tan \varphi = Q_L \left( \frac{\omega_0}{\omega} - \frac{\omega}{\omega_0} \right) \quad (1.10)$$

$$\approx 2Q_L \frac{\Delta\omega}{\omega} \quad (1.11)$$

$$\text{und } \Delta\omega = \omega_0 - \omega. \quad (1.12)$$

Dabei ist  $Q_L = \omega_0 CR_L$  die belastete Güte,  $\omega_0 = \frac{1}{LC}$  die Resonanzfrequenz der Kavität und  $\omega$  die Betriebsfrequenz. Es wird noch eine weitere Definition der belasteten Güte benutzt. Der Gütefaktor  $Q_0$  für den Resonator wird auch als unbelastete Güte bezeichnet:

$$Q_0 = \frac{\omega W}{P_{diss}} \quad (1.13)$$

Für die Definition der Güte wird nur der Resonator ohne Strahlstrom betrachtet. Unter Vernachlässigung der Strahlleistung  $P_{beam}$  ergibt sich die belastete Güte und entsprechend für den gesamten Widerstand  $R_L$ :

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_{ext}} \quad (1.14)$$

$$\frac{1}{R_L} = \frac{1}{R} + \frac{1}{Z_w} \quad (1.15)$$

Dabei werden mit  $Q_{ext} = \frac{\omega U}{P_{ext}}$  alle nicht im Resonator auftretenden Verluste, wie z.B. die Auskopplung von Hochfrequenzwellen durch den Leistungskoppler beschrieben. Die Definition für den Kopplungsfaktor lautet:

$$\beta = \frac{Q_0}{Q_{ext}} = \frac{R}{Z_w} = \frac{R}{N^2 Z_0} \quad (1.16)$$

Damit gilt dann:

$$Q_L = \frac{Q_0}{(1 + \beta)} \quad (1.17)$$

Für den TESLA-Fall sollen nun einige Größen ausgerechnet werden. Zunächst betrachten wir die im Resonator gespeicherte Energie. Man betrachtet die dissipierte Leistung,

$$P_{diss} = \frac{V_{cav}^2}{\frac{R}{Q} Q_0} \quad (1.18)$$

wobei  $V_{cav}$  (oder auch  $V_{acc}$ ) der Beschleunigungsspannung im Resonator entspricht und  $\frac{R}{Q}$  dem Geometriefaktor der Kavität und berechnet unter Verwendung von Gleichung 1.13 sowie den in Tabelle 1.1 aufgeführten Designwerten

$\omega$	1.3 GHz $\times 2\pi$
$\frac{R}{Q}$	1036 Ohm
$E_{acc}$	25 MV/m
$Q_0$	$> 5 \cdot 10^9$
$Q_{ext}$	$3 \cdot 10^6$
$Q_L$	$3 \cdot 10^6$

Tabelle 1.1: Designwerte für TESLA-Resonatoren nach [BMRW97].

der TESLA-Resonatoren:

$$W = \frac{V_{cav}^2}{\omega \frac{R}{Q}} = 73.6 \quad J. \quad (1.19)$$

Im folgenden sollen nun die reflektierte und dissipierte Leistung in dem vorgestellten Modell (nach [Sch98a]) berechnet werden. Ausgehend von  $\vec{V}_{cav} = \vec{V}_f + \vec{V}_r$  (1.5) und  $\vec{I}_{cav} = \vec{I}_f + \vec{I}_r$  (1.6) soll nun das System auf der linken Seite des Kopplers betrachtet werden. Dazu muß die komplexe Impedanz des Resonators  $Z_{cav}$  entsprechend transformiert werden.

$$Z'_{cav} = \frac{1}{N^2} \frac{R}{1 - iR(\frac{1}{L\omega} - \omega C)} \quad (1.20)$$

$$= \frac{\beta Z_0}{1 - i(\beta + 1) \tan \varphi} \quad (1.21)$$

Die Stromstärken im Wellenleiter berechnen sich als

$$\vec{I}_{cav} = \frac{\vec{V}_f}{Z_0} - \frac{\vec{V}_r}{Z_0} \quad (1.22)$$

Mit Gleichung 1.5 kann nun  $V_r$  eliminiert werden:

$$\vec{V}_{cav} = \frac{2\vec{V}_f}{1 + \frac{Z_0}{Z'_{cav}}} \quad (1.23)$$

$$\vec{I}_{cav} = \frac{2\vec{V}_f}{Z_0 \left(1 + \frac{Z'_{cav}}{Z_0}\right)} \quad (1.24)$$

oder

$$\vec{V}_{cav} = \frac{2\beta}{\beta + 1} \cdot \frac{1}{1 + \tan^2 \varphi} \cdot \vec{V}_f (1 + i \tan \varphi) \quad (1.25)$$

$$\vec{I}_{cav} = \frac{2}{\beta + 1} \cdot \frac{1}{1 + \tan^2 \varphi} \cdot \frac{\vec{V}_f}{Z_0} \cdot (1 - i\beta \tan \varphi + (\beta + 1) \tan^2 \varphi). \quad (1.26)$$

Für die reflektierten Stöme bzw. Spannungen gilt:

$$\vec{V}_r = \frac{1}{\beta + 1} \cdot \frac{1}{1 + \tan^2 \varphi} \cdot \vec{V}_f \cdot ((\beta - 1) - (\beta + 1) \tan^2 \varphi + 2i\beta \tan \varphi) \quad (1.27)$$

$$\vec{I}_r = \frac{\vec{V}_r}{Z_0} \quad (1.28)$$

Nun können mit 1.2, 1.3 und 1.4 die entsprechenden Leistungen berechnet werden.

$$P_f = \frac{\vec{V}_f^2}{2Z_0} \quad (1.29)$$

$$P_{diss} = \frac{4\beta}{(\beta + 1)^2} \cdot \frac{1}{1 + \tan^2 \varphi} \cdot P_f \quad (1.30)$$

$$P_r = \left( 1 - \frac{4\beta}{(\beta + 1)^2} \cdot \frac{1}{1 + \tan^2 \varphi} \right) \cdot P_f \quad (1.31)$$

Für lange Rechteckpulse, die ein Einschwingen in den stationären Zustand ermöglichen, sind in Abbildung 1.3 die reflektierten Leistungen für verschiedene Ankopplungen gezeigt, wobei kein Strahl injiziert wird, die Strahlbelastung also nicht berücksichtigt ist. Deutlich unterscheidbar sind die verschiedenen Ankopplungen. Bei angepaßter Kopplung reduziert sich die reflektierte Leistung mit dem Aufbau des Feldes und wird bei Erreichen des maximalen Feldes - das der Spannung  $V_{max}$  entspricht - schließlich gleich Null. Erst beim Abschalten des Pulses gibt es wieder ein Signal, das vom Abstrahlen der im Resonator gespeicherten Energie herrührt.

Bei Unterkopplung dagegen fällt die reflektierte Leistung bis zu einem endlichen Wert größer als 0 ab. Beim Abschalten der HF wird wiederum Leistung aus dem Resonator ausgekoppelt. Überkopplung schließlich führt zu einem Abfall der reflektierten Leistung auf Null mit anschließendem Wiederanstieg bis zu einem endlichen Wert. Im Nulldurchgang findet auch ein Phasensprung von  $180^\circ$  statt. Beim Abschalten kann es dann sogar kurzfristig zu einer höheren ausgekoppelten Leistung kommen, als ursprünglich eingekoppelt wurde.

Die obige Herleitung geht nun aber auch davon aus, daß ein stationärer Zustand vorliegt, d.h. es werden permanent Teilchen beschleunigt und Hochfrequenz eingespeist und es herrscht ein Gleichgewicht zwischen dissipierter und nachgelieferter Leistung, auch Dauerstrichbetrieb genannt. In Wirklichkeit ist das Verhalten komplizierter, da der Beschleuniger gepulst betrie-

ben wird<sup>2</sup>. Im Dauerstrichbetrieb würden kontinuierlich 60 Watt bei einer Feldstärke von 25 MV/m im Resonator mit einem  $Q_0 = 1 \cdot 10^{10}$  an das Helium abgegeben. Die dafür erforderliche Kühlleistung betrüge einige Kilowatt pro Resonator. Erst das Tastverhältnis von 1 % hält dies in erträglichen Grenzen. Allerdings sollte hier angemerkt werden, daß normaleitende Hohlraumresonatoren nicht besser abschneiden, da aufgrund der wesentlich niedrigeren Güte (vier bis fünf Größenordnungen) sehr viel mehr Leistung in der Kupferoberfläche dissipiert wird und nicht zur Strahlbeschleunigung genutzt werden kann.

Es soll ein auf Resonanz abgestimmter Resonator mit beliebig hoher Steifheit betrachtet werden. Die sogenannte Lorentzkraft-Verstimmung, d. h. die durch Verformung der Kavität entstehende Verstimmung aufgrund der hohen Feldstärken im Inneren, wird in diesem Beispiel vernachlässigt. Normalerweise muß die Lorentzkraft-Verstimmung mit einer Regelung und höherer Generatorleistung kompensiert werden. Es gilt nach Gleichung 1.5:

$$\vec{V}_f + \vec{V}_r = \vec{V}_{cav} \quad (1.32)$$

Dabei steht  $V_f$  für die Spannung der vorlaufenden,  $V_r$  für die der reflektierten Welle und  $V_{cav}$  für die Spannung des Resonators. Zum Zeitpunkt  $t = 0$ , der die Ankunft des Hochfrequenzpulses markiert, ist die Resonatorspannung  $V_{cav} = 0$ , und die Kavität wirkt im Ersatzschaltbild wie ein Kurzschluß. Also wird die gesamte Leistung reflektiert. Ein kleiner Bruchteil des Feldes bleibt jedoch zurück, so daß sich langsam eine Spannung im Resonator aufbauen kann. Daraufhin wird dann nicht mehr die gesamte Leistung reflektiert und der Resonator wird nach und nach mit Energie gefüllt.

Als Beispiele für das Verhalten der Leistungen sollen die verschiedenen Feldkonfigurationen mit Hilfe von Feldstärkeamplituden beschrieben werden. Für den Meßbetrieb am Resonator ist es erwünscht, den Feldverlauf während des Strahleinschusses, wie in Abbildung 1.4 gezeigt, zu simulieren. Dies ist insbesondere wichtig, um Aussagen über die späteren Wärmeverluste in den Kavitäten und deren maximal erreichbaren Gradienten im gepulsten Betrieb zu machen. Beide Fälle der Erzeugung eines Plateaus mit konstanten Feldgradienten, nämlich durch den Strahleinschuß in den Resonator im Beschleunigerbetrieb oder Zurücknehmen der Vorwärtsleistung, werden im folgenden betrachtet.

Zum Zeitpunkt  $t = 0$  wird die gesamte Welle reflektiert, da die Spannung am Resonator  $V_{cav}$  gleich Null ist.

$$\vec{V}_f + \vec{V}_r = 0$$

<sup>2</sup>Das Verhalten des Systems Koppler-Resonator im Pulsbetrieb wird von [Pek96], [Wil87], [HP95] und [Sch98a] ausführlich beschrieben.

ben wird<sup>2</sup> im Dauerbetrieb würden kontinuierlich 60 Watt bei einer Feldstärke von 25 MV/m im Resonator mit einem  $Q_0 = 1 \cdot 10^{10}$  an das Helium abgegeben. Die dafür erforderliche Kühlleistung beträgt einige Kilowatt pro Resonator. Erst das Leisteverhältnis von  $10^8$  in erträglichen Grenzen. Allerdings sollte hier angemerkt werden, dass normalerweise Hohlraumresonatoren nicht besser abschneiden, da aufgrund der wesentlich niedrigeren Güte (vier bis fünf Größenordnungen) sehr viel mehr Leistung in der Kupferoberfläche dissipiert wird und nicht zur Strahlbeschleunigung genutzt werden kann.

Es soll ein Resonator untersucht werden, der beliebig hoher Steifheit betrachtet werden. Die sogenannte Lorentzkraft-Verstärkung, d. h. die durch Verformung der Kavität entstehende Verstärkung aufgrund der hohen Feldstärken im Inneren, wird in diesem Beispiel vernachlässigt. Normalerweise muß die Lorentzkraft-Verstärkung mit einer Regelung und höherer Generatoreistung kompensiert werden. Es gilt die Gleichung 1.32:

$$(1.32) \quad \tilde{V} + \tilde{V} = \dots$$

Dabei steht  $\tilde{V}$  für die Spannung der Hochfrequenzquelle,  $\tilde{V}_r$  für die der reflektierten Welle und  $\tilde{V}_{res}$  für die Spannung der Resonator. Der Zeitpunkt  $t = 0$ , der die Ankunft des Hochfrequenzpulses markiert, ist die Resonatorspannung  $V_{res} = 0$  und die Kavität wirkt im Erstschaubild wie ein Kurzschluss. Also wird die gesamte Leistung reflektiert. Ein kleiner Teil der Felder bleibt jedoch zurück, so daß sich langsam eine Spannung im Resonator aufbauen kann. Ein Teil wird aber nicht mehr, die gesamte Leistung reflektiert und der Resonator wird mit  $\beta$  und nach mit Energie gefüllt.

Als Beispiel im Zeitverlauf der Leistung  $P_r$  sind die verschiedenen Feldkonfigurationen mit Hilfe von Feldstärkeprofilen beschrieben worden. Für den Meßbetrieb am Resonator ist es erwünscht, den Feldverlauf während des Strahleinstrusses, wie in Abbildung 1.4 gezeigt, sinusförmig. Dies ist insbesondere wichtig, um Aussagen über die besten Wärmeverluste in den Kavitäten und deren minimal erreichbaren Werten im pulsbetrieblichen Betrieb zu machen. Beide Teile der Kurve sind durch einen mit konstanter Feldgradienten über den Resonator hinweg verlaufenden Strahl im Beschleuniger oder Zuerstrecken der Vorverstärkung, werden im folgenden betrachtet.

Abbildung 1.3: Einfallende und reflektierte Leistung für verschiedene Koppelfaktoren für den Fall ohne Strahlbelastung. a) Anpassung, b) Unterkoppelung, c) Überkoppelung.

<sup>2</sup>Das Verhalten des Systems Kuppel-Resonator im Pulsbetrieb wird von [K88], [W87], [F705] und [Sch88] ausführlich beschrieben.

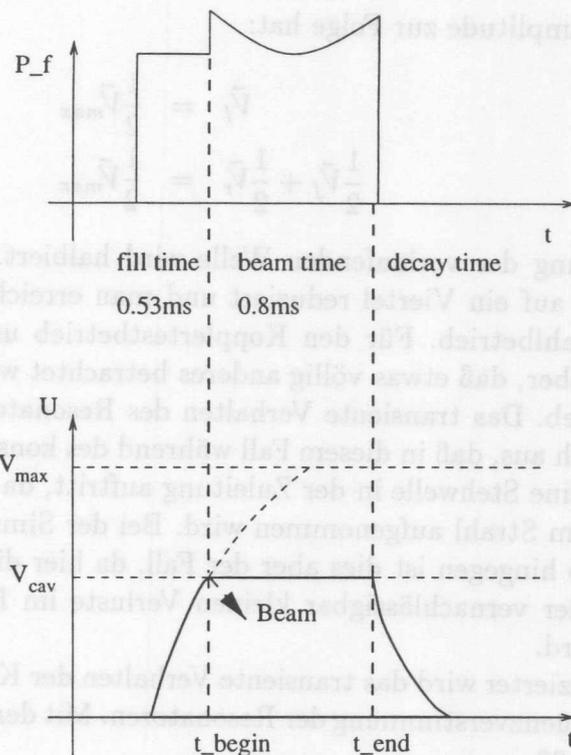


Abbildung 1.4: Verlauf des TESLA HF-Pulses und der im Resonator gespeicherten Energie. Zu sehen sind die Zeitabschnitte, in denen der Resonator gefüllt wird, der Strahl den Resonator durchquert und das Feld im Resonator abgebaut wird. Dabei ist die zusätzliche Leistung für die Lorentzkraftverstimmung berücksichtigt.

$$\vec{V}_r = -\vec{V}_f$$

Mit der Anpassung an den Strahl, also ohne reflektierte Leistung ( $V_r = 0$ ) während des Strahlpulses und  $\vec{V}_f = \vec{V}_{beam}$  gilt:

$$\begin{aligned} \vec{V}_f + \vec{V}_r + \vec{V}_{beam} &= \vec{V}_{max} \\ \vec{V}_f &= \frac{1}{2}\vec{V}_{max} \end{aligned}$$

Mit anderen Worten heißt dies: Will man bei konstanter Vorwärtsleistung einen Teilchenstrahl mit 25 MV/m beschleunigen, so bewegt man sich zunächst auf der Füllkurve für 50 MV/m und schießt bei 25 MV/m den Strahl ein, so daß danach das Feld konstant bleibt.

Die Simulation des Strahles im Testbetrieb kann man durch ein Zurücknehmen der Vorwärtsleistung erreichen, was eine entsprechend niedrigere

Spannungsamplitude zur Folge hat:

$$\begin{aligned}\vec{V}_f &= \frac{1}{2}\vec{V}_{max} \\ \frac{1}{2}\vec{V}_f + \frac{1}{2}\vec{V}_r &= \frac{1}{2}\vec{V}_{max}\end{aligned}$$

Die Spannung der vorlaufenden Welle wird halbiert. Die Vorwärtsleistung wird daher auf ein Viertel reduziert und man erreicht das gleiche Plateau, wie im Strahlbetrieb. Für den Kopplertestbetrieb und das Konditionieren heißt dies aber, daß etwas völlig anderes betrachtet wird, als im eigentlichen Strahlbetrieb. Das transiente Verhalten des Resonators mit Strahl zeichnet sich dadurch aus, daß in diesem Fall während des konstanten Feldgradientenplateaus keine Stehwelle in der Zuleitung auftritt, da die gesamte Vorwärtsleistung vom Strahl aufgenommen wird. Bei der Simulation des Strahles im Testbetrieb hingegen ist dies aber der Fall, da hier die vorlaufende Leistung aufgrund der vernachlässigbar kleinen Verluste im Resonator komplett reflektiert wird.

Komplizierter wird das transiente Verhalten der Koppler bei einer zusätzlichen Frequenzverstimmung der Resonatoren. Mit den TESLA-Designwerten folgt aus 1.29:

$$\begin{aligned}P_f &= 50 \text{ kW}(4 + \tan^2\varphi) \\ \tan^2\varphi &= Q_L \frac{\Delta f}{f} \\ &= \frac{\Delta f}{f_{\frac{1}{2}}} \\ \text{mit } f_{\frac{1}{2}} &= \frac{f}{2Q_L}\end{aligned}$$

Dies entspricht im TESLA-Fall dann einer FWHM-Bandbreite  $f_{\frac{1}{2}} = 217 \text{ Hz}$  im belasteten Fall.

$$P_f = 50 \text{ kW} \left( 4 + \left( \frac{\Delta f}{f_{\frac{1}{2}}} \right)^2 \right) \quad (1.33)$$

Die Verstimmung des Resonators kann also in einem gewissen Spielraum durch höhere Leistung aufgefangen werden.

## 1.2 Theoretische Grundlagen des Multipacting

Resonante Elektronenablenkung ist zum ersten Mal in den frühen 30er Jahren beschrieben worden [1]. Das auch Multipacking genannte Phänomen ist für Leistungskathoden ein ernstliches Problem, das zu Limitierungen in der maximal einstellbaren Leistung führt. Die Ursache ist die Ausbildung von Komponenten des optischen Feldes durch die ausstrahlende Kathode oder lokal. Diese Komponenten sind durch das elektromagnetische Feld wieder zurück an den Ausgangspunkt und durch das elektromagnetische Feld wieder zurück an den selben Punkt auf der Oberfläche gelangen (Abbildung 1.5). Werden sie nicht abgeleitet, so bilden sie ein stehendes Feld, das die Elektronen in einem Punkt auslösen. Falls dies geschieht, so ist die Leistung des Multipacking einer lawnenartigen Verdrängung bei einem großen Teil der Hochfrequenzleistung durch die Beschleuniger der Elektronen vorzuziehen.

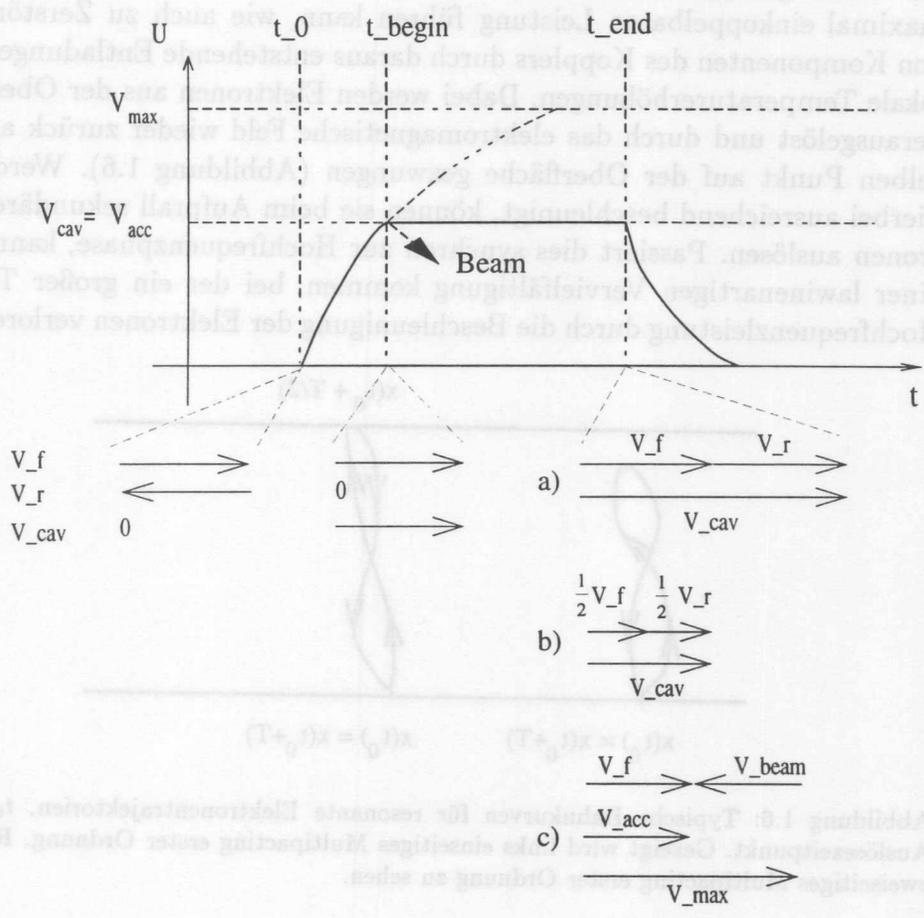


Abbildung 1.5: Spannungsvektoren im Fall des gestimmten Resonators für a) kein Zurücknehmen der Leistung. b) Simulation des Strahles durch Zurücknehmen der Leistung. c) Resonator mit Strahl.

## 1.2 Theoretische Grundlagen des Multipacting

Resonante Elektronenauslösung ist zum ersten Mal in den frühen 30er Jahren beschrieben worden [Far34]. Das auch Multipacting<sup>3</sup> genannte Phänomen ist für Leistungskoppler ein ernsthaftes Problem, das zu Limitierungen in der maximal einkoppelbaren Leistung führen kann, wie auch zu Zerstörungen von Komponenten des Kopplers durch daraus entstehende Entladungen oder lokale Temperaturerhöhungen. Dabei werden Elektronen aus der Oberfläche herausgelöst und durch das elektromagnetische Feld wieder zurück an denselben Punkt auf der Oberfläche gezwungen (Abbildung 1.6). Werden sie hierbei ausreichend beschleunigt, können sie beim Aufprall sekundäre Elektronen auslösen. Passiert dies synchron zur Hochfrequenzphase, kann es zu einer lawinenartigen Vervielfältigung kommen, bei der ein großer Teil der Hochfrequenzleistung durch die Beschleunigung der Elektronen verlorengeht.

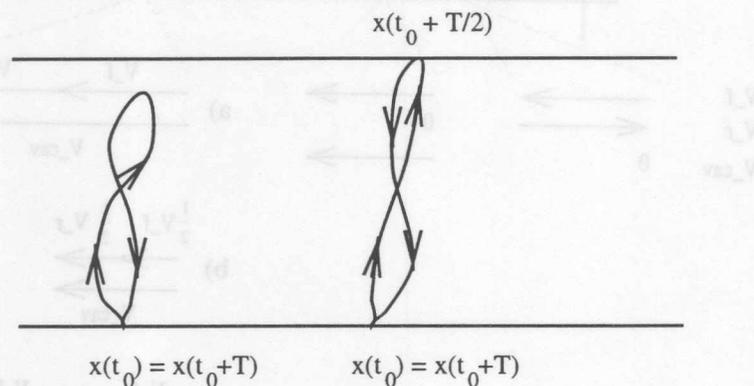


Abbildung 1.6: Typische Bahnkurven für resonante Elektronentrajektorien.  $t_0$  ist der Auslösezeitpunkt. Gezeigt wird links einseitiges Multipacting erster Ordnung. Rechts ist zweiseitiges Multipacting erster Ordnung zu sehen.

Es wird unterschieden zwischen Ein- oder Mehrpunkt-Multipacting: die Elektronen kehren immer wieder zum Startpunkt zurück oder pendeln zwischen mehreren Punkten hin und her. Weiterhin wird auch noch eine Ordnung des Multipacting angegeben. Darunter versteht man die Anzahl der HF-Zyklen, die ein Elektron braucht, um wieder zum Ausgangspunkt zurückzukehren. Je höher die Ordnung ist, desto schwächer ist der Prozeß, da Störungen der Resonanzbedingungen bei einer großen Anzahl von Perioden eine wichtigere Rolle spielen.

<sup>3</sup>Vom Englischen "Multiple Impacting". Weitergehende Literatur auch in [BL68], [Hal72], [Hal97],[OS95] und [SYOP97].

### 1.2.1 Ursachen für die primäre Elektronenemission

Zunächst soll kurz auf die Ursache der primären Elektronenemission eingegangen werden. Dabei spielt Feldemission eine wesentliche Rolle. Die klassische Vorstellung des Prozesses beruht auf der Fowler-Nordheim-Theorie. Danach tunneln Elektronen mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit aus einer Oberfläche eines Metalls mit der Austrittsarbeit  $\phi$ , wenn ein statisches elektrisches Feld anliegt. Für die Stromdichte  $j$  gilt nach Fowler und Nordheim in Abhängigkeit vom elektrischen Feld  $E$ :

$$j_{FN} = \frac{C}{\phi t^2(y)} E^2 \exp\left(-\frac{B\phi^{\frac{3}{2}}v(y)}{E}\right) \quad (1.34)$$

$$J_{FN} = j_{FN} \cdot A \quad (1.35)$$

Unter Vernachlässigung der Funktionen  $t$  und  $v$ , die sich nur schwach mit  $y = \sqrt{e^3 E / 4\pi\epsilon_0 \phi^2}$ , also im wesentlichen der Feldstärke, verändern, gilt dann mit den Konstanten  $B = 4\sqrt{2m_e}/3\hbar e$  und  $C = e^3/8\pi h$ :

$$j_{FN} = \frac{C}{\phi} E^2 \exp\left(-\frac{B\phi^{\frac{3}{2}}}{E}\right) \quad (1.36)$$

Die beobachteten Stromdichten würden Beschleunigungsfeldstärken von einigen GV/m entsprechen, während Feldemission aber bereits bei einigen MV/m beobachtet wird. Man führt daher den Feldüberhöhungsfaktor  $\beta$  ein, so daß sich die Stromdichte wie folgt beschreiben läßt<sup>4</sup>:

$$j_{FN} = \frac{C}{\phi} (\beta E)^2 \exp\left(-\frac{B\phi^{\frac{3}{2}}}{\beta E}\right) \quad (1.37)$$

In dem Faktor  $\beta$  versteckt sich die Modellvorstellung, daß an Spitzen bevorzugt Entladungen stattfinden, also dort wo sich Ladungen konzentrieren. Trotzdem können selbst mit geometrischen Modellen nur Feldüberhöhungsfaktoren von 10 - 100 erklärt werden. Neuere Forschungen [Kno97] ergeben zumindest für supraleitende Niob-Oberflächen, daß diese Modelle wesentlich erweitert werden sollten. Die wesentliche Idee dabei beruht in der Postulierung eines Plasmas von Adsorbatatomen, das durch einen Rückkopplungsprozeß, etwas Ähnliches bewirkt wie eine geometrische Überhöhung, d.h. eine Erhöhung von  $\beta$ .

<sup>4</sup>Man kann auch annehmen, daß adsorbierte Fremdatome die Austrittsarbeit  $\phi$  herabsetzen.

## 1.2.2 Resonante Vervielfachung der Elektronen

Die resonante Elektronenauslösung läßt sich über eine Verstärkung durch eine positive Rückkopplung erklären, bei der immer mehr Elektronen Leistung aufnehmen<sup>5</sup>. Die entscheidende Größe ist hier der Sekundär-Elektronen-Emissions-Koeffizient  $k_{em}$  des Wandmaterials. Treffen Elektronen auf einer Oberfläche auf, so erzeugen sie durch Stoßprozesse mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit zusätzliche, meist niederenergetische Elektronen. Dabei ist die Anzahl und auch die Energie der Sekundärelektronen natürlich von der Energie der Primärelektronen abhängig.

Der typische Verlauf von  $k_{em}$  ist in Abbildung 1.7 für Aluminiumoxid und Kupfer zu sehen. Qualitativ ist das Verhalten gut zu verstehen. Zunächst wächst die Zahl der herausgelösten Elektronen an. Ab einer bestimmten Energie wird aber die Eindringtiefe der primären Teilchen so groß, daß die niederenergetischen sekundären Elektronen, die in den tieferen Schichten erzeugt werden, im Material gefangen bleiben. Da  $k_{em}$  von vielen Materialien in einem großen Energiebereich von wenigen eV bis zu einigen keV größer als Eins ist, kann es zur Rückkopplung kommen, wenn das primäre Elektron in der richtigen HF-Phase auf der Oberfläche ankommt und dann ein Elektron auslöst. Typischerweise sind die Energien der Sekundärelektronen in der Größenordnung von einigen Elektronenvolt, wie man in Abbildung 1.8 sehen kann.

### 1.2.2.1 Multipacting im Plattenkondensator

Für einfache Geometrien kann man die Resonanzbedingungen für Multipacting angeben. Als erstes Beispiel soll hier der Plattenkondensator dienen, an den eine periodische Wechselspannung gelegt wird. Im nichtrelativistischen Fall gilt dann unter Vernachlässigung der Magnetfelder die Bewegungsgleichung für ein Elektron mit der Ortskoordinate  $x$ :

$$\ddot{x} = \frac{e}{m} E_0 \sin(\omega t + \phi) \quad (1.38)$$

Die Resonanz, also die Ordnung des Multipacting kann nun durch die entsprechende Wahl der Randbedingungen festgelegt werden. Kommt das Elektron genau nach einer halben HF-Periode auf der gegenüberliegenden Platte an, hat man es mit Zwei-Punkt Multipacting zu tun. In einem ersten Integrations-schritt mit

$$\dot{x}(0) = v_0 \quad ; \quad \dot{x}\left((2n-1)\frac{T}{2}\right) = v_f$$

<sup>5</sup>Zu diesem Thema findet man weitere Informationen in [HW54], [Hat66] und [BL68]

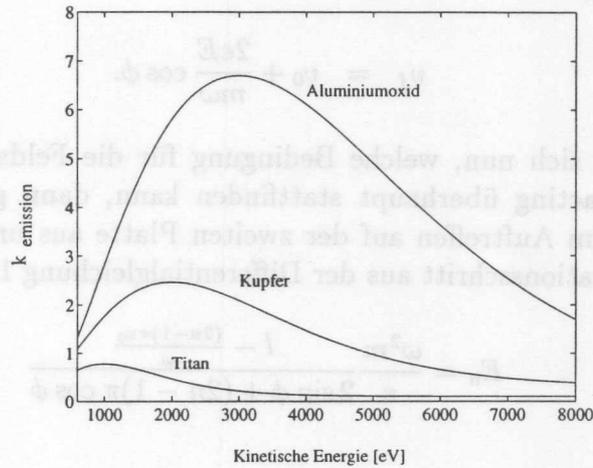


Abbildung 1.7: Der Sekundäremissionselektronenkoeffizient  $k_{em}$  für Aluminiumoxid und Kupfer. Beim hohen  $k_{em}$  der Fensterkeramiken wird deutlich, daß diese nicht unbehandelt eingebaut werden sollten. Eine Beschichtung mit Titanitrid oder auch Titan kann  $k_{em}$  stark herabsetzen, so daß dies bei den Kopplerfenstern standardmäßig getan wird [Hil].

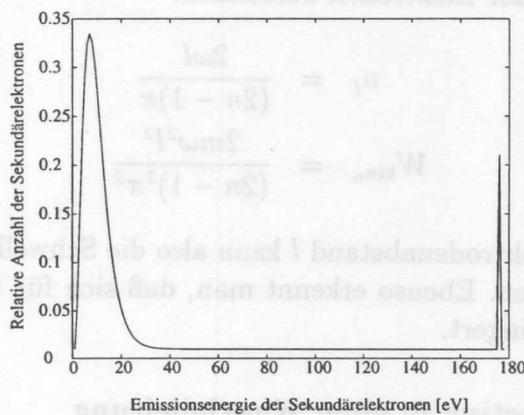


Abbildung 1.8: Typisches Energiespektrum der sekundären Elektronen aus Aluminium bei einer Primärteilchenenergie von 175 eV nach [Hat66].

erhält man für die Geschwindigkeit  $v_f$  beim Auftreffen auf der zweiten Kondensatorplatte:

$$v_f = v_0 + \frac{2eE}{m\omega} \cos \phi.$$

Überlegt man sich nun, welche Bedingung für die Feldstärke gelten muß, damit Multipacting überhaupt stattfinden kann, dann geht man von der Feldstärke beim Auftreffen auf der zweiten Platte aus und erhält in einem zweiten Integrationsschritt aus der Differentialgleichung 1.38

$$E_n = \frac{\omega^2 m}{e} \frac{l - \frac{(2n-1)\pi v_0}{\omega}}{2 \sin \phi + (2n-1)\pi \cos \phi} \quad (1.39)$$

mit

$$x(0) = 0 \quad ; \quad x\left((2n-1)\frac{T}{2}\right) = l$$

Die für eine erste Abschätzung ausreichende niedrigste Feldstärke erhält man für  $\phi = 0$  und  $v_0 = 0$ . Damit gilt dann:

$$E_n = \frac{m\omega^2 l}{e(2n-1)\pi} \quad (1.40)$$

Gleichfalls ist dann die Auftreffgeschwindigkeit bekannt und man kann die kinetische Energie der Elektronen berechnen:

$$v_f = \frac{2\omega l}{(2n-1)\pi} \quad (1.41)$$

$$W_{kin_n} = \frac{2m\omega^2 l^2}{(2n-1)^2 \pi^2} \quad (1.42)$$

Durch größeren Elektrodenabstand  $l$  kann also die Schwelle für Multipacting heraufgesetzt werden. Ebenso erkennt man, daß sich für höhere Ordnungen diese Schwelle verringert.

### 1.2.2.2 Multipacting in einer Koaxialleitung

Geht man zu einer zylindrischen, in unserem Spezialfall einer koaxialen, Geometrie über, betrachtet man die Differentialgleichung

$$\ddot{r} = \frac{eU}{mr} \sin(\omega t + \phi) \quad (1.43)$$

Betrachtet man nach dem gleichen Verfahren, wie bei den parallelen Platten die Feldstärke, die Aufprallgeschwindigkeit und die Auftreffenergie, ergibt sich:

$$U_n = \frac{m\omega^2(r_2 - r_1)}{e(2n - 1) \ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)\pi} \quad (1.44)$$

$$v_f = \frac{2\omega(r_2 - r_1)}{(2n - 1)\pi^2} \quad (1.45)$$

$$W_{kin_n} = \frac{2m\omega^2(r_2 - r_1)^2}{(2n - 1)^2\pi^4} \quad (1.46)$$

Es läßt sich zeigen, daß einseitiges Multipacting in dieser Geometrie nur bei Berücksichtigung des Magnetfeldes existiert. Erst dieses ermöglicht durch die Veränderung der Bahnkurve indirekt eine genügend hohe kinetische Energie<sup>6</sup>. Ansonsten wäre die Auftreffenergie der Elektronen am Emissionsort  $x_0$  nach einer HF-Periode zu gering, um sekundäre Teilchen auszulösen, da gilt:

$$W_{kin}(0) = W_{kin}(T)$$

Bei den geringen kinetischen Energien, mit denen die Elektronen ausgelöst werden (siehe Abbildung 1.8), kann davon ausgegangen werden, daß keine neuen Teilchen freigesetzt werden. Für eine korrekte Betrachtung muß dann auch die Zyklotronbedingung der Elektronen

$$\omega = \frac{eB}{m} \quad (1.47)$$

beachtet werden.

### 1.2.3 Numerische Simulationen

Computersimulationen<sup>7</sup> an koaxialen Strukturen zeigen, daß gewisse Aussagen über die Häufigkeiten von Multipacting gemacht werden können, und die bisher präsentierte Theorie abgeändert werden muß. Insbesondere soll auch 1-Punkt-Multipacting-Prozeß erster Ordnung verstanden werden, da dies aufgrund der niedrigen Ordnung die härteste Barriere beim Konditionieren darstellt. Legt man die relativistischen Bewegungsgleichungen zugrunde und nimmt man an, daß die Wirkung des Elektrons auf die äußere Feldkonfiguration vernachlässigbar ist, so gelten die Bewegungsgleichungen:

$$\ddot{x} = -\frac{e}{m} \left(1 - \left(\frac{v}{c}\right)\right)^{\frac{1}{2}} \left( \vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} - \frac{1}{c^2} (\vec{v} \cdot \vec{E}) \vec{v} \right) \quad (1.48)$$

<sup>6</sup>Eine direkte Beschleunigung der Elektronen in ihrer Bewegungsrichtung ist durch ein Magnetfeld nicht möglich.

<sup>7</sup>Die Simulationen beruhen auf der Elektronenbahnverfolgung. Siehe hierzu [SYOP94], [SYOP95], [SYOP94], [SYOP95], [SYOP97], [YO97a], [YO97b]

Weiterhin soll in dem Hohlraum für das elektromagnetische Feld gelten:

$$\vec{E}(x, \phi) = \vec{E}(x) \sin \phi \quad (1.49)$$

$$\vec{B}(x, \phi) = \vec{B}(x) \cos \phi \quad (1.50)$$

Besitzt man weiterhin Informationen über die Feldverteilung im Hohlraum und macht man außerdem noch die Annahmen, daß die Elektronen senkrecht aus der Wand austreten und daß ihre Anfangsenergie einige eV beträgt, kann man sofort die Trajektorien berechnen.

Damit läßt sich nun eine Abbildung im Phasenraum definieren, die angibt, wie Elektronen vom Punkt  $x_0$  der Hohlraumoberfläche zum Zeitpunkt  $t_0$  mit der Phase  $\phi(t_0) = \phi_0$  auf den Auftreffpunkt  $x_1$  der Hohlraumoberfläche zum Zeitpunkt  $t_1$  mit der Phase  $\phi(t_1) = \phi_1$  abgebildet werden.

Der Phasenraum wird in zwei Bereiche eingeteilt:  $W$  besteht also aus den Punkten, an denen aufgrund der Feldkonfiguration keine Elektronen emittiert werden können.  $G$  dagegen ist der "helle" Teil des Phasenraums, wo es zu Elektronenemission in den Hohlraum kommen kann. Damit gibt es nun eine Bedingung für das Multipacting  $n$ -ter Ordnung. Der Punkt  $p$  muß ein Fixpunkt der  $n$ -fachen Anwendung der Abbildung im Phasenraum sein. Mit anderen Worten ausgedrückt bedeutet dies, das eine Resonanz dann existieren kann, wenn ein Teilchen vom Ort  $x_r$  zur Zeit  $\phi_r$  der Hochfrequenz startet und nach genau  $n$  HF-Perioden wieder dort ankommt.

Um eine Abschätzung der Sekundärelektronen zu haben, benutzt man dann eine Zählerfunktion  $\epsilon_n$ .

$\epsilon_n =$  Anzahl der Elektronen nach  $n$ -fachem Auftreffen auf der Oberfläche

In der Praxis hat sich die Angabe der Zahl  $\epsilon_{20}$  als gutes Maß für die Multipactingwahrscheinlichkeit herausgestellt. Ist  $\epsilon_{20} > 1$  so ist mit Multipacting zu rechnen.

Durch die Simulationen wird klar, daß es für eine koaxiale Kopplergeometrie günstiger ist, wenn die Impedanz  $Z$  der Leitung erhöht wird. Für die Leistung, ab der mit Multipacting zu rechnen ist, gilt nach [SYOP95]:

$$P_{onepoint} \sim (fd)^4 Z \quad (1.51)$$

$$P_{twopoint} \sim (fd)^4 Z^2 \quad (1.52)$$

Betrachtet man den gemischten Fall

$$\vec{E}_R = R\vec{E}_{SW} + (1 - R)\vec{E}_{TW}, \quad (1.53)$$

$$\vec{B}_R = R\vec{B}_{SW} + (1 - R)\vec{B}_{TW}, \quad \text{mit } 0 \leq R \leq 1 \quad (1.54)$$

wobei die Indizes für Stehwelle (SW<sup>8</sup>) und Wanderwelle (TW<sup>9</sup>) stehen.  $R$  ist dabei der Reflexionskoeffizient. Auch für einen solchen Betrieb gibt es entsprechende Skalengesetze:

$$P_{TW} = 4P_{SW} \quad (1.55)$$

$$P_R \sim \frac{4}{(1+R)^2} P_{SW} \quad (1.56)$$

$$\sim \frac{1}{(1+R)^2} P_{TW} \quad (1.57)$$

Berücksichtigt man nun noch die Simulation für ein angelegtes statisches Feld

$$\vec{E}(x, \varphi) = \vec{E}_R(x, \varphi) + \frac{V_{bias}}{r \log\left(\frac{b}{a}\right)} \vec{e}_r \quad (1.58)$$

mit dem Außenleiterradius  $b$ , dem Innenleiterradius  $a$  und der angelegten Hochspannung  $V_{bias}$ , dann soll sich den Rechnungen zufolge die niedrigste Multipactingschwelle im Falle einer negativen angelegten Spannung bei Leistungen von

$$P_- \sim \left(\frac{V_{bias}}{175}\right)^2, \quad (1.59)$$

bzw. im Falle einer positiven Spannung bei Leistungen von

$$P_+ \sim \left(\frac{V_{bias}}{250}\right)^2, \quad (1.60)$$

befinden. Die Leistungen  $P$  sind in kW und die Spannung  $V$  in Volt angegeben.

Wertet man nun eine Serie von Simulationen aus, so erhält man zum Beispiel die in Abbildung 1.9 gezeigte Darstellung der erweiterten Zählerfunktion  $\epsilon$ , bei der verschiedene Leistungsniveaus überprüft wurden. Die dunklen Regionen bedeuten eine hohe Multipactingwahrscheinlichkeit.

Der Effekt von  $V_{bias}$  ist ebenfalls in Abbildung 1.9 zu sehen. Dabei erkennt man, wie die Multipactingbänder von der Gleichspannung verzerrt werden. Dieses Diagramm wird später noch im Zusammenhang mit der Hochspannungstrennung am Prototypkoppler des DESY II - Entwurfs diskutiert. Vorwegnehmend sei hier angemerkt, daß dieses vorhergesagte Verhalten zumindest teilweise bei den Messungen verifiziert werden konnte.

<sup>8</sup>Aus dem Englischen "Standing Wave"

<sup>9</sup>Aus dem Englischen "Travelling Wave"

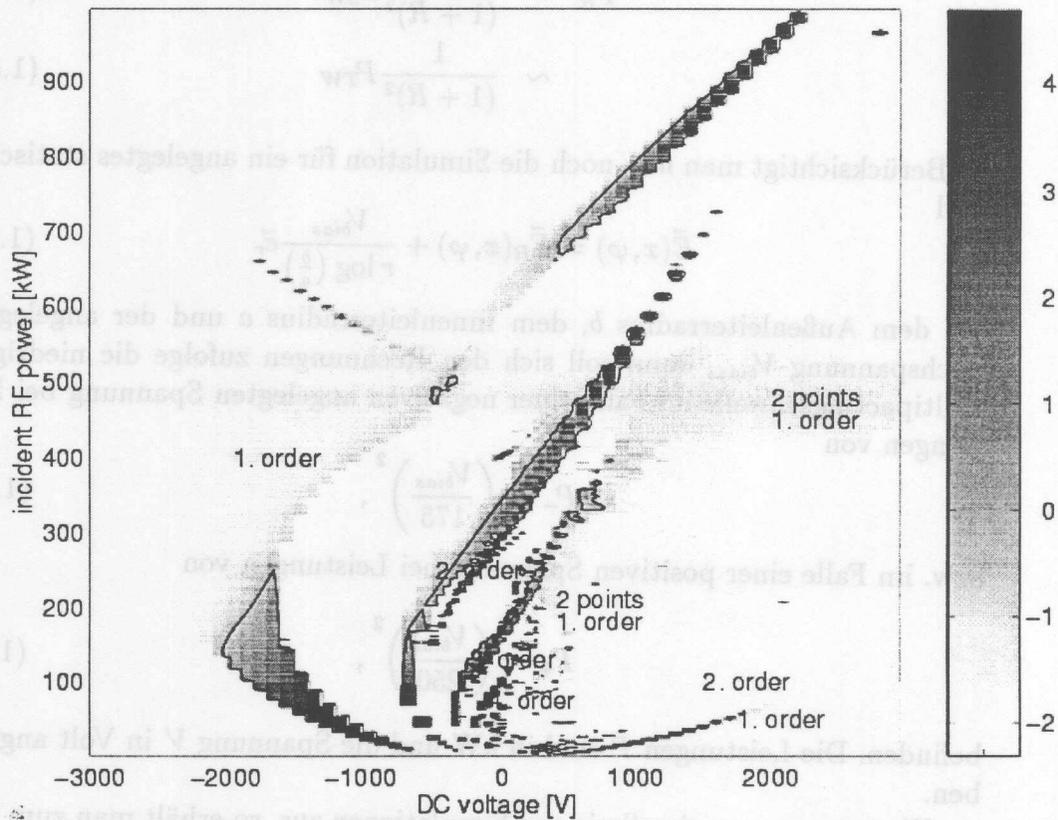


Abbildung 1.9: Simulationsergebnisse von [YO97b]. Aufgetragen ist die Funktion  $\epsilon_{20}$  als Logarithmus zur Basis 10 über der angelagten Hochspannung und der vorlaufenden Leistung. Die schwarze Linie zeigt  $\epsilon_{20} = 1$  an. Die dunklen Gebiete bedeuten einen hohe Zahl Sekundärelektronen und damit eine hohe Multipactingwahrscheinlichkeit. Die hier betrachtete Geometrie entspricht dem kalten Teil des Fermilab- bzw. DESY I - Kopplers mit 50 Ohm und 40 mm Außenleiterdurchmesser.

## Kapitel 2

# Leistungseinkoppler für die TESLA-Resonatoren

## 2.1 Anforderungen

### 2.1.1 Hochfrequenz

Der Gütefaktor des Einkopplers für TESLA ist durch die erforderliche Anpassung an die Strahlleistung festgelegt. Während der Strahl den Resonator durchquert, soll die von ihm aufgenommene Leistung ohne Reflektionsverluste, d.h.  $P_r = 0$ , nachgeliefert werden. Die gespeicherte Energie sollte sich idealerweise auch nicht ändern, also gilt  $dW/dt = 0$ .

Aufgrund der hohen Güten ( $Q_0 \geq 5 \times 10^9$ ), die in supraleitenden Resonatoren erreichbar sind, beträgt die dissipierte Leistung etwa 60 Watt<sup>1</sup>. Die an den Strahl abzugebende Leistung dagegen beträgt bei einer Beschleunigungsspannung von 25 MV/m und einem Strahlstrom von 8 mA während des Pulses etwa 200 Kilowatt. Daraus folgt eine gute Effizienz bei der Umwandlung von Primärleistung in Strahlleistung. Das ist auch das Hauptargument für einen supraleitenden Linearbeschleuniger. Man nennt dies auch eine starke Strahlbelastung ("Beamloading"). Die externe Güte berechnet sich zu  $Q_{ext} = 3 \times 10^6$ . Mit Gleichung 1.16 folgt daraus ein Koppelfaktor von  $\beta = 10^3 - 10^4$  und damit eine belastete Güte  $Q_L = 3 \times 10^6$ . Dieser Wert kann durch eine entsprechende Kopplerform und -positionierung erreicht werden.

Die Anpassung der Kopplung an die vom Strahl aufgenommene Leistung ist die wichtigste Anforderung an den Koppler. Auch wenn kleine Änderungen, die durch die Strahlbelastung oder Verstimmung durch Mikrophonie

<sup>1</sup>Bei einem Tastverhältnis von etwa 1 % ist die pro Resonator in das Helium abgegebene Leistung wie schon erwähnt (Kapitel 1.1) in der Größenordnung von Bruchteilen von einem Watt

$f$	1,3 GHz
Wiederholrate	10 Hz
$Q_{ext}$	$1 \times 10^6 - 1 \times 10^7$
$P_{max}$	1 MW für kurze Pulse 208 kW für volle Pulslänge von 1,3ms
$P_{av}$	2,8 kW
$P_r$	20 dB am Beginn des Pulses

Tabelle 2.1: Anforderungen der Hochfrequenz an den TESLA - Hochleistungskoppler.

entstehen, noch durch eine Erhöhung der Senderleistung aufgefangen werden können, ist eine variable Einkopplung nötig. Die externe Güte muß im Bereich von  $Q_{ext} = 1 \times 10^6 - 1 \times 10^7$  einstellbar sein, damit eine Anpassung an das Feldprofil im Resonator möglich ist. Ist aufgrund einer mechanischen Verformung die Zelle der Kavität, die direkt an den Koppler anschließt, verstimmt, kann die dadurch bedingte schlechtere Ankoppelung immer noch durch ein tieferes Eintauchen der Antennenspitze ausgeglichen werden. Desweiteren kann damit besser an die maximal erreichbare Feldstärke bei vorgegebener Füllzeit des Resonators angepaßt werden.

Diese Anpassung wird bei der verwendeten kapazitiven Ankopplung einfach durch Veränderung des Abstandes der Antennenspitze um etwa  $\pm 15$  mm zur Kavität erreicht. Güten zwischen  $1 \times 10^6$  und  $1 \times 10^7$  können auf diese Weise eingestellt werden.

Der dynamische Wechsel des Systems durch unterschiedliche Anpassungszustände führt zu verschiedenen Feldmustern innerhalb des Kopplers. Zunächst ist der Stromkreis am Resonatorende offen, da am Anfang des Pulses noch kein Feld in der Struktur aufgebaut ist. Zu diesem Zeitpunkt bildet sich nun also ein Stehwellenmuster aus, da die volle Leistung wegen der Fehlanpassung reflektiert wird. Die reflektierte Leistung nimmt dann ab, bis der Strahl injiziert wird. Danach sollte weniger als 1 % der Leistung reflektiert werden. Gleichzeitig muß zusätzliche Leistung aufgebracht werden, um die Verstimmung des Resonators zu kompensieren.

Während des normalen TESLA-Betriebes kommt es in den ersten 500  $\mu s$  des Hochfrequenzpulses zu einem Stehwellenmuster auf dem Koppler mit Spannungsüberhöhungen. Während des Testbetriebes kommt es sogar während der gesamten Zeit zu einer Stehwelle, falls eine Kurzschlußplatte eingebaut wird. Der Koppler sollte daher so gebaut sein, daß diese Stehwelle kein Maximum im Keramikfenster hat. Dadurch wird eine unnötige Erhitzung der Keramiken vermieden.

Temperaturniveau	Wärmestrom [W]	Simulation DESY II [W]
70 K	6	3,8
5 K	0,5	0,39
2 K	0,06	0.05

Tabelle 2.2: Maximale Wärmelast, die durch den TESLA-Hochleistungskoppler verursacht werden sollte nach [Edw95] im Vergleich mit den Wärmeleitungssimulationen für den Koppler DESY II [Sch98b].

### 2.1.2 Wärmelast

Der Koppler verbindet den äußeren Wellenleiter mit dem supraleitenden Resonator und ist somit eine Wärmebrücke zwischen der Kryostatenumgebung (300 K) und dem Kryostatinneren (2 K). Der statische Wärmestrom in das kalte Reservoir muß klein gehalten werden, um die benötigte Kälteleistung und damit die Betriebskosten zu minimieren. Dabei ist zu berücksichtigen, daß zusätzlich ein Teil der HF als Wärme dissipiert wird. Dabei sollen diese Verluste aber möglichst gering sein. Deswegen wird der normalerweise aus Stahl gefertigte Koppler mit einer Kupferschicht mit einer hohen Leitfähigkeit beschichtet. Die damit verbundene hohe Wärmeleitfähigkeit darf aber nicht zu hoch sein, um den statischen Wärmestrom nicht zu groß werden zu lassen. Der Koppler soll nicht mehr als die in Tabelle 2.2 angegebenen Wärmeleistungen auf den unterschiedlichen Temperaturniveaus abgeben.

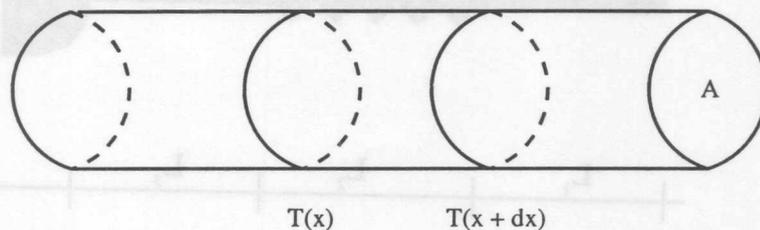


Abbildung 2.1: Wärmestrom durch eine Fläche A.

Betrachtet man den in Abbildung 2.1 dargestellten Zylinder, so kann man zunächst den Wärmestrom  $\phi$  definieren:

$$\phi = \lambda A \frac{T(x) - T(x + \Delta x)}{\Delta x}$$

$$\phi = \lambda A \frac{\partial T}{\partial x}$$

Dabei ist  $A$  die Querschnittfläche und  $\lambda$  die Wärmeleitfähigkeit des Materials. Weiterhin wird angenommen, daß die zugeführte Leistung  $P$  pro Längeneinheit am Ort  $x$  bekannt ist.

$$p(x) = \frac{P}{L}$$

Es gilt mit der spezifischen Wärme  $C$  die Wärmeleitungsgleichung:

$$CA \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda A \frac{d^2 T}{dx^2} + p(x)$$

Für den stationären Fall  $\frac{\partial T}{\partial t} = 0$  vereinfacht sich diese Gleichung zu:

$$\lambda A \frac{d^2 T}{dx^2} + p(x) = 0 \quad (2.1)$$

Unter der Annahme, daß  $p(x) = p = \frac{P}{L}$ , d.h. stückweise konstant ist, ergibt sich als Lösung für 2.1 eine Parabelgleichung:

$$T(x) = ax^2 + bx + c \quad (2.2)$$

$$\text{mit } a = -\frac{P}{2\lambda AL} \quad (2.3)$$

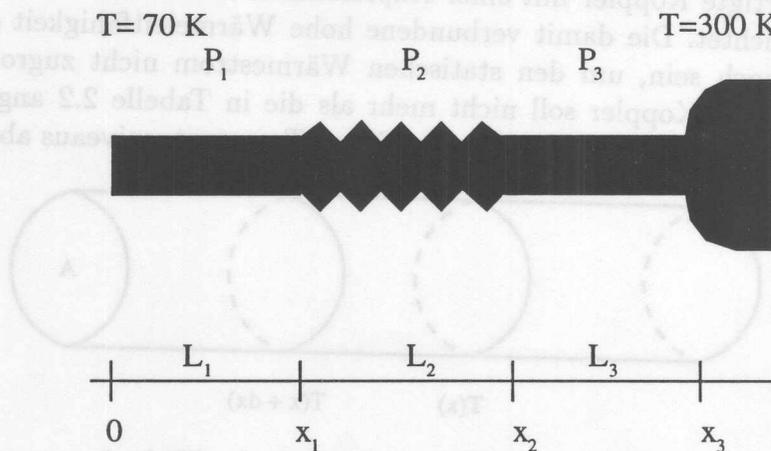


Abbildung 2.2: Wärmeverteilung auf dem Innenleiter des DESY II-Kopplers zwischen 70 K und 300 K. Es werden die Randbedingungen für die Lösung der Wärmeleitungsgleichung gezeigt. Der Innenleiter kann in drei Bereiche eingeteilt werden. Es handelt sich um zwei Rohrstücke und einen Faltenbalg.

Als Beispiel sei hier die Temperaturverteilung auf dem warmen Innenleiter des DESY II-Kopplers zwischen 70 K und 300 K berechnet. Man betrachtet den Innenleiter der in Abbildung 2.2 dargestellt ist. Dieser ist geteilt

in einen Faltenbalg und in die an dessen Enden befindlichen Rohrstücke.  $\lambda_{St}$  bzw.  $\lambda_{Cu}$  sind die Wärmeleitfähigkeiten von Stahl bzw. Kupfer. Diese werden als stückweise konstant angenommen.  $A_{St}$  bzw.  $A_{Cu}$  sind die entsprechenden Querschnittflächen. In jedem der Bereiche ( $i = 1, 2, 3$ ) gilt für die Temperaturverteilung:

$$\begin{aligned} T_i(x) &= a_i x^2 + b_i x + c_i \\ \phi_i(x) &= -k_i(2a_i x + b_i) \\ \text{mit } k_i &= (\lambda_{St} A_{Sti} + \lambda_{Cu} A_{Cu_i}) \end{aligned}$$

Es gilt aber für alle  $a_i$ :

$$a_i = \frac{P_i}{2k_i L_i}, i = 1, 2, 3$$

Weiterhin liegt wegen der thermischen Ankopplung an den Schild  $c_1 = T_1(0) = 70K$  fest. Damit bleiben fünf Unbekannte ( $b_1, b_2, b_3, c_2, c_3$ ) zu bestimmen, die aber noch folgende Bedingungen an den Schnittstellen der Bereiche erfüllen müssen:

$$\begin{aligned} T_1(x_1) &= T_2(x_1) \\ T_2(x_2) &= T_3(x_2) \\ T_3(x_3) &= 300K \\ \phi_1(x_1) &= \phi_2(x_1) \\ \phi_2(x_2) &= \phi_3(x_2) \end{aligned}$$

Das Gleichungssystem wird gelöst, indem man alle Terme mit den Unbekannten auf eine Seite bringt.

$$\begin{aligned} x_1 b_1 - x_1 b_2 - c_2 &= x_1^2(a_2 - a_1) - 70 \\ k_1 b_1 - k_2 b_2 &= 2x_1(k_2 a_2 - k_1 a_1) \\ x_2 b_2 - x_3 b_3 + c_2 - c_3 &= x_2^2(a_2 - a_1) - 70 \\ k_2 b_2 - k_3 b_3 &= 2x_2(k_3 a_3 - k_2 a_2) \\ x_3 b_3 + c_3 &= 300 - a_3 x_3^2 \end{aligned}$$

Die Unbekannten werden in einem Vektor  $\vec{A}$ , die rechte Seite zu einem Vektor  $\vec{B}$  und die Koeffizienten in einer Matrix  $M$  zusammengefaßt:

$$M = \begin{pmatrix} x_1 & -x_1 & 0 & -1 & 0 \\ k_1 & -k_2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & x_2 & -x_2 & 1 & -1 \\ 0 & k_2 & -k_3 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & x_3 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

$$\text{mit } \vec{A} = \begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_3 \\ c_2 \\ c_3 \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \vec{B} = \begin{pmatrix} x_1^2(a_2 - a_1) - 70 \\ 2x_1(k_2a_2 - k_1a_1) \\ x_1^2(a_2 - a_1) - 70 \\ 2x_2(k_3a_3 - k_2a_2) \\ 300 - a_3x_3^2 \end{pmatrix}$$

Mit dieser Schreibweise erhält man für das Gleichungssystem:

$$\mathbf{M} \cdot \vec{A} = \vec{B}$$

Mit der Invertierbarkeit von  $\mathbf{M}$  folgt dann für den Vektor mit den Unbekannten:

$$\vec{A} = \mathbf{M}^{-1} \cdot \vec{B}$$

Die von der HF-Welle abgegebene Leistung  $p(x)$  kann aus der durch den Hochfrequenzstrom im Kupfer dissipierten Leistung berechnet werden. Man benötigt dazu den effektiven Hochfrequenzstrom  $I_{eff} = \sqrt{\frac{P_f}{Z}}$ , den spezifischen Widerstand  $\rho$ , die Skintiefe  $\delta = \sqrt{\frac{\rho}{\pi f \mu_0}}$  der HF in Kupfer und den Tastverhältnis  $k_{tast}$ . Es gilt:

$$p = k_{tast} \frac{\rho I_{eff}^2}{\delta U}$$

mit  $U$  als Umfang des Innenleiters.

Eine numerische Integration kommt ohne die Vereinfachungen aus, daß  $\lambda_{Si}$  bzw.  $\lambda_{Cu}$  stückweise konstant sind und das  $\rho$  nicht von  $T$  abhängt. Die numerische Lösung der Wärmeleitungsgleichung kann benutzt werden, um die optimale Dicke der Kupferbeschichtung zu ermitteln. Dabei ist es wichtig, daß die Schicht auch nicht zu dick ist, da sonst große Probleme mit der Haftung der Kupferschicht auf den Edelstahlteilen auftreten. Ebenso führt eine zu dicke Schicht auch zu einer zu großen statischen Wärmeleitung.

Abbildung 2.3 zeigt, daß der Innenleiter am Übergang zwischen Rohr und Faltenbalg eine Temperatur von 60 Grad Celsius erreicht. Dies ist völlig unkritisch. Wollte man eine solche Überhöhung verhindern, so müßte die Kupferschicht wesentlich dicker sein. Gut zu erkennen ist auch, wie effektiv der Faltenbalg durch seine geringe Querschnittsfläche den Wärmefluß vom 300 K-Niveau auf das 70 K-Niveau hemmt. In diesem Beispiel werden etwa 2,2 Watt durch den Innenleiter und 1,6 Watt über den Außenleiter auf das 70 K-Niveau übertragen. Dies liegt unter den maximal angenommenen Werten von 6 Watt (nach Tabelle 2.2).

In Abbildung 2.4 sind links die durch die Simulation vorhergesagten Temperaturwerte auf dem Außenleiter des kalten Teils zwischen 5 K und 70 K

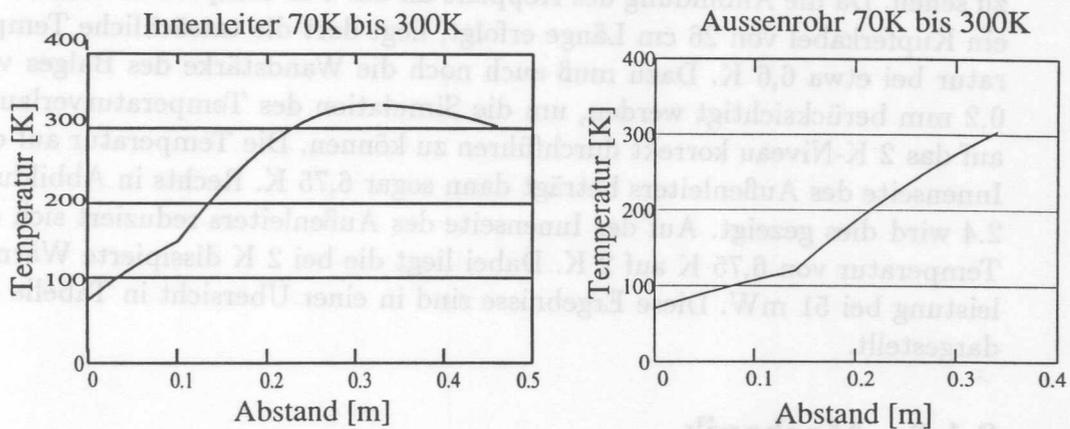


Abbildung 2.3: Temperaturverteilung auf dem Innenleiter (links) und dem Außenleiter (rechts) für eine Kupferschichtdicke von  $d_{innen} = 30\mu m$  bzw.  $d_{außen} = 10\mu m$ . Zu erkennen ist, daß der Innenleiter am Übergang zwischen Rohr und Faltenbalg eine Temperatur von 60 Grad Celsius erreicht. Wollte man eine solche Überhöhung verhindern, so müßte die Kupferschicht wesentlich dicker sein ( $d > 100\mu m$ ) [Sch98b] [Dwe98]. Der Faltenbalg zwischen den Rohren hemmt durch seine geringe Querschnittsfläche den Wärmefluß.

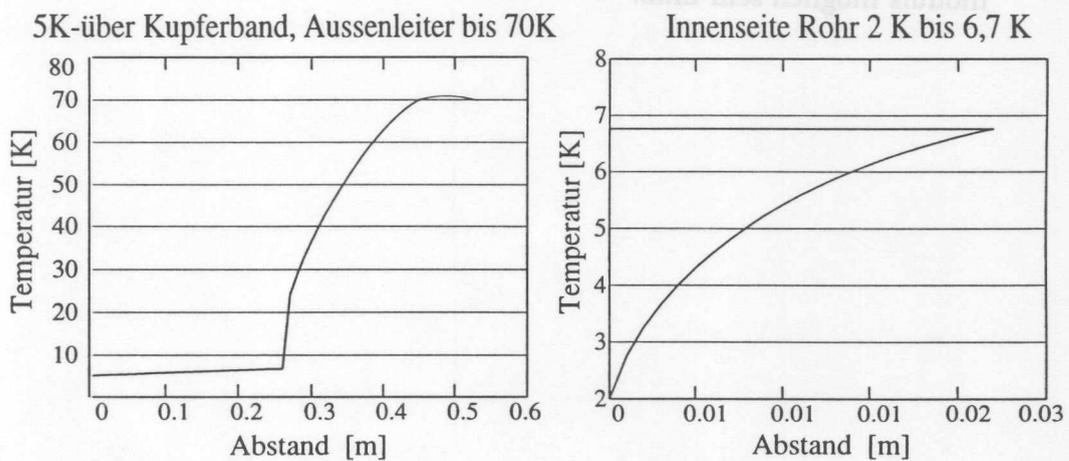


Abbildung 2.4: Temperaturverteilung auf dem Außenleiter für eine Kupferschichtdicke von  $d = 10\mu m$ .

zu sehen. Da die Anbindung des Kopplers an das 4 K-Temperaturschild über ein Kupferkabel von 26 cm Länge erfolgt, liegt dort die tatsächliche Temperatur bei etwa 6,6 K. Dazu muß auch noch die Wandstärke des Balges von 0,2 mm berücksichtigt werden, um die Simulation des Temperaturverlaufes auf das 2 K-Niveau korrekt durchführen zu können. Die Temperatur auf der Innenseite des Außenleiters beträgt dann sogar 6,75 K. Rechts in Abbildung 2.4 wird dies gezeigt. Auf der Innenseite des Außenleiters reduziert sich die Temperatur von 6,75 K auf 2 K. Dabei liegt die bei 2 K dissipierte Wärmeleistung bei 51 mW. Diese Ergebnisse sind in einer Übersicht in Tabelle 2.2 dargestellt.

### 2.1.3 Mechanik

Um das Resonator- und Strahlvakuum vom Wellenleiterdruck (normaler Atmosphärendruck) abzuschirmen und in einem frühen Stadium der Modulmontage Kavität- und Kopplervakuum zu trennen, sind zwei Fenster nötig, die aus Aluminiumoxid-Keramiken gefertigt werden. Eines der Fenster wird auf 70 K Niveau montiert, während das andere Fenster im warmen Bereich des Kopplers (300 K) eingebaut werden kann.

Weiterhin muß die Schrumpfung der Resonatoren bzw. des gesamten auf 1,8 K abzukühlenden Systems berücksichtigt werden, so daß eine Verschiebung der Antennenspitze des Kopplers um 15 mm in Längsrichtung des Kryomoduls möglich sein muß.

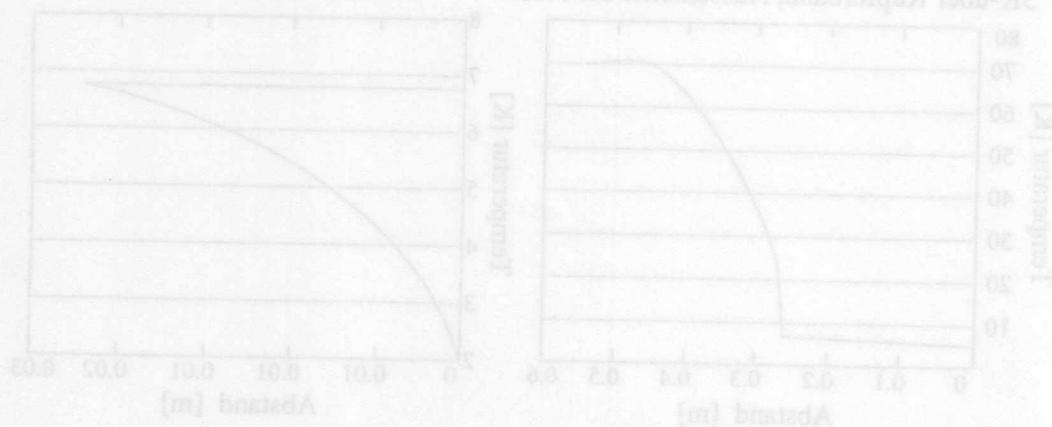


Abbildung 2.4. Temperaturverteilung auf dem Außenleiter für eine Kopplerschichtdicke von  $t = 0,2 \text{ mm}$ .

## 2.2 Die verschiedenen Koppler-Entwürfe

### 2.2.1 FERMILAB-Koppler

Der FERMILAB-Koppler ist einer der beiden Entwürfe<sup>2</sup> der ersten Generation von Kopplern für die TTF. Hier sind wie bei den anderen Kopplern zwei  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Fenster zur Trennung von Resonatorvakuum und dem Wellenleiter, der mit Luft bei 1 bar gefüllt ist, vorgesehen. Beim Fenster auf dem 300K-Niveau handelt es sich um ein ebenes Standardwellenleiterfenster, das aus einer runden Keramikscheibe und der dazugehörigen Impedanzanpassung besteht. Für das 70K-Fenster hingegen wurde ein konisches, koaxiales Fenster, dessen Dicke etwa einer viertel Wellenlänge entspricht, verwendet. Beide Fenster sind so positioniert, daß sie sich beim Füllen der Kavität im Stehwellenminimum befinden.

Eine Titannitridbeschichtung von 5 - 10 nm auf der Vakuumseite soll die Sekundärelektronenemission herabsetzen und auf diese Weise Multipacting verhindern. Insgesamt drei Faltenbälge, davon zwei als Teil des Außenleiters und einer als Teil des Innenleiters, ermöglichen die nötigen Bewegungen beim Abkühlen der Resonatoren und bei der elektrischen Anpassung und dienen als thermischer Widerstand.

Das elektrische Verhalten wird neben der "Türknaufanpassung" des Wellenleiters, die in Abbildung 2.5 zu sehen ist, im wesentlichen bestimmt durch eine 50-Ohm-Leitung im warmen Teil (62 mm Außenleiterdurchmesser) und eine 50-Ohm-Leitung im kalten Teil (40 mm Außenleiterdurchmesser), die mit einem konischen Teilstück aneinander angepaßt sind. Den Messungen vorgreifend sei hier angemerkt, daß dieser Koppler die Leistungsanforderungen im Test- und Modulbetrieb erfüllt. Das  $Q_{ext}$  ließ sich wegen einer zu kurzen Antenne nicht im gewünschten Bereich einstellen, sondern nur von  $1,7 \times 10^6$  bis  $1,3 \times 10^7$ . Dies ist aber in der neuen Serie korrigiert worden.

### 2.2.2 DESY I-Koppler

Der DESY-Entwurf der ersten Generation besteht aus einer koaxialen Leitung mit 40 mm Außendurchmesser und einer Impedanz von 50 Ohm. Es werden zwei zylindrische  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Keramikfenster benutzt. Die Anpassung an den Wellenleiter geschieht durch zusätzliche Stäbe im Wellenleiter und eine Reduktion der Wellenleiterhöhe. Eine zylindrische Geometrie, die diesem Koppler ähnlich ist, wird in Abbildung 2.6 gezeigt. An die Keramiken werden zylindrische Kupferringe gelötet, mit denen sie dann in den Wellenleiterkasten eingelötet werden.

<sup>2</sup>Die Entwürfe aller Koppler sind im Anhang gezeigt. Ein großer Teil der hier präsentierten Informationen stammt aus [Cha95] und [Dwe97].

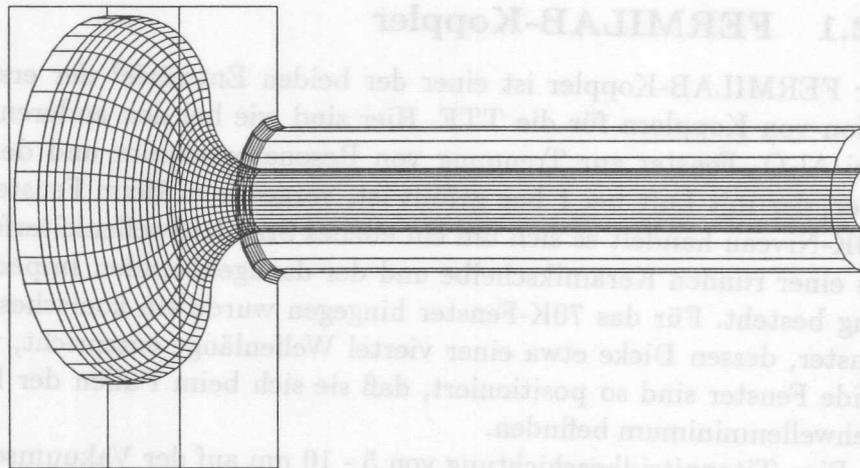


Abbildung 2.5: Die "Türknaufanpassung" zwischen Wellenleiter und Koaxialantenne des FERMILAB- und des DESY II-Kopplers. Dies ist auch ein Beispiel für die dreidimensionale Eingabe der Kopplergeometrie in das Simulationsprogramm HFSS. Zu beachten ist hier, daß die Symmetrie erlaubt, nur ein halbes Fenster zu rechnen, wenn die Querschnittsfläche die Randbedingung erfüllt, daß das Magnetfeld senkrecht zu dieser Fläche steht ( $\vec{n} \times \vec{B} = \vec{0}$ ,  $\vec{n}$  der Normalenvektor der Fläche).

Insgesamt gibt es fünf Faltenbälge im Koaxialleiter, von denen einer sehr dicht am Strahlrohr des Resonators als Teil des Innenleiters sitzt. Zwei Bälge befinden sich jeweils im Außen- und im Innenleiter zwischen dem 70 K- und dem 300 K-Fenster.

Während beim Fermikoppler die elektrische Anpassung durch die Bewegung fast des gesamten Kopplers relativ zum Strahlrohr erreicht wird, geschieht dies bei DESY I nur durch Bewegung der Spitze des Innenleiters. Die Fenster sind hier im Unterschied zu den anderen Kopplern mit Titan und nicht mit Titannitrid bedampft.

Speziell bei diesem Koppler sind während der Tests Probleme mit Überschlügen an dem 300 K-Keramik-Fenster auf der Luftseite aufgetreten. In der Abbildung 2.7 sind die leitenden Materialien, also die Metallisierung und der Kupferkragen schwarz dargestellt. Vom Dielektrikum der Keramik ist nur der Rand als Linie eingezeichnet. Zu erkennen ist im linken Teilbild die deutliche Überhöhung des Feldes auf der rechten Seite. Es konnte gezeigt werden,

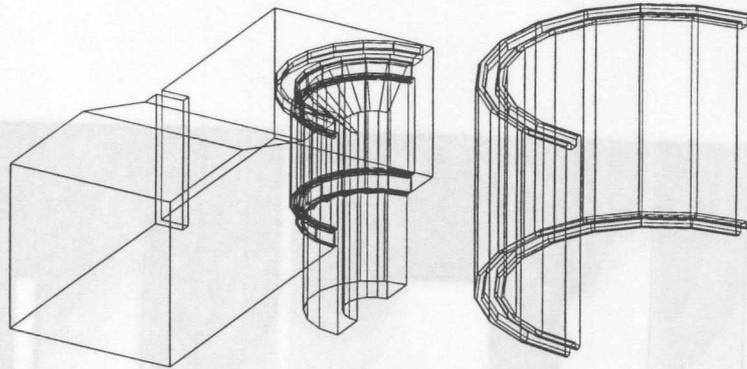


Abbildung 2.6: Darstellung der zylindrischen Keramiken am Beispiel des Kopplers DE-SY III. Die Keramiken (rechts) werden an zwei Kupferringen im Wellenleiter festgelötet (links). Der Koppler ist in dieser Darstellung in der Mitte aufgeschnitten. Beim Koppler DESY I ist die Wellenleiterhöhe niedriger und die Anpassung wird nicht durch Blenden an den Seiten wie hier gezeigt, sondern durch Metallstäbe im Wellenleiter erreicht.

daß im Bereich der Metallisierung für die Lötstellen an der Keramik ein zu hohes elektrisches Feld auftrat [Dwe97]. Dort trat auch das Funkenphänomen auf.

Verschiedene Lösungen wurden probiert, doch erst die Veränderung der Keramikgeometrie mit einer eingefrästen Rille, in die der Kupfering eingelötet wird, ermöglichte das Erreichen der Spezifikationen durch einen verstärkten Einschluß des Feldes in der Keramik. Dies ist in Bild 2.7 rechts zu sehen. Das durch die abgeänderte Keramikform<sup>3</sup> veränderte Feldverhalten wurde im wesentlichen durch eine Vergrößerung der Höhe der Keramik zwischen den Kupferringen von 25 auf 28 mm kompensiert. Die Querschnitte der neuen Keramiken sind in Abbildung 2.8 zu sehen. Im ersten Kryomodul ist aber erst einer von drei DESY-Kopplern mit der verbesserten Keramikform ausgestattet worden. Ein Austausch der übrigen ist jedoch geplant.

### 2.2.3 DESY II-Koppler

Obwohl beide Koppler der ersten Generation die Spezifikation erfüllten, gab es einige Gründe weitere Koppler zu entwerfen. Vor allem sollte die Multipactingwahrscheinlichkeit herabgesetzt werden, wobei die Simulationsergebnisse über Multipacting in der koaxialen Geometrie berücksichtigt werden sollten. Daraus entwickelte sich eine 70 Ohm - Koaxialgeometrie im kalten Teil.

Eine Möglichkeit, Multipacting aktiv zu unterdrücken, ist das Verzerren der Feldlinien mit Hilfe einer hohen Gleichspannung zwischen Innen- und Außenleiter, so daß resonante Trajektorien nicht mehr auftreten können.

<sup>3</sup>Damit ist im wesentlichen gemeint, das mehr dielektrisches Material vorhanden ist.

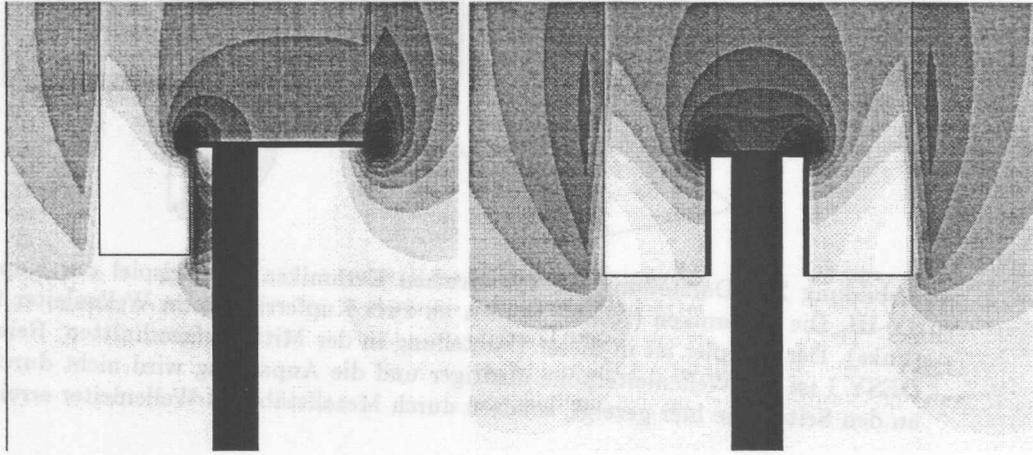


Abbildung 2.7: Ursache für Funkenüberschläge. Gezeigt werden Feldverteilungen die mit MAFIA-Rechnungen bestimmt wurden. Die leitfähigen Körper des Kupferrings und der Metallisierung sind schwarz gekennzeichnet. Das Dielektrikum ist durch die schwarze Linie begrenzt. Links von der Keramik befindet sich das Vakuum des Kopplers, während sich rechts der Wellenleiter, der mit Luft und einem Druck von 1 bar befüllt, befindet. Dunkle Gebiete bezeichnen Regionen hoher Feldstärken. Im linken Teilbild ist deutlich die Erhöhung des Feldes an der Luftseite der Metallisierung der Keramik zu erkennen. Dies führte zu Überschlägen. Rechts wird die verbesserte Keramik gezeigt. Die eingefräste Nut führt zum Einschluß des Feldes in der Keramik.

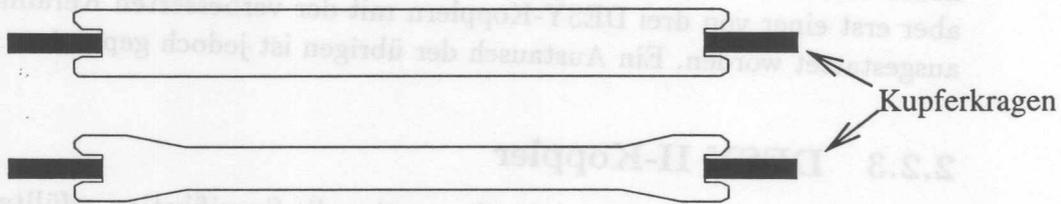


Abbildung 2.8: Die neue Version der Keramiken. An den Querschnitten sind gut die zusätzlichen Keramiküberlappungen zu erkennen. Diese ermöglichen ein besseres Verdecken des Lotes und der Metallisierung am Übergang zwischen dem Haltering aus Kupfer und der Keramik. Zusätzlich werden Feldüberhöhungen stärker in der Keramik gebunden. In der Mitte ist ein Querschnitt durch die 6mm dicke DESY III-Keramik für das 300 K-Fenster zu sehen. Unten ist die auf 4mm eingeschnürte DESY I-Keramik zu sehen. Siehe auch Abb. 2.7

Diese Verfahren wurde erfolgreich in Kopplern für supraleitende Kavitäten in LEP<sup>4</sup> am CERN<sup>5</sup> benutzt, wo große Probleme mit Multipacting auftraten [HKS96]. Daher ist der neue Entwurf zusätzlich mit einer Hochspannungsisolierung in Form einer Kaptonfolie im "Türknauf" versehen. Weitere Ziele waren eine Kostenreduktion, die Vereinfachung des Designs, eine bessere Qualitätskontrolle der Verkupferung und des Keramikmaterials sowie eine erhöhte Sauberkeit durch bessere Reinigungsmöglichkeiten und saubere Transportbehälter vor der Montage auf den Resonator.

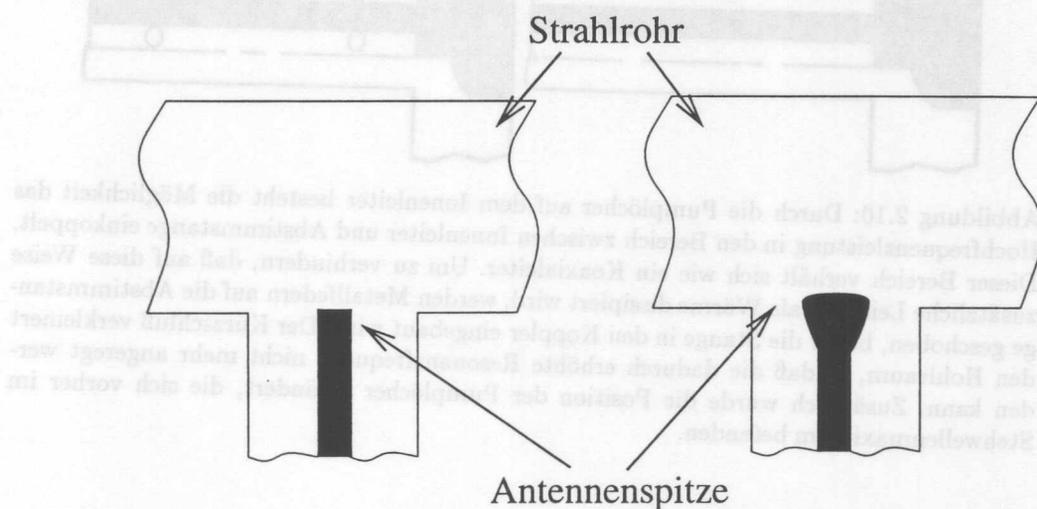


Abbildung 2.9: Neue Antennenspitze für DESY II und DESY III. Eine bessere Ankopplung wird im wesentlichen durch eine größere Fläche am Antennenende erreicht. Zusätzlich wurde auch die Spitze um 1 mm zur Strahlrohrmitte hin verlängert.

Beim Neuentwurf wird das warme Fenster der Fermikoppler mit dem kalten zylindrischen Fenster der DESY I-Koppler kombiniert. Die kalte Keramik weist nun aber auch die neue überlappende Form auf, so daß Lötungen nicht mehr direkt den hohen Feldern der Hochfrequenz ausgesetzt werden. Weiterhin werden nur drei Faltenbälge benötigt, um die Kardangelenkwirkung zu erreichen und die mechanischen Toleranzen auszugleichen. Diese reichen auch aus, um den Wärmefluß zu minimieren, da ihre Querschnittsflächen deutlich kleiner sind als z.B. die eines normalen Rohres. Die nicht ausreichende Anpassung des FERMILAB-Entwurfs wird durch eine pilzförmige Antennenspitze korrigiert (vergleiche Abbildung 2.9).

<sup>4</sup>LEP = Large-Electron-Positron-Collider.

<sup>5</sup>CERN=Organization Européenne pour la Recherche Nucléaire (Europäisches Forschungszentrum für Kern- und Elementarteilchenphysik).

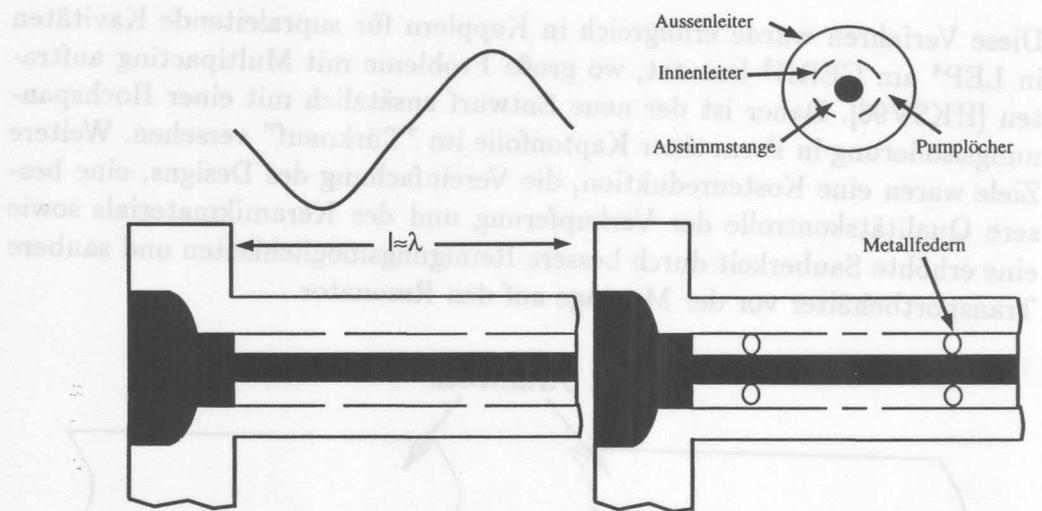


Abbildung 2.10: Durch die Pumplöcher auf dem Innenleiter besteht die Möglichkeit das Hochfrequenzleistung in den Bereich zwischen Innenleiter und Abstimmstange einkoppelt. Dieser Bereich verhält sich wie ein Koaxialeiter. Um zu verhindern, daß auf diese Weise zusätzliche Leistung als Wärme dissipiert wird, werden Metallfedern auf die Abstimmstange geschoben, bevor die Stange in den Koppler eingebaut wird. Der Kurzschluß verkleinert den Hohlraum, so daß die dadurch erhöhte Resonanzfrequenz nicht mehr angeregt werden kann. Zusätzlich wurde die Position der Pumplöcher verändert, die sich vorher im Stehwellenmaximum befanden.

Für die Anpassung des Kopplers bewegt sich im warmen Teil des Innenleiters eine zusätzliche Abstimmstange (siehe Anhang und Abbildung 2.10), die den kalten Antennenteil senkrecht auf das Strahlrohr zu oder von ihm wegbewegen kann. Der dort vorhandene Hohlraum muß ebenfalls evakuiert werden, so daß im warmen Teil des Innenleiters Löcher vorhanden sein müssen. Durch diese kann nun aber die HF-Wellen in den Bereich zwischen Innenleiter und Abstimmstange koppeln. Dieser Bereich stellt wiederum ein koaxiales System dar, in dem die HF-Welle transportiert und daher auch dissipiert wird. Gerade im Stehwellenfall führte die ursprüngliche Positionierung der Pumplöcher zu einer guten Kopplung zwischen den beiden koaxialen Strukturen. Um eine zusätzliche Wärmebelastung zu verhindern, werden mit Metallfedern Kurzschlüsse verursacht, die diese Resonanzbedingungen zerstören. Die Anregungsfrequenz ist wesentlich erhöht worden. Gleichzeitig wurden die Pumplöcher neu angeordnet, so daß auch hier keine Resonanz mehr möglich ist.

Von diesem Koppler wurde für Testzwecke eine vereinfachte, nicht abstimmbare Version gebaut, die auf Bälge im Außenleiter verzichtet. Außerdem wurde auch auf eine Verkupferung des Außenleiters und des Wellenleiters verzichtet. Der Prototyp hat sich im Test als sehr erfolgreich herausgestellt, so daß mit der Serienproduktion begonnen werden konnte.

## 2.2.4 DESY III-Koppler

Nach Fertigstellung des Designs für den DESY II-Koppler stellte sich heraus, daß preislich günstige Wellenleiterfenster auf dem Markt nicht mehr erhältlich waren, so daß nach einer Alternativlösung gesucht werden mußte. Die Idee hierbei war nun wiederum eine zylindrische Keramik der neuen Geometrie zu benutzen, die sich im Hohlleiter-Koaxial-Übergang befindet.

### 2.2.4.1 Streuparameter

Dazu wurden HFSS-Simulationen für die beiden in Abbildung 2.12 dargestellten Kopplerentwürfe gemacht. Diese Simulationen basieren auf der Idee der Netzwerkanalyse. Dazu betrachtet man ein Objekt mit zwei Eingängen und zwei Ausgängen, wie es in Abbildung 2.11 zu sehen ist. Dabei stellen die mit  $a_i$  bezeichneten Größen, die in das Netz hineinlaufenden Spannungsamplituden dar. Ganz analog dazu sind die Werte von  $b_j$  ein Maß für die auslaufenden Amplituden. Die dazugehörige Leistung ist dabei jeweils proportional zum Quadrat dieser Amplituden. Die Amplituden sind durch eine  $2 \times 2$ -Matrix verknüpft.

$$\vec{b} = S \cdot \vec{a} \quad (2.4)$$

In Komponentendarstellung sieht diese sogenannte Streumatrix folgendermaßen aus:

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} \quad (2.5)$$

Also gelten dann für die Leistungen, die in die Struktur eingespeist bzw. an ihr reflektiert oder durchgekoppelt werden, die folgenden Beziehungen:

$$|S_{ii}|^2 = \frac{\text{reflektierte Leistung an Eingang } i}{\text{einlaufende Leistung an Eingang } i} \quad (2.6)$$

$$\text{bzw. } |S_{ij}|^2 = \frac{\text{ausgekoppelte Leistung an Eingang } i}{\text{einlaufende Leistung an Eingang } j}; \quad i \neq j \quad (2.7)$$

Diese Parameter sind deshalb interessant, da der Koppler als ein möglichst reflexionsfreies Gebilde konstruiert werden soll. Die Leistung soll ohne Verluste direkt in den Resonator gelangen. Dazu bedeuten reflektierte Wellen auch immer eine Erhöhung des Stehwellenverhältnisses. Und dies kann eine maximale Erhöhung der lokalen Feldstärken um einen Faktor 2 verursachen, was zu einer größeren Überschlagwahrscheinlichkeit führt.

Zur Berechnung mit HFSS muß zunächst ein dreidimensionales Modell der Struktur mit den entsprechenden Materialkonstanten eingegeben werden. Außerdem werden die Ein- bzw. Ausgänge, durch die die Hochfrequenzwelle

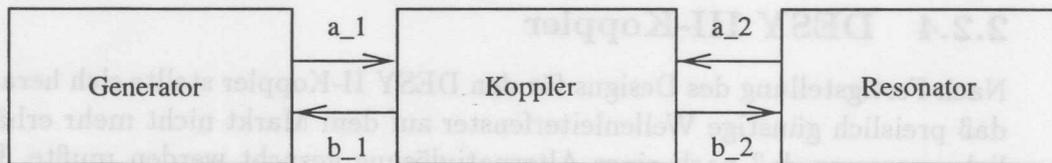


Abbildung 2.11: Schematische Darstellung eines Hochfrequenznetzes mit Generator-Koppler-Resonator.  $a_i$  entspricht der einlaufenden Welle an Kopplereingang  $i$ .  $b_i$  stellt die dort auslaufende Welle dar.

ein- oder ausgekoppelt werden kann, angegeben. In einem ersten Schritt erzeugt HFSS dann ein Gitternetz in der Struktur. Im zweiten Schritt werden die elektromagnetischen Felder berechnet. Aus den Feldamplituden der ein- und auslaufenden Wellen können dann die S-Parameter berechnet werden.

Dieser Vorgang kann dann wiederholt werden, wobei mit einem neuangepassten, feineren Gitter gerechnet wird. Dadurch wird die Genauigkeit erhöht. Allerdings kostet ein feineres Gitter auch wesentlich mehr Rechenzeit. Man wiederholt so lange, bis sich die S-Parameter nur noch um wenige Prozent verändern. Dies entspricht dann nur noch wenigen Promille in den entsprechenden einlaufenden bzw. reflektierten Leistungen.

Als Beispiel dient die in Abbildung 2.12 rechts dargestellte Fenstergeometrie mit Konus. Die Werte der Streuparameter können aus Tabelle 2.3 entnommen werden. Tatsächlich ist hier schon der optimale Fall zu sehen, der auch an der Grenze der Rechengenauigkeit von HFSS liegt. Deutlich weniger als 1 % der vorlaufenden Leistung wird reflektiert. Diese Fenstergeometrie wurde u.a. gewählt, da nach Rechnungen von [SYOP95] die zylindrischen Fenster nur ein geringes Multipacting zeigen sollen.

#### 2.2.4.2 Simulationsergebnisse

Die wesentlichen Parameter, die hier variiert werden, sind die Wellenleiterhöhe  $h$ , der Abstand  $l_k$  der Kurzschlußplatte von der Mitte des Koaxialleiters und die Dicke  $d$  des Keramikfensters. Zusätzlich wird auch noch die

S Matrix	Port 1		Port 1	
	Amplitude	Phase	Amplitude	Phase
Port 1	0.0092	148.88	1.0	-87.48
Port 1	1.0	-87.48	0.0092	-143.84

Tabelle 2.3: S-Parameter für den neuen Fensterentwurf des TESLA - Einkopplers

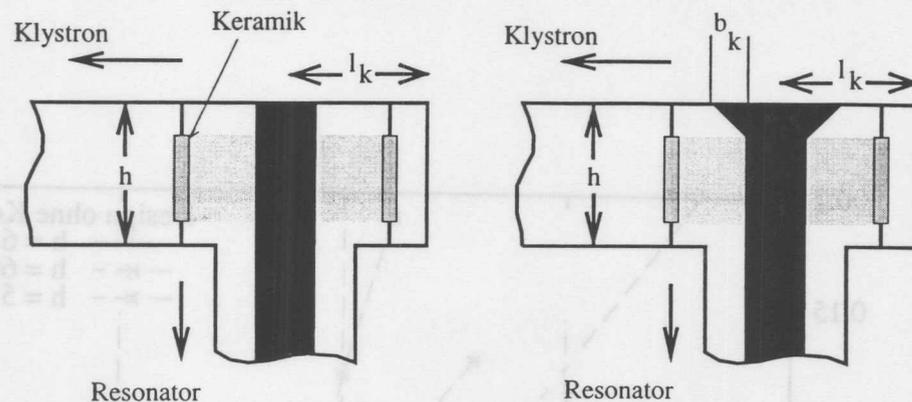


Abbildung 2.12: Entwurf des neuen warmen Keramikfensters (grau) im Querschnitt. Links der Entwurf ohne Konus am Wellenleiter-Koaxialleiter-Übergang, rechts mit Konus.

Breite des Konus  $b_k$  variiert (nach Abbildung 2.12).

Das Ziel der Simulationen ist es, eine möglichst große Wellenleiterhöhe zu erzielen und eine große Keramikdicke beizubehalten, ohne daß die reflektierte Leistung über 2 % der Vorlaufleistung hinausgeht. Die große Wellenleiterhöhe ist dabei von Vorteil, da mit ihr auch die Fensterhöhe wachsen kann und somit die Überschlagsstrecke an der Luftseite größer wird. Eine dickere Keramik ermöglicht einen besseren Feldeinschluß und vermeidet Feldüberhöhungen an der Keramikoberfläche, die zu den unerwünschten Entladungen führen können.

Es wurde eine Darstellung für die  $S_{11}$ -Parameter gewählt, bei der diese in einer komplexen Ebene mit ihrer Amplitude und Phase der reflektierten Welle gezeigt werden. Eine möglichst geringe Reflexion heißt nun, in dieser Darstellung möglichst dicht an den Koordinatenursprung zu gelangen. Dies entspricht  $|S_{11}| = 0$ . Die verschiedenen Simulationen bei unterschiedlichen Wellenleiterhöhen  $h$  und Keramikdicken  $d$  sind als Linien dargestellt, entlang derer sich die Kurzschlußlänge  $l_k$  ändert. Sie nimmt von der linken oberen Ecke des Bildes zur rechten unteren Ecke zu.

Abbildung 2.13 zeigt, daß Wellenleiterhöhen von 65 und 60 mm zu große Reflexionskoeffizienten ergeben. Deutlich zu erkennen ist, daß eine Reduzierung der Wellenleiterhöhe auf 55 mm, zu einem akzeptablen Reflexionskoeffizienten führt. Zu sehen ist außerdem der Einfluß der Keramikdicke, die 4 mm, 5 mm oder 6 mm betrug, und die Kurzschlußlänge (d.h. der Abstand vom Mittelpunkt des koaxialen Leiters zum Ende des Wellenleiters), die zwischen 49 mm und 72 mm variiert wurde. Sie bewirkte eine Verschiebung des komplexen  $S$ -Parameters vom zweiten in den vierten Quadranten.

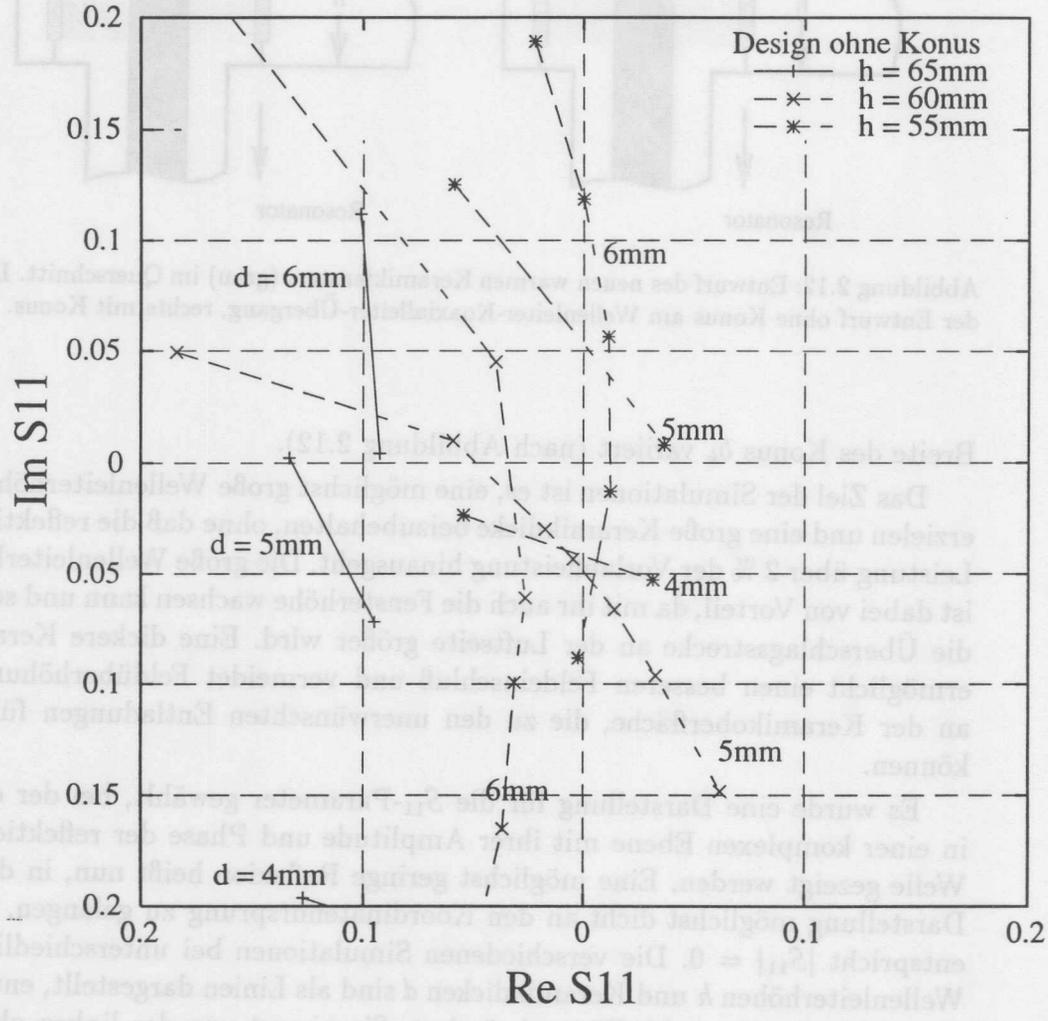
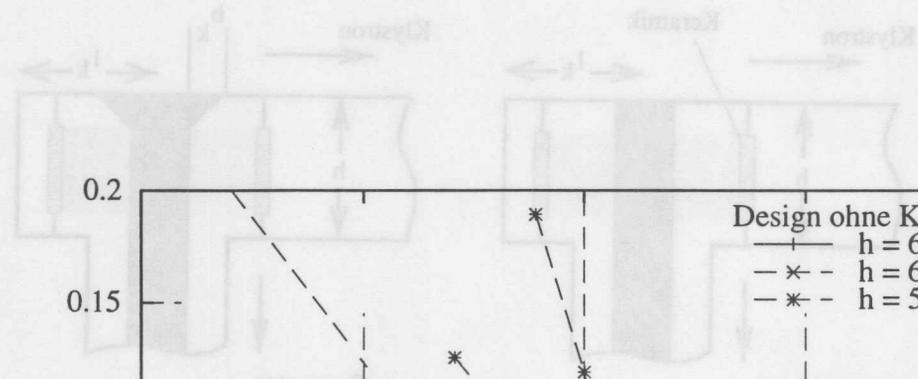


Abbildung 2.13: S-Parameterfeld für den Entwurf ohne Konus. Der Imaginärteil des komplexen  $S_{11}$ -Parameters ist hier über dem Realteil aufgetragen. Hier entspricht der Abstand des Punktes vom Ursprung der Amplitude der reflektierten Welle und der Winkel zur x-Achse deren Phase relativ zur vorlaufenden Welle. Die Abhängigkeit von  $l_k$  ist hier nicht gezeigt. Siehe auch Abb. 2.14.

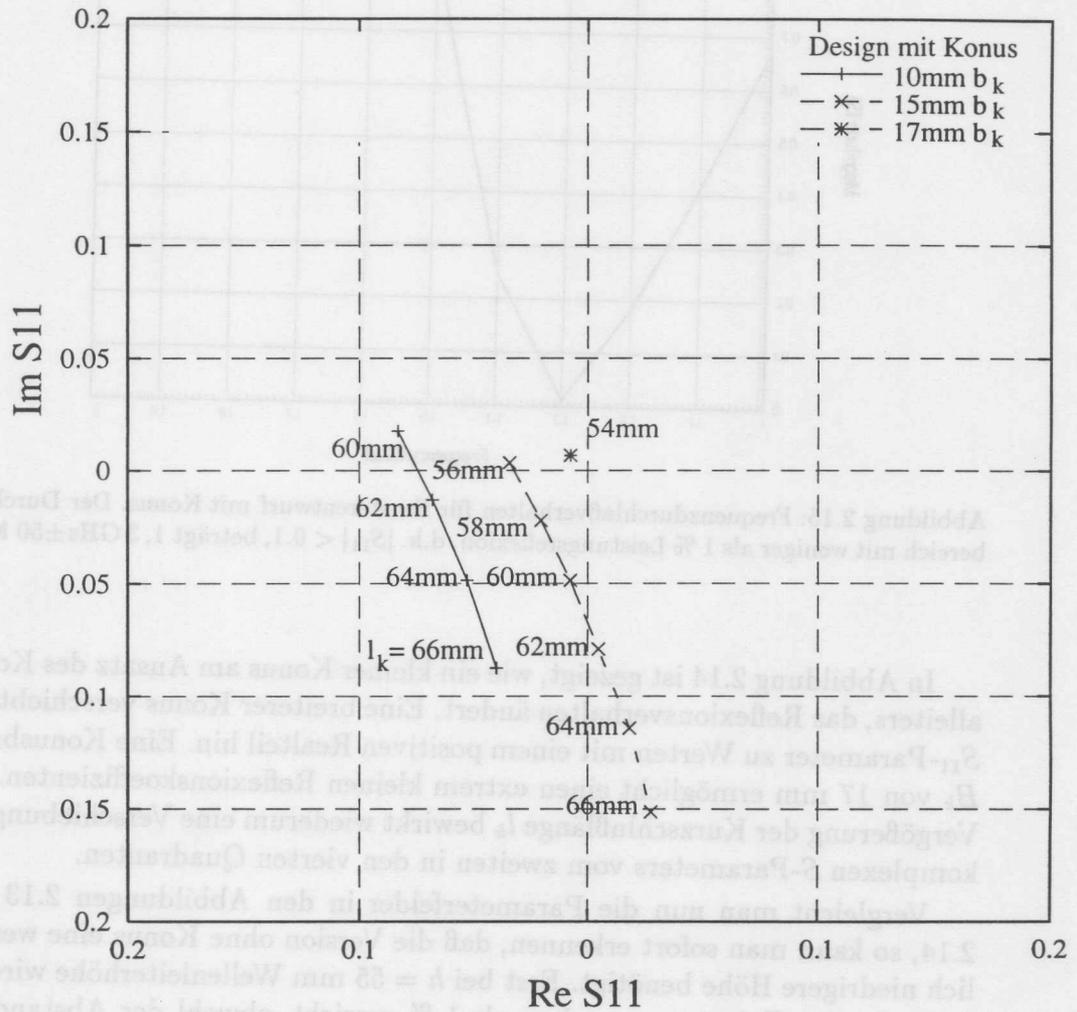


Abbildung 2.14: S-Parameterfeld für den Entwurf mit konischem Wellenleiter-Koaxialübergang. Man kann sehr gut erkennen, daß eine Wellenleiterhöhe von 65 mm mit entsprechend großem Konus von 17 mm realisiert werden kann. Angegeben sind diesmal zusätzlich die Kurzschlußlängen. Die Keramikdicke betrug jeweils 6 mm.

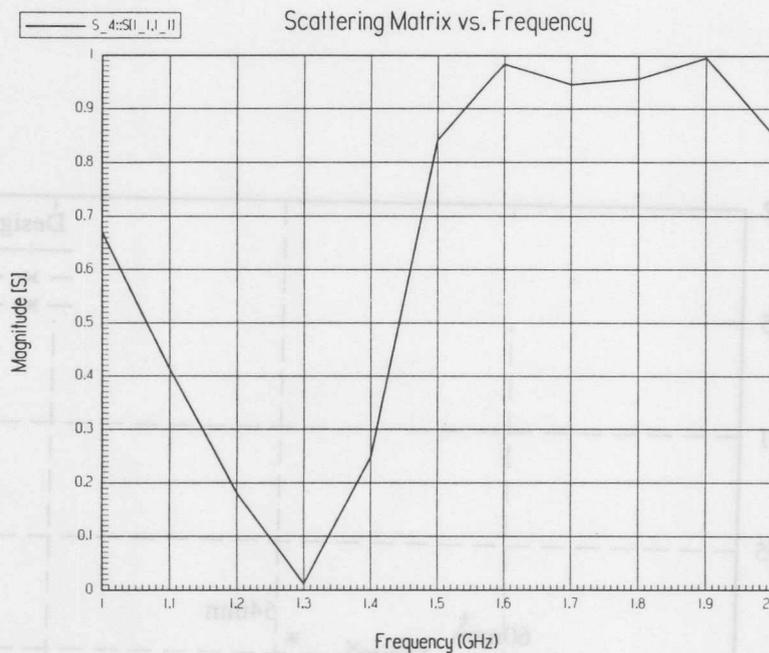


Abbildung 2.15: Frequenzdurchlaßverhalten für Fensterentwurf mit Konus. Der Durchlaßbereich mit weniger als 1 % Leistungsreflexion, d.h.  $|S_{11}| < 0.1$ , beträgt  $1,3 \text{ GHz} \pm 50 \text{ MHz}$ .

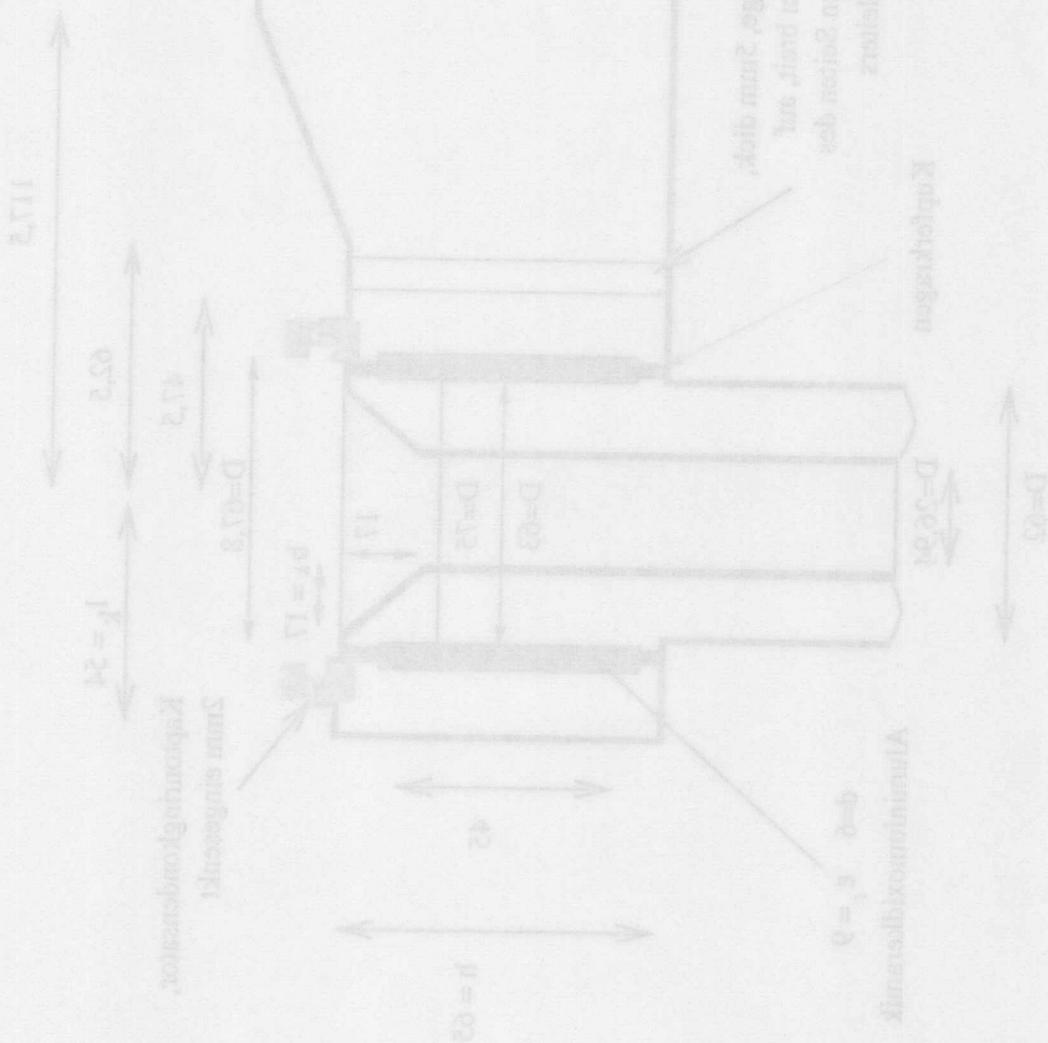
In Abbildung 2.14 ist gezeigt, wie ein kleiner Konus am Ansatz des Koaxialleiters, das Reflexionsverhalten ändert. Eine breiterer Konus verschiebt den  $S_{11}$ -Parameter zu Werten mit einem positiven Realteil hin. Eine Konusbreite  $B_k$  von 17 mm ermöglicht einen extrem kleinen Reflexionskoeffizienten. Die Vergrößerung der Kurzschlußlänge  $l_k$  bewirkt wiederum eine Verschiebung des komplexen  $S$ -Parameters vom zweiten in den vierten Quadranten.

Vergleicht man nun die Parameterfelder in den Abbildungen 2.13 und 2.14, so kann man sofort erkennen, daß die Version ohne Konus eine wesentlich niedrigere Höhe benötigt. Erst bei  $h = 55 \text{ mm}$  Wellenleiterhöhe wird ein Reflexionskoeffizient von weniger als 1 % erreicht, obwohl der Abstand des Kurzschlusses im Bereich von 49 - 72 mm variiert wurde. Dagegen läßt sich mit einem kleinen Konus innerhalb des Keramikfensters die Anpassung sehr gut erreichen. Die optimale Fußbreite des Konus liegt bei  $b_k = 17 \text{ mm}$  bei einer Kurzschlußlänge von  $l_k = 54 \text{ mm}$ . Damit konnte auch das Ziel einer Keramikdicke von 6 mm erreicht werden.

Beide Entwürfe lassen ein Frequenzband in einem Bereich von  $\pm 50 \text{ MHz}$  bei weniger als 1 % Leistungsreflexion durch, wie eine Überprüfung mit HFSS ergab. Dabei ist aber auch hier die Konuslösung günstiger, da der Durchlaßbereich fast doppelt so groß ist, wie beim Übergang ohne Konus (Abb. 2.15).

Eine zylindrische Fensterflächenform im warmen Teil des Kopplers ist damit eine Alternative zu einem Wellenleiterfenster und einem großen Türknopf-Übergang. Neben den geringeren Kosten aufgrund des fehlenden Wellenleiterfensters (nach [DES97]), wird der warme Teil des Kopplers auch leichter, was Vorteile bei der Montage mit sich bringt.

Die weitere Detailentwicklung, wie das Einbringen der Hochspannungstrennung zwischen Außen- und Innenleiter erfordert keine wesentlichen Veränderungen, da mit der Kurzschlußlänge noch ein wichtiger Parameter frei ist. Die optimierte Version ist in Abbildung 2.16 zu sehen. Dieses Design wird voraussichtlich im Jahr 1998 in Form eines Prototyps getestet.



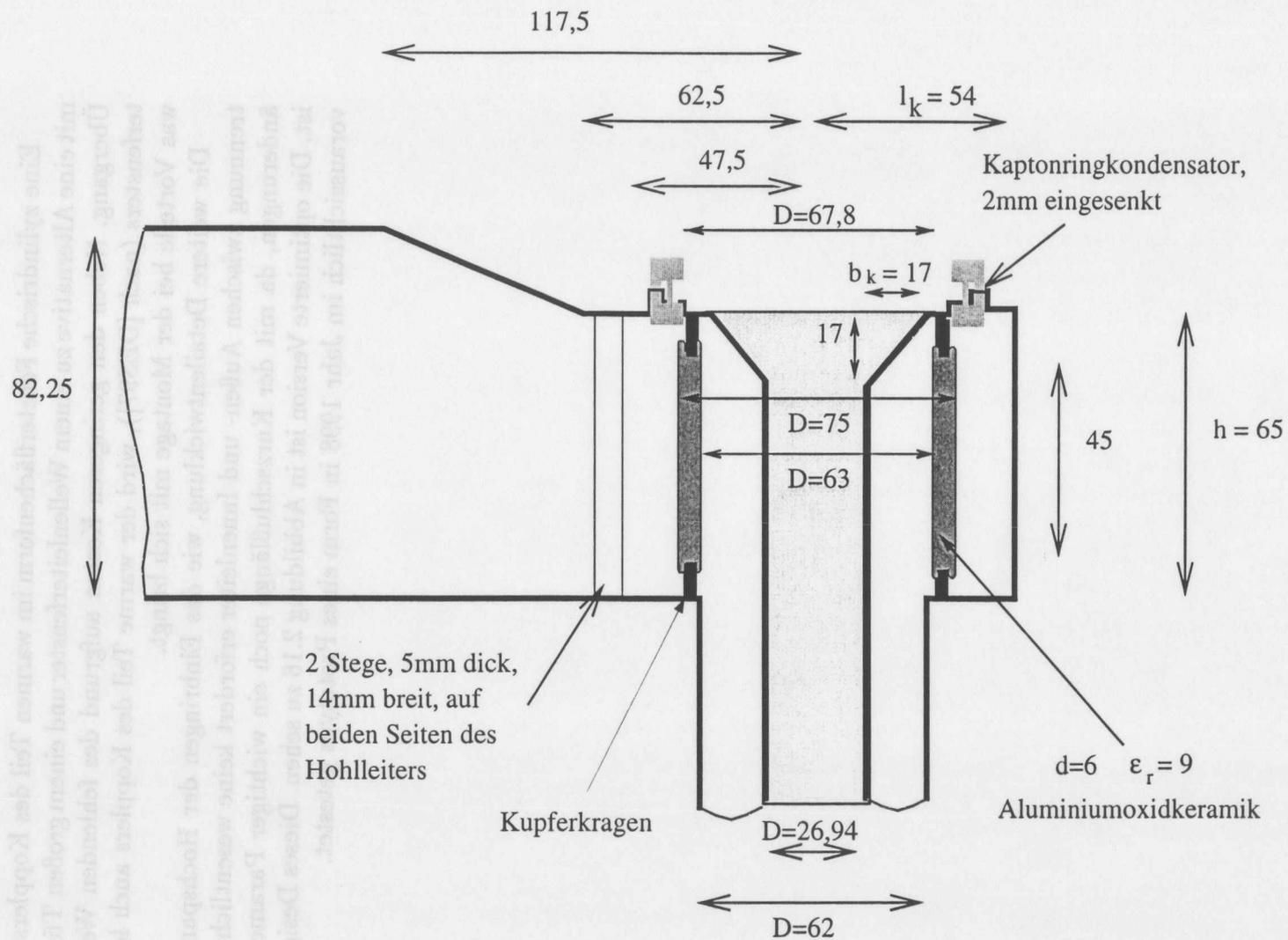


Abbildung 2.16: Entwurf und Abmessungen für das neue Fenster am Wellenleiter-Koaxialleiterübergang des Kopplers DESY III.

## 2.3 Der Hochleistungs-Einkoppler für den vertikalen Resonatorteststand

### 2.3.1 Anwendung des Hochleistungs-Einkopplers

Eine spezielle Art von Kopplern wird im vertikalen Test zur Messung von Resonatoren eingesetzt. Es handelt sich um die sogenannten HPP-Koppler. HPP steht für "High Power Processing", womit ein Konditionieren bei hohen Leistungen gemeint ist. Die Idee, die hinter dieser Art der Resonatorbehandlung steckt, beruht auf der Beobachtung, daß Feldüberhöhungen zum Abschmelzen von Feldemittern führen können. Ein durch Feldemission belasteter Resonator kann durch kurze Hochleistungspulse verbessert werden, indem die Zahl der Emitter oder deren Aktivität verringert wird.

In der Vergangenheit sind schon verschiedene solcher Koppler benutzt worden. Da die Feldemission in den Resonatoren bei Beschleunigungsfeldstärken von 20 - 30 MV/m ein großes Problem darstellt, scheint eine HPP-Behandlung immer noch der geeignete Ausweg zu sein. Auch die bisher beschriebenen Hauptkoppler sollten die sehr hohen Leistungen übertragen können, um eine in situ Behandlung der Resonatoren nach Einbau in das Kryomodul des Beschleunigers zu ermöglichen.

### 2.3.2 Anforderungen

Für die HPP-Koppler am Teststand gelten aber weitere Anforderungen. Eine kapazitive Ankopplung durch den Hauptkopplerstutzen der Kavität ist aufgrund der Platzverhältnisse nicht möglich. Stattdessen wird durch das Strahlrohr koaxial eingekoppelt. Dadurch gewinnt man gleichzeitig auch Platz, um mit Hilfe eines Faltenbalges den Bereich der externen Güte des Kopplers auf  $Q_{ext} = 1 \times 10^5 - 1 \times 10^{11}$  erweitern. Dazu muß die Antennenspitze um ca. 110 mm beweglich sein.

Der große Abstimmbereich ergibt sich aufgrund des Testbetriebes, da ständig zwischen der Hochgütemessung der Q(E)-Kurven und HPP gewechselt wird. Die Messung der Güte des Resonators erfordert einen Koppelfaktor  $\beta \approx 1$ , um Meßfehler durch die reflektierte Leistung so gering wie möglich zu halten. Andererseits ist eine starke Überkopplung erforderlich, um viel Leistung schnell einzukoppeln und auch im thermischen Zusammenbruch des Resonators noch genügend Feld zum Konditionieren bereitzustellen. Die Koppler müssen dabei Leistungen bis zu 1,5 MW bei kurzen Pulslängen von weniger als  $100\mu s$  übertragen, wobei während des gesamten Pulses keine Anpassung existiert. Daraus folgt, daß die resultierende Stehwelle bei der Positionierung des Keramikfensters berücksichtigt werden muß.

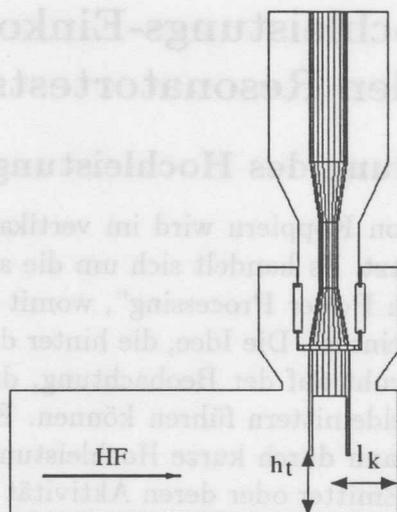


Abbildung 2.17: Der neue Entwurf für den HPP-Koppler. In den Simulationen werden der Abstand zwischen Antennenspitze und Wellenleiterboden  $h_t$  und der Abstand zwischen Antenne und dem Kurzschluß am Endes des Wellenleiters  $l_k$ .

Sehr wichtig ist auch die Handhabbarkeit des Kopplers bei der Montage im Reinraum. Der erste HPP-Koppler war schwer zu montieren und zu reinigen. Vor allem der Türknauf-Übergang vom Wellenleiter zum Koaxialleiter hatte ein zu hohes Gewicht.

Deswegen wurde ein neuer Entwurf ausgearbeitet, der das zylindrische Keramikfensters des Prototypkopplers vom Typ DESY II benutzt. Ein Querschnitt ist in der Abbildung 2.17 gezeigt. Im wesentlichen besteht der Übergang zwischen Wellenleiter und Koaxialleiter aus einer Antenne, die in den Wellenleiter hineinragt. Sie ist innen hohl, um die Schraubverbindung zwischen Keramikfenster und der unteren Antennenspitze gegenüber dem HF-Feld abzuschirmen. Die Spalte am Schraubenkopf könnten zu Überschlägen führen. Auf einen knaufförmigen Übergang wird hier verzichtet.

### 2.3.3 Simulationen

Die Parameter der Simulation sind die in Abbildung 2.17 gezeigte Kurzschlußlänge  $l_k$  und Abstand  $h_t$  zwischen der Spitze der Antenne und dem Wellenleiterboden. Die HFSS-Simulationen am HPP-Koppler zeigen drei Dinge:

Die reflektierte Leistung kann ohne zusätzliche Stäbe im Wellenleiter auf unter 1 % verringert werden. In der komplexen  $S_{11}$  Parameterebene führen Veränderungen der Kurzschlußlänge  $l_k$  zu einer Verschiebung des Wertes für

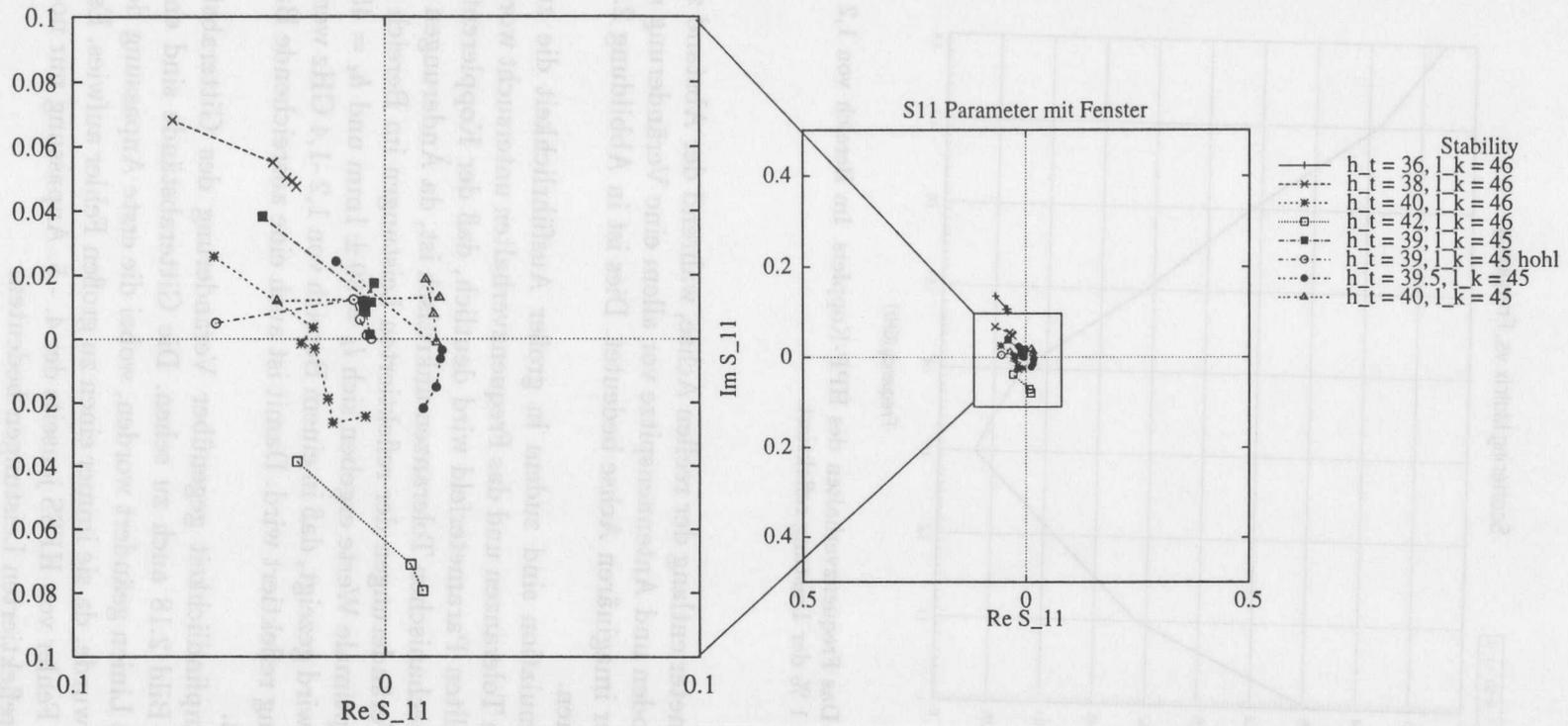


Abbildung 2.18: S-Parameterfeld für den neuen HPP-Koppler. Es wurde eine Darstellung für die  $S_{11}$ -Parameter gewählt, bei der diese in einer komplexen Ebenen gezeigt werden. Hier bedeutet der Abstand des Punktes vom Ursprung die Amplitude der reflektierten Welle und der Winkel zur x-Achse deren Phase relativ zur vorlaufenden Welle. Zu erkennen ist, daß die mechanischen Toleranzen für die Kurzschlußlänge im Bereich von  $l_k = 39 \pm 2$  mm liegen. Entlang der Linien ändert sich der Abstand der Gitterpunkte bei der Simulation.

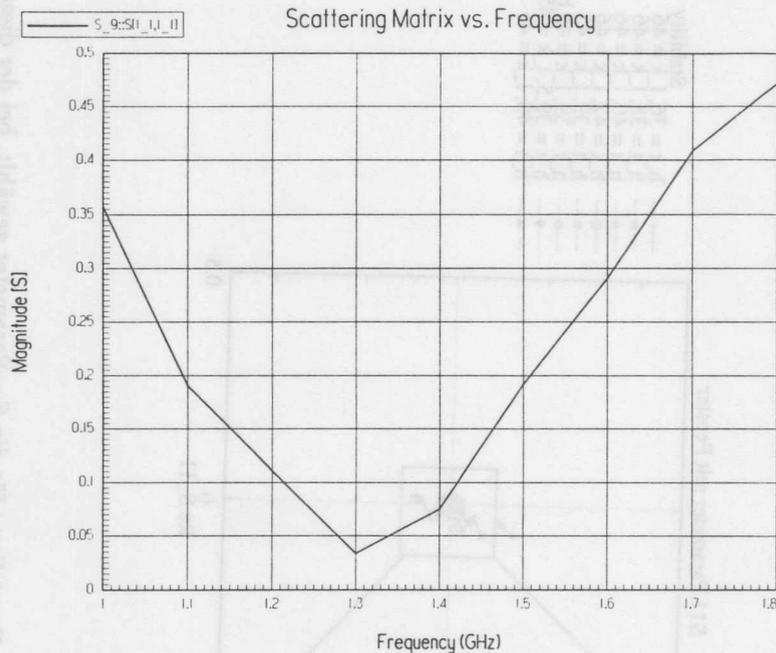


Abbildung 2.19: Das Frequenzverhalten des HPP-Kopplers. Im Bereich von 1,2 -1,4 GHz wird weniger als 1 % der Leistung reflektiert.

den  $S_{11}$ -Parameter entlang der reellen Achse, während der Abstand zwischen Wellenleiterboden und Antennenspitze vor allem eine Veränderung des Wertes entlang der imaginären Achse bedeutet. Dies ist in Abbildung 2.18 deutlich zu erkennen.

In der Simulation sind zudem in großer Ausführlichkeit die zulässigen mechanischen Toleranzen und das Frequenzverhalten untersucht worden. Aus dem dargestellten Parameterfeld wird deutlich, daß der Kopplere Entwurf bezüglich der mechanischen Toleranzen unkritisch ist, da Änderungen von 1 - 2 mm nur zu Veränderungen der reflektierten Leistungen im Bereich von  $10^{-3}$  führen. Als optimale Werte ergeben sich  $l_k = 39 \pm 1\text{mm}$  und  $h_t = 45 \pm 1\text{mm}$ . In Abb. 2.19 wird gezeigt, daß in einem Bereich von 1,2 -1,4 GHz weniger als 1 % der Leistung reflektiert wird. Damit ist auch eine ausreichende Bandbreite gewährleistet.

Die Unempfindlichkeit gegenüber Veränderung des Gitterabstandes in HFSS ist in Bild 2.18 auch zu sehen. Die Gitterabstände sind entlang der dargestellten Linien geändert worden, wobei die erste Anpassung des Gitters weggelassen wurde, da sie immer einen zu großen Fehler aufwies. Es ist sichtbar, daß der Fehler von HFSS jenseits der 4. - 5. Anpassung nur noch wenige  $10^{-3}$  in den reflektierten Leistungen bedeuten.

## Kapitel 3

# Messungen an den Leistungseinkopplern für die TESLA-Resonatoren

### 3.1 Kopplerkonditionierung

#### 3.1.1 Sensoren

Die HF-Koppler für die TESLA-Resonatoren werden in verschiedenen Aufbauten auf ihre Leistungsfähigkeit und ihr Multipactingverhalten untersucht. Wesentlicher Indikator für eine Multipacting-Schwelle ist das Auftreten freier Elektronen im Kopplerinneren. Jeder Teststand bietet die Möglichkeit, mit Hilfe kleiner Antennen, die an verschiedenen Stellen im Koppler angebracht werden, diese Elektronenströme zu messen. Von den Wänden emittierte Elektronen fließen über diese Antennen als Strom ab und erzeugen so ein nachweisbares Signal.

Während bei Kopplertests die einzelnen Signale ausgewertet werden, wird im Modulbetrieb nur noch das Summensignal von drei bzw. zwei Antennen betrachtet. Durch diesen Umstand ist ein Lokalisieren der Elektronen nicht direkt möglich. Da die Elektronen außerdem immer von Lichtabstrahlung z.B. durch Stoßprozesse begleitet werden, werden zusätzlich Photomultiplier angeschlossen. Im Teststand können zwei Photomultiplier angeschlossen werden, die die beiden getrennten Vakua des warmen und des kalten Kopplerteils beobachten. Im Modulbetrieb ist es nur ein Photomultiplier, der an den warmen Teil des Kopplers angeschlossen ist.

Eine indirekte Beobachtungsmethode von Multipacting ist die Überwachung des Vakuums im Koppler. Aufgrund der an der Oberfläche deponierten Energie kann es zu einer lokalen Erwärmung und zum Abdampfen von adsor-

bierten Atomen bzw. Ionen kommen. Dabei muß jedoch zwischen dem erstmaligen Erhöhen der Leistung, wobei der gesamte Koppler von den durch Kondensation adsorbierten Atomen gereinigt werden muß, und den immer wieder auftretenden Schwellen durch wiederholte Desorption und Adsorption unterschieden werden. Ein Grund, den Druck nicht über  $10^{-6}$  mbar ansteigen zu lassen, ist die durch den höheren Druck bedingte erhöhte Überschlagswahrscheinlichkeit, durch die Bauteile wie Keramiken zerstört werden können.

Sollte es trotzdem zu solchen Überschlägen kommen, kann mit Hilfe von Lichtdetektoren die schnelle Abschaltung der Leistung herbeigeführt werden. Schließlich wird noch die Temperatur der Keramiken bzw. der HF-Fenster mit Infrarot-Sensoren und Pt-Widerständen gemessen, um lokaler Überhitzung und thermischer Überbeanspruchung vorzubeugen.

### 3.1.2 Verfahren bei der Kopplerkonditionierung

Konditionieren von Hochfrequenzbauteilen ist ein typisches Verfahren, um deren Leistungsfähigkeit zu erhöhen. Dabei werden die auf der Oberfläche angelagerten Gase und Feldemitter entfernt. Man setzt die Bauteile nach und nach immer höheren HF-Leistungen aus und pumpt sie dabei, so daß sich das Vakuum nach Ausbrüchen immer wieder erholen kann. Ausgelöst werden diese Desorptionen durch Ionen und Elektronen, die vom HF-Feld beschleunigt werden. Je länger man konditioniert, desto weniger sind die Ionen an diesem Oberflächenbombardement beteiligt. Das Elektronenmultipacting stellt dabei die wesentliche Begrenzung dar.

Die Multipacting-Reaktionen können durch langes Konditionieren ebenso verringert werden. Dabei wird der durch lokal angelagerte Gase oder geometrische Beschaffenheit erhöhte Sekundärelektronenemissionskoeffizient  $k_{em}$  durch fortwährende Desorption so lange verkleinert, bis die Vervielfachung nicht mehr gewährleistet ist.

Sehr positiv hat sich hierbei die Steuerung des Konditionierens durch LabVIEW-Programme ausgewirkt. Die Steuerung durch den Computer reduziert den personellen Aufwand erheblich.

Dabei wird die Leistung bei einer Pulslänge von zunächst  $20 \mu s$  bis auf das maximal gewünschte Niveau erhöht. Meistens ist dies der langwierigste Prozeß, der mehrere Stunden bzw. Tage dauern kann. Ist dies für eine gegebene Pulslänge erreicht, wird die Leistung für ca. 1 Stunde konstant gehalten und danach langsam heruntergeregelt.

Im folgenden wird die Pulslänge dann immer weiter erhöht, bis schließlich die maximale Pulslänge von  $1,3 ms$  erreicht ist. Dabei wird der Rechner so programmiert, daß beim Erhöhen der Leistung die vorgegebenen Gren-

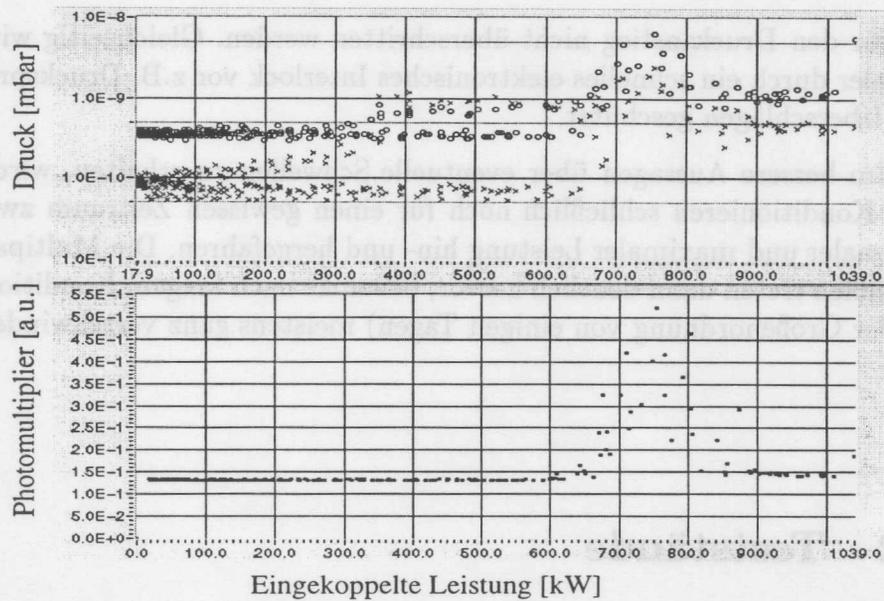


Abbildung 3.1: Konditionierung eines Leistungskopplers. Im oberen Teilbild sind die beiden Vakuumwerte des warmen (Kreise) und des kalten Teils (Kreuze) des Kopplers über der einlaufenden Leistung aufgetragen. Im unteren Teilbild ist eines der Photomultipliersignale dargestellt. Bei 700 - 800 kW ist ein breites Multipactingband zu erkennen.

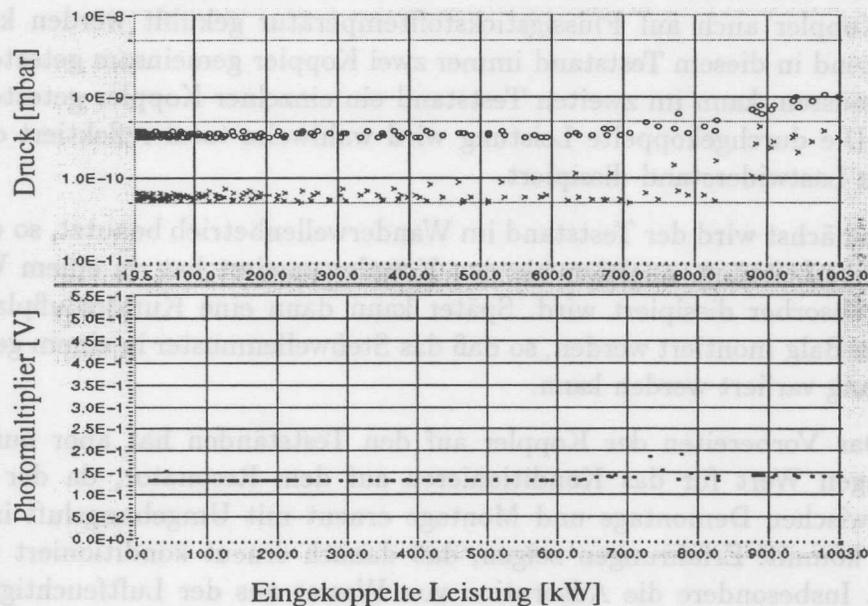


Abbildung 3.2: Als Folge von langem Konditionieren kann man sehen, wie sich die Bereiche der Leistungen mit Multipacting-Bändern verkleinern und schließlich ganz verschwinden. Es werden die gleichen Sensorsignale wie oben nach etwa 6 Stunden Konditionieren dargestellt.

zen für den Druckanstieg nicht überschritten werden. Gleichzeitig wird der Koppler durch ein schnelles elektronisches Interlock vor z.B. Drucksprüngen und Überschlägen geschützt.

Um bessere Aussagen über eventuelle Schwellen zu erhalten, wird nach dem Konditionieren schließlich noch für einen gewissen Zeitraum zwischen minimaler und maximaler Leistung hin- und hergefahren. Die Multipacting-Schwellen treten dann deutlich hervor, bevor sie nach langem Konditionieren (in der Größenordnung von einigen Tagen) meistens ganz verschwinden.

## 3.2 Teststände

### 3.2.1 Kopplerteststand

In den Kopplertestständen kann zunächst die allgemeine Leistungsfähigkeit im Wanderwellen- bzw. Stehwellenbetrieb überprüft werden. An der TTF gibt es 2 Teststände. Der erste Teststand ist ein Zweikopplerteststand, in dem die Koppler auch auf Flüssigstickstofftemperatur gekühlt werden können. Während in diesem Teststand immer zwei Koppler gemeinsam getestet werden müssen, kann im zweiten Teststand ein einzelner Koppler getestet werden. Die durchgekoppelte Leistung wird wahlweise total reflektiert oder in einem Lastwiderstand dissipiert.

Zunächst wird der Teststand im Wanderwellenbetrieb benutzt, so daß die gesamte Leistung, nachdem sie den Koppler passiert hat, in einem Wellenleiterabsorber dissipiert wird. Später kann dann eine Kurzschlußplatte an einem Balg montiert werden, so daß das Stehwellenmuster in einem gewissen Umfang variiert werden kann.

Das Vorbereiten der Koppler auf den Testständen hat aber nur einen geringen Wert für das Konditionieren auf dem Resonator, da der Koppler zwischen Demontage und Montage erneut mit Umgebungsluft in Kontakt kommt. Erfahrungen zeigen, daß danach erneut konditioniert werden muß. Insbesondere die Adsorption von Wasser aus der Luftfeuchtigkeit ist ein großes Problem [HKS<sup>+</sup>95]. Einige Koppler wurden auch sehr spät geliefert, so daß sie vor dem Einbau in das Modul nicht auf dem Teststand montiert werden konnten.

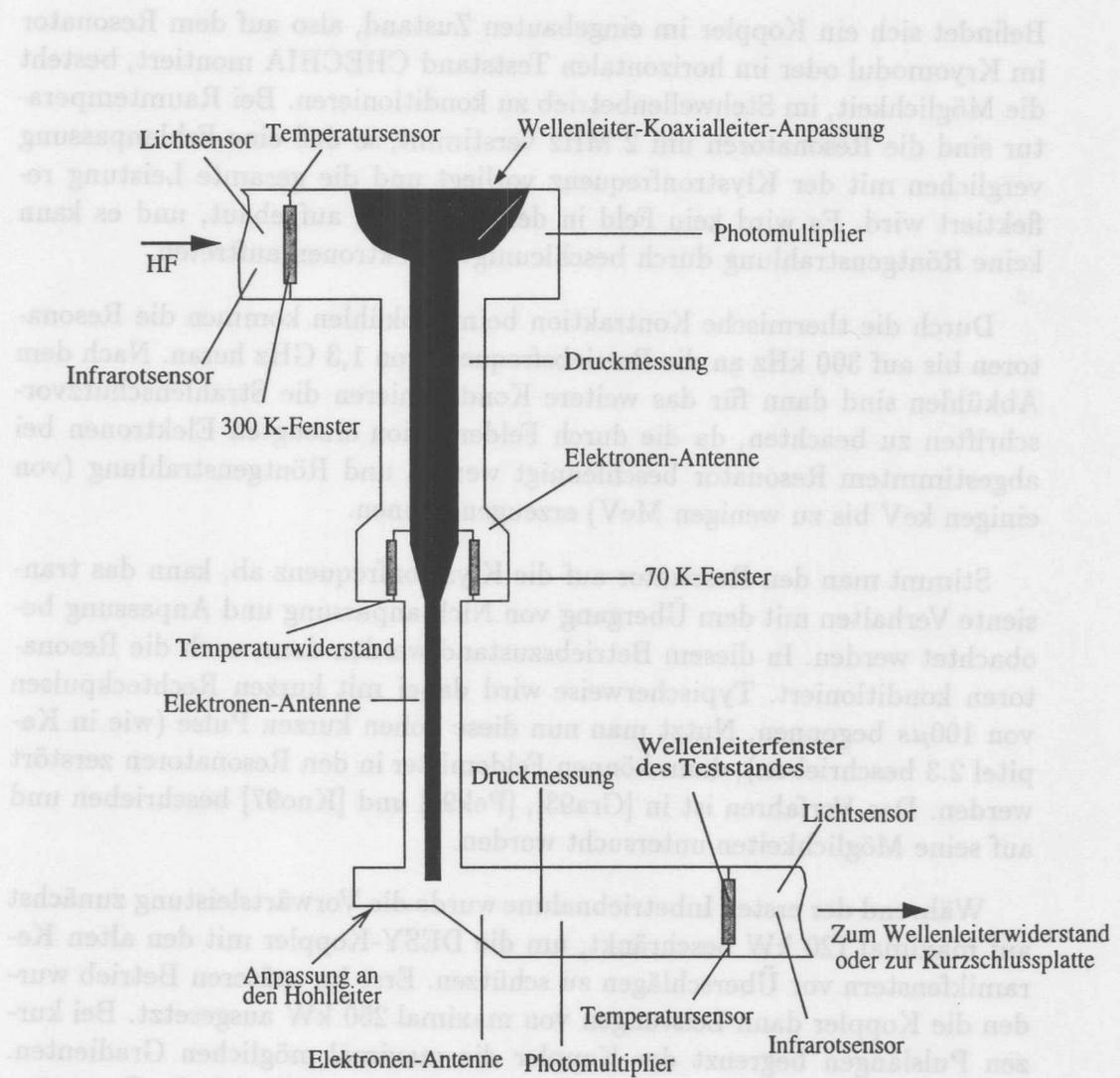


Abbildung 3.3: Der Kopplerteststand der TTF. Die Sensorpositionen sind durch die Linien markiert. Die Leistungen werden mit einem bidirektionalen Koppler vor und hinter dem Teststand gemessen.

### 3.2.2 Modul und CHECHIA

Befindet sich ein Koppler im eingebauten Zustand, also auf dem Resonator im Kryomodul oder im horizontalen Teststand CHECHIA montiert, besteht die Möglichkeit, im Stehwellenbetrieb zu konditionieren. Bei Raumtemperatur sind die Resonatoren um 2 MHz verstimmt, so daß eine Fehlanpassung verglichen mit der Klystronfrequenz vorliegt und die gesamte Leistung reflektiert wird. Es wird kein Feld in den Kavitäten aufgebaut, und es kann keine Röntgenstrahlung durch beschleunigte Elektronen auftreten.

Durch die thermische Kontraktion beim Abkühlen kommen die Resonatoren bis auf 300 kHz an die Betriebsfrequenz von 1,3 GHz heran. Nach dem Abkühlen sind dann für das weitere Konditionieren die Strahlenschutzvorschriften zu beachten, da die durch Feldemission erzeugten Elektronen bei abgestimmtem Resonator beschleunigt werden und Röntgenstrahlung (von einigen keV bis zu wenigen MeV) erzeugen können.

Stimmt man den Resonator auf die Klystronfrequenz ab, kann das transiente Verhalten mit dem Übergang von Nichtanpassung und Anpassung beobachtet werden. In diesem Betriebszustand werden dann auch die Resonatoren konditioniert. Typischerweise wird dabei mit kurzen Rechteckpulsen von  $100\mu\text{s}$  begonnen. Nutzt man nun diese hohen kurzen Pulse (wie in Kapitel 2.3 beschrieben), dann können Feldemitter in den Resonatoren zerstört werden. Das Verfahren ist in [Gra93], [Pek96] und [Kno97] beschrieben und auf seine Möglichkeiten untersucht worden.

Während der ersten Inbetriebnahme wurde die Vorwärtsleistung zunächst auf maximal 120 kW beschränkt, um die DESY-Koppler mit den alten Keramikfenstern vor Überschlägen zu schützen. Erst im späteren Betrieb wurden die Koppler dann Leistungen von maximal 250 kW ausgesetzt. Bei kurzen Pulslängen begrenzt der Koppler die maximal möglichen Gradienten. Verlängert man die Pulslänge des Rechteckpulses, so füllt sich der Resonator weiter mit Energie und erreicht nach  $600 - 800\mu\text{s}$  seine maximale Feldstärke. Die Limitierung liegt hier im thermischen Zusammenbruch des Resonators (Quench). Die Supraleitung geht durch eine lokale Erwärmung, z.B. durch einen Defekt oder durch Feldemission, in die Normalleitung über. Die unbelastete Güte  $Q_0$  des Resonators fällt dadurch drastisch ab, wodurch sich die Ankopplung verbessert, und immer mehr Leistung im normalleitenden Bereich dissipiert wird. Schließlich bricht auch noch die Kühlung mit supraflüssigem Helium zusammen, da es in die gasförmige Phase übergeht. Ein solcher Quench breitet sich in einigen hundert  $\mu\text{s}$  aus.

### 3.3 Ergebnisse

Nach dem erstmaligen Konditionieren der HF-Einkoppler bei Raumtemperatur und später auch während des Betriebes des TTF-Beschleunigers sind über einen Zeitraum von 4 Wochen Koppler und Resonatoren wiederholt konditioniert worden. Dieses Kapitel beschreibt die aufgetretenen Multipacting-Schwellen, während in Kapitel 4.1 das Verhalten der Resonatoren diskutiert wird<sup>1</sup>.

Das Konditionieren erfolgte im wesentlichen in einem automatischen, rechnerüberwachten Betrieb bei verschiedenen Pulslängen und auch unterschiedlichen Pulsformen. Die in den Abbildungen 3.5, 3.7 und 3.9 gewählte Darstellung der Daten nimmt auf diese Details keine Rücksicht, da die beobachteten Schwellen für Multipacting nicht mit den beiden hauptsächlich verwendeten Betriebsarten korreliert werden konnten.

Zunächst wurden die kalten HF-Koppler mit relativ zum Klystron verstimmtem Resonator bei kurzen Pulsen bis 300  $\mu\text{s}$  und mit hoher Leistung konditioniert. Im weiteren erfolgte das Konditionieren gemeinsam mit den Resonatoren, wobei die Amplitude in den Resonatoren nach dem Füllen konstant gehalten wurde ('flat top'-Betrieb). Während des Beschleuniger-Betriebes wurden zunächst nur kurze Strahlpulse von etwa 30  $\mu\text{s}$  Länge beschleunigt<sup>2</sup>, der HF-Puls war jedoch meist 800  $\mu\text{s}$  lang. So konnte der HF-Koppler auch in dieser Zeit konditioniert werden. Die vorlaufende Leistung wurde praktisch während des gesamten HF-Pulses reflektiert, der Koppler also mit dem schon früher beschriebenen Stehwellenmuster betrieben.

Ein Problem, das während der Testserie auftrat, waren Abbrüche des Testprogramms durch das technische Interlock für die Koppler. Durch dieses wurden Überschläge gemeldet, von denen aber bei der Inspektion der Koppler keine Spuren gefunden wurden. Feldemittierte Elektronen können beim Auftreffen auf die Resonatorwände Bremsstrahlung erzeugen, deren Intensität von der erreichten Energie abhängt. Diese Bremsstrahlung täuscht Entladungs-Ereignisse vor. Eine Abschirmung der Sensoren mit Blei verbesserte die Situation deutlich. Auch der Beschleunigerbetrieb wurde anfangs durch das Ansprechen der Sensoren behindert, da das technische Interlock, das die HF-Verteilung schützt, zum Abschalten des Beschleunigers führte.

Weiterhin traten wiederholt Überschläge an zwei FERMILAB-Kopplern und allen DESY I-Kopplern auf. Bei der Demontage des Kryomoduls wurden am Wellenleiterfenster eines FERMI-Kopplers wurden starke Oxidationser-

<sup>1</sup>Über die früheren Ergebnisse findet man Informationen in [Möl97a], [Möl97b], [Möl96a], [Möl96b] und [Dwe97].

<sup>2</sup>Die volle Länge des Strahlpulses von 800  $\mu\text{s}$  ist für den aktuellen Testlauf geplant.

scheinungen festgestellt, jedoch keine Überschlagsspuren, was darauf hindeutet, daß die Überschläge im Hohlleiter erfolgten. Bei allen DESY I-Kopplern waren Überschlagsspuren sichtbar, die jedoch durch einfache Reperaturen zu beheben waren.

### 3.3.1 FERMILAB-Koppler

Die FERMILAB-Koppler waren in den ersten Tests sehr schnell bis an die gewünschten Leistungen herangekommen. Trotzdem war nicht klar, inwieweit das konische Fenster in der koaxialen Leitung die erreichbare Leistung im Betrieb beeinflussen würde.

Die Ergebnisse aus dem Test- und Modulbetrieb für die FERMILAB-Koppler sind in Abbildung 3.5<sup>3</sup> dargestellt. Die Grafik zeigt Multipacting-Bänder, die mit mindestens einem Sensor registriert wurden. Die Zahlen im Diagramm geben die Ordnung des berechneten Multipactings an. Dabei handelt es sich um 1-Punkt-Prozesse, wie sie in Kapitel 1.2 beschrieben wurden. Es werden für die beiden verschiedenen Fälle des Stehwellen- und des Wanderwellenbetriebes die Ergebnisse angegeben.

Die Simulationen sagen bei Stehwellenbetrieb Multipacting im kalten Teil des Kopplers im Leistungsbereich 15 - 80 kW voraus. Das konische Keramikfenster erlaubt eine Vielzahl von Resonanzbedingungen, da die Elektronen immer eine passende Entfernung für 2-Punkt-Multipacting vorfinden. Dies ist interessanterweise kaum zu beobachten. Auch die vorhergesagten niedrigen Ordnungen 2 und 3 gehen in einem breiten Band von Signalen unter. Die 1. Ordnung dagegen scheint wesentlich breitbandiger zu sein als vorhergesagt. Auch im Fall einer Wanderwelle scheinen die Simulationen keine gute Vorhersage zu erlauben. Das beobachtete breite Band ist gegenüber der Vorhersage um 180 kW zu höheren Leistungen verschoben.

Deutlich bessere Übereinstimmungen läßt sich auf der warmen Seite des Kopplers beobachten. Gerade bei einer Wanderwelle wird das Multipactingverhalten des konischen Fensters sehr gut vorhergesagt. Hierbei fällt auch auf, daß die breiten Bereiche an der warmen und an der kalten Seite des Fensters fast identisch sind. Dies kann darauf hindeuten, daß z. B. bei lokalem Aufheizen durch Multipacting auf der warmen Seite Multipacting auf der kalten Seite ausgelöst wurde. Weiterhin scheinen sich im Stehwellenfall die schmalen Multipactinglinien der Ordnungen 4 bis 8 nur um einen Skalierungsfaktor für die einfallende Leistung von den beobachteten Linien zu unterscheiden.

---

<sup>3</sup>Für die Bereitstellung dieser Grafiken danke ich Herrn B. Dwersteg.

### 3.3.2 DESY I-Koppler

Das Verhalten der 50  $\Omega$ -Koaxialleitung mit 40 mm Durchmesser in diesem Koppler wird durch die Simulationen sehr gut beschrieben, wie in Abbildung 3.7 gut zu erkennen ist.

Betrachtet man den Wanderwellenfall, so wird das Verhalten auf der warmen wie auch auf der kalten Seite des 70 K -Fensters abgesehen von einer leichten Verschiebung entlang der Achse, auf der die Leistung aufgetragen ist, gut wiedergegeben. Dabei sind es vor allem die 3. und 4. Ordnung, die in diesem Koppler ein Problem darstellen und damit die Nachteile der kleineren Durchmesser verdeutlichen.

Die Stehwellendaten wurden nur bis 300 kW aufgenommen, da die Koppler nicht durch Überschläge im Testbetrieb beschädigt werden sollten. Auch hier scheint das Spektrum der Multipactingbander nur etwas falsch skaliert zu sein. Sichtbar sind in den Messungen die 2., 3., 4. und 5. Ordnung des Multipacting.

Die Blockade von zunächst einem und schließlich zwei der Getriebe der Abstimmotoren für die Resonatoren mit DESY II-Kopplern führte zu einer Reduktion der Datenmenge, da danach aufgrund der Fehlanpassung nur noch Stehwellenbetrieb möglich war. Weiterhin wurden häufige Überschläge am dritten Koppler des Moduls festgestellt, so daß dieser Resonator auch nicht mehr betrieben werden konnte.

### 3.3.3 DESY II-Prototypkoppler

Der Prototypkoppler wurde nur im Kopplerteststand betrieben. Durch die fehlende Möglichkeit, die Kopplung anpassen zu können, wurde der Koppler während des gesamten Tests mit einer Leistungsreflexion von 20 - 30 % betrieben. Dies entspricht einem Reflexionskoeffizienten  $R \approx 0.5$ . Ein reiner Stehwellenbetrieb war aus Zeitgründen nicht möglich.

Der Koppler überträgt bei Pulslängen von 1,3 ms eine Leistung von 1 MW, ohne daß eine prinzipielle Begrenzung durch Überschläge sichtbar war. Um das weitere Testprogramm mit angelegter Gleichspannung  $V_{bias}$  nicht zu gefährdet, wurde aber auf eine weitere Erhöhung der Leistung verzichtet.

Aus den Simulation für ein angelegtes statisches Feld

$$\vec{E}(x, \varphi) = \vec{E}_R(x, \varphi) + \frac{V_{bias}}{r \log\left(\frac{b}{a}\right)} \vec{e}_r \quad (3.1)$$

mit dem Außenleiterradius  $b$ , dem Innenleiterradius  $a$  und der angelegten Gleichspannung  $V_{bias}$ , ergibt sich, daß sich die niedrigste Multipactingschwelle

im Falle einer negativen angelegten Spannung bei Leistungen von

$$P_- \sim \left( \frac{V_{bias}}{175} \right)^2, \quad (3.2)$$

bzw. im Falle einer positiven Spannung bei Leistungen von

$$P_+ \sim \left( \frac{V_{bias}}{250} \right)^2, \quad (3.3)$$

befindet. Die Leistungen  $P$  sind in kW und die Spannung  $V$  in Volt angegeben.

Im Betrieb ohne Gleichspannung ( $V_{bias} = 0$ ) konnte Multipacting 2. Ordnung zwischen 700 und 800 kW und 3. Ordnung zwischen 450 und 550 kW im kalten Teil des Kopplers (40 mm, 70  $\Omega$ ) beobachtet werden. Diese Bänder tauchten auch nach dem Konditionieren mit anderen Gleichspannungen  $V_{bias} \neq 0$  wieder auf, wie in Abbildung 3.10 zu sehen ist. Die Analyse der Messdaten am warmen Teil des Kopplers dagegen führt allerdings zu keinem klaren Ergebnis. Die Übereinstimmung bei den Ordnungen 6 und 7 ist durch die große Breite der Multipacting-Bänder nicht eindeutig.

In Abbildung 3.11 sind neben den Multipacting-Bändern auch die für den hohen Reflexionskoeffizienten korrigierten Parabeln eingezeichnet. Die beiden schmalen Bänder bei 100 kW und Spannungen von -2,5 bzw. -3 kV waren sehr leicht zu konditionieren, so daß diese wahrscheinlich nur durch das Umlagern von wenigen Adsorbatatomen zwischen den verschiedenen Konditionierzyklen im kalten Teil hervorgerufen werden.

Beim Anlegen einer Vorspannung  $V_{bias}$  tauchte ein unerwartetes Verhalten auf. Bei jeder Veränderung der Spannung war es erforderlich, den Koppler erneut zu konditionieren. Eine mögliche qualitative Erklärung hierfür ist die komplexe, unsymmetrische Feldverteilung am Türknopf. Die verzerrten Felder können daher verschiedenste Resonanzen hervorrufen.

Als Funktion von  $V_{bias}$  ergeben sich sehr unterschiedliche reproduzierbare Multipactingbänder. An den Bändern ändert auch ein zwischenzeitlicher Betrieb bei einer anderen Hochspannung wenig, wie man am Beispiel von  $V_{bias} = -2,5$  kV erkennen kann. Der Bereich von 300 - 600 kW zeigt bei beiden Tests Reaktionen. Gleiches gilt für  $V_{bias} = 0$ , wobei der Bereich zwischen 800-1000 kW nicht mehr auftaucht, was aber wahrscheinlich auf ungenügendes Konditionieren beim ersten Test zurückzuführen ist.

Die Multipacting-Bänder bei 3,5 kV, 2 kV, -2,5 kV und -3 kV im warmen Teil (62 mm, 50  $\Omega$ ) werden von den Simulationen sehr gut beschrieben. Das Gleiche gilt für den Beginn des Multipacting im kalten Teil bei -2,5 kV.

### 3.3.4 Schlußfolgerungen aus den Tests am Leistungskoppler DESY II

Das Verhalten des Prototypen DESY II stimmt mit dem durch die Simulationen vorhergesagten Verhalten gut überein. Nach den bisherigen Untersuchungen zeigt sich, daß der kalte Teil dieses Kopplers ohne angelegte Gleichspannung ( $V_{bias} = 0$ ) ab einer Leistung von etwa 300 kW Multipacting zeigt.

Soll der Koppler mit einer Gleichspannung betrieben werden ( $V_{bias} \neq 0$ ), so muß nach dem Anlegen einer Gleichspannung der Koppler neu konditioniert werden. Klar wird aus den Testergebnissen auch, daß die angelegte Spannung gemäß Abbildung 1.9 auch hoch genug sein muß, um die Resonanzbedingungen zu zerstören. Eine negative Aufladung des Innenleiters ist dabei zu bevorzugen. Bei einer positiven Aufladung des Innenleiters ist bei 3,5 kV bei 150 kW das erste breite Multipacting-Band zu beobachten, während bei einer vergleichbaren negativen Gleichspannung von -3,0 kV erst ab 700 kW eine breite Multipacting-Barriere zu sehen ist. Die Gleichspannung sollte  $V_{bias} \leq -3,0$  kV betragen, um ohne Multipacting bis zu einer Leistung von 1 MW zu gelangen. Dies stimmt mit den Voraussagen der Simulationen sehr gut überein.

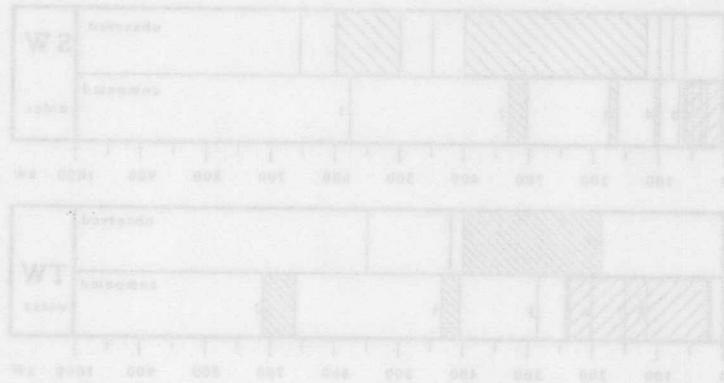


Abbildung 3.3: Ergebnisse aus dem Test- und Modultest für den kalten Teil des FERMI-AB-Kopplers (40 mm, 50 Ω).

3.3.4 Schlussfolgerungen aus den Tests am Leistungs-koppler DESY II

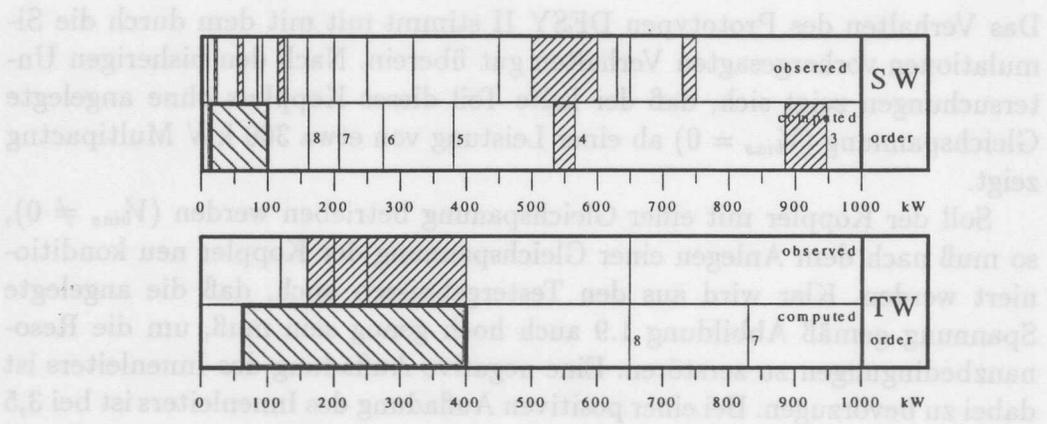


Abbildung 3.4: Ergebnisse aus dem Test- und Modulbetrieb für den warmen Teil des FERMILAB-Kopplers (62 mm, 50 Ω) im Vergleich mit den von Simulationen vorhergesagten Multipacting-Bändern. Die Grafik zeigt Multipacting-Bänder, die mit mindestens einem Sensor gesehen wurden. Die Zahlen im Diagramm geben die Ordnung des berechneten Multipactings an. Dabei handelt es sich um 1-Punkt-Multipacting-Prozesse. SW steht für den Stehwellen- und TW für den Wanderwellenfall. Die Felder mit den Strichen von oben links nach unten rechts entsprechen den vorhergesagten breiten Multipacting-Bereichen am konischen Keramikfenster dieses Kopplers. Im Wanderwellenfall sieht man deutlich das durch das konische Keramikfenster verursachte Multipacting-Band.

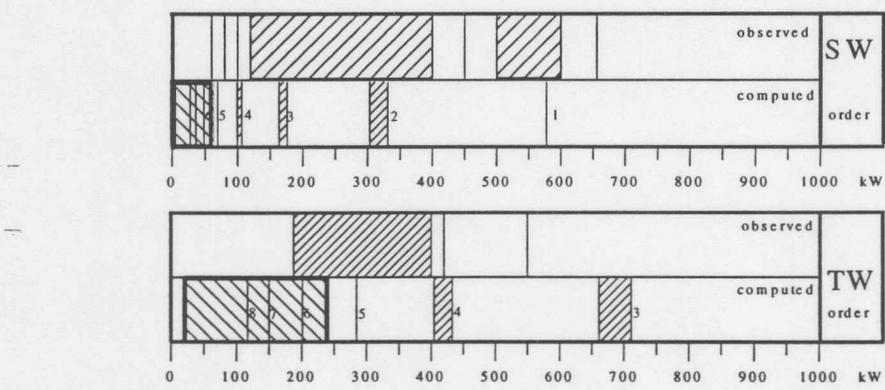


Abbildung 3.5: Ergebnisse aus dem Test- und Modulbetrieb für den kalten Teil des FERMILAB-Kopplers (40 mm, 50 Ω).

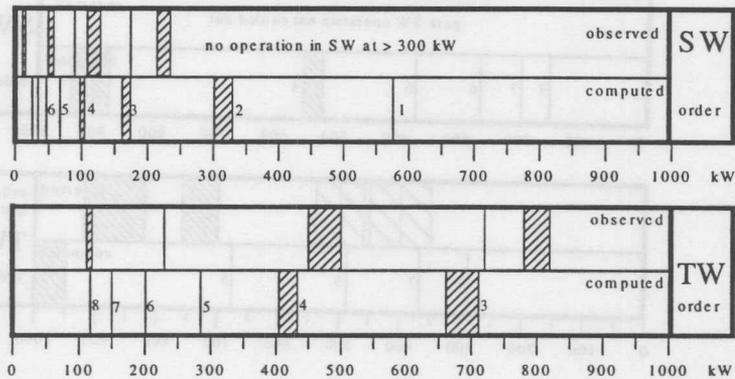


Abbildung 3.6: Ergebnisse aus dem Test- und Modulbetrieb für den warmen Teil des DESY I- Kopplers (40 mm, 50  $\Omega$ ). Im Wanderwellenfall können die Multipacting-Bänder 3. und 4. Ordnung identifiziert werden.

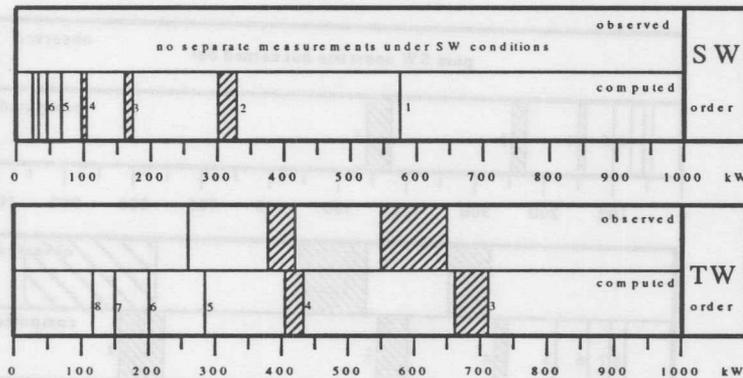


Abbildung 3.7: Ergebnisse aus dem Test- und Modulbetrieb für den kalten Teil des DESY I- Kopplers (40 mm, 50  $\Omega$ ). Hier herrscht eine gute Übereinstimmung zwischen den Vorhersagen der Simulationen und den Messungen.

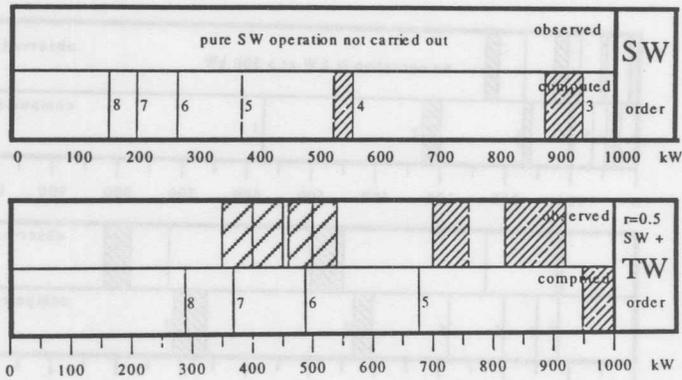


Abbildung 3.8: Ergebnisse aus dem Testbetrieb für den warmen Teil des DESY II- Kopplers (62 mm, 50  $\Omega$ ). Es ist hierbei der hohe Reflexionskoeffizient  $R \approx 0.5$  zu beachten. Die beobachteten Multipacting-Bänder entsprechen wahrscheinlich den Ordnungen 5, 6 und 7.

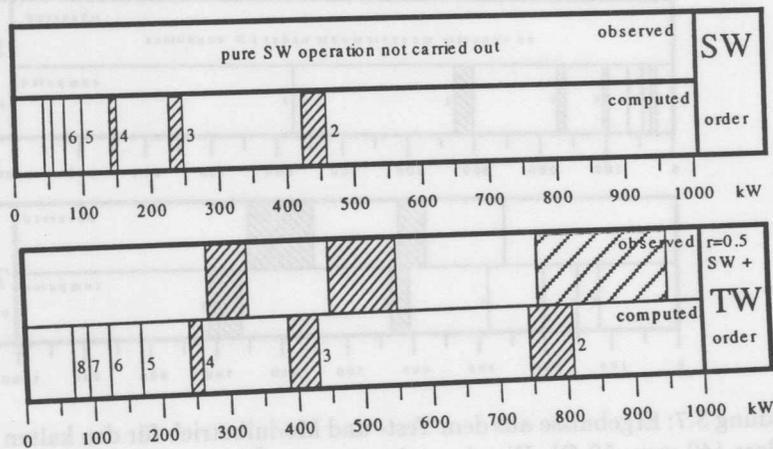


Abbildung 3.9: Ergebnisse aus dem Testbetrieb für den kalten Teil des DESY II- Kopplers (40 mm, 70  $\Omega$ ). Es liegt eine gute Übereinstimmung bei Multipacting der Ordnungen 2, 3 und 4 im Wanderwellenfall vor.

### Multipactinglevel on DESY II Prototyp

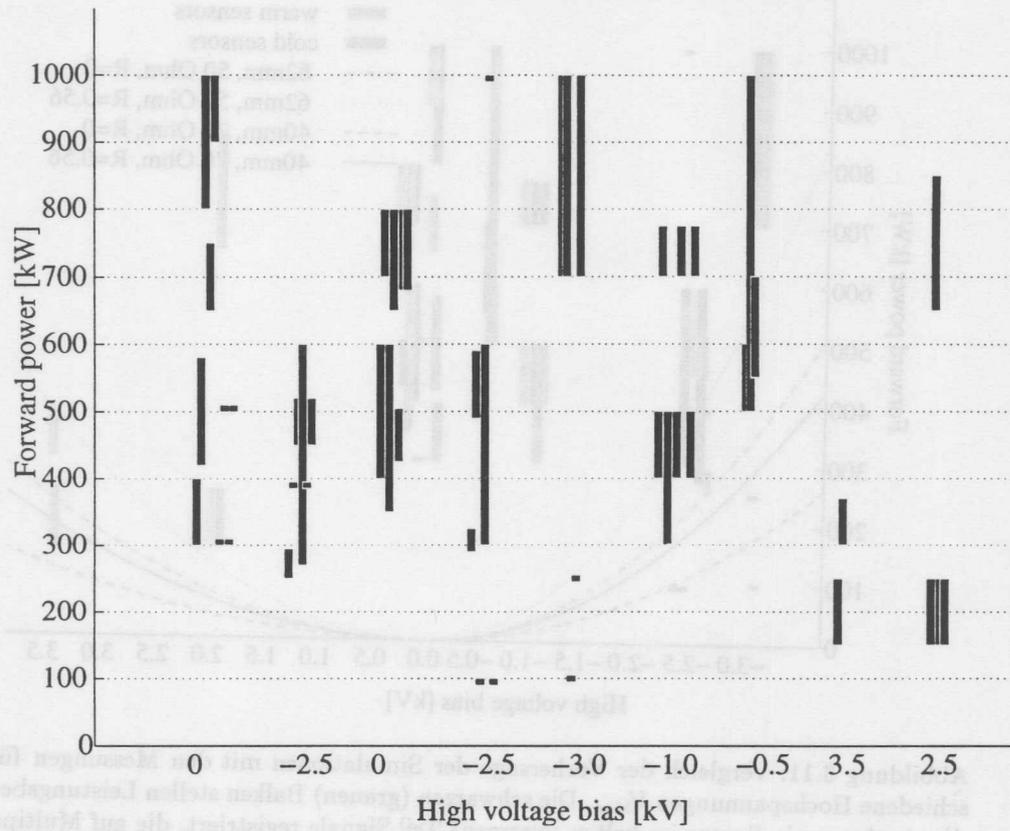


Abbildung 3.10: Ergebnisse für den DESY II Prototypen bei verschiedenen Hochspannungen. Die Reihenfolge ist chronologisch angegeben. Die schwarzen Balken stellen Leistungsbereiche dar, in denen ein Sensor Signale registriert, die auf Multipacting hindeuten. Die leichte Verschiebung der Balken dient der besseren Übersichtlichkeit.

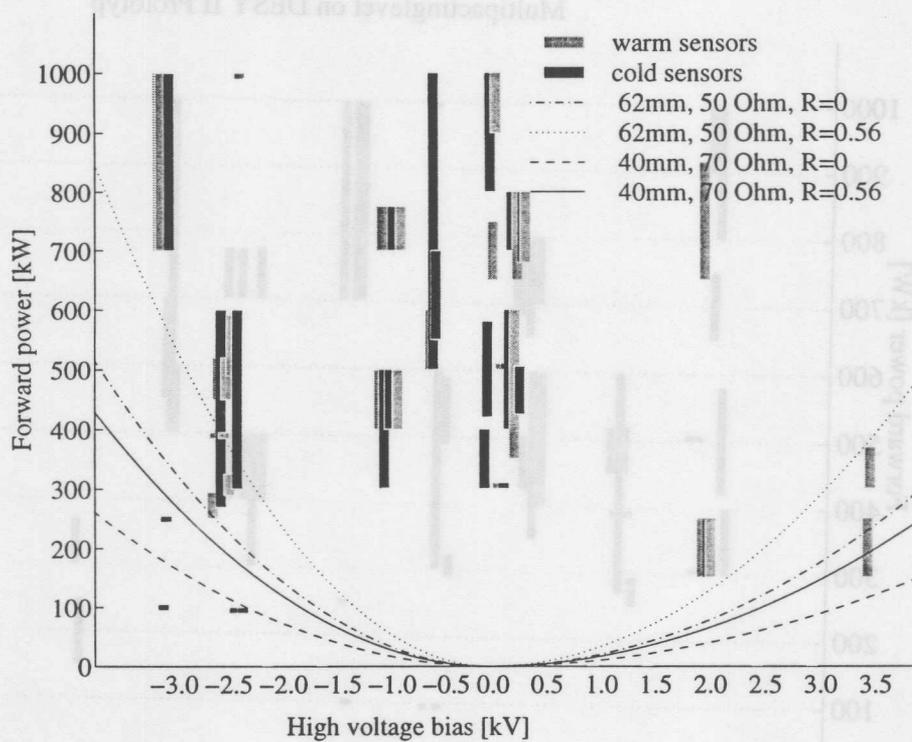


Abbildung 3.11: Vergleich der Vorhersage der Simulationen mit den Messungen für verschiedene Hochspannungen  $V_{bias}$ . Die schwarzen (grauen) Balken stellen Leistungsbereiche dar, in denen ein Sensor im kalten (warmen) Teil Signale registriert, die auf Multipacting hindeuten. Die leichte Verschiebung der Balken dient der besseren Übersichtlichkeit. Die Parabeln geben das niedrigste Leistungsniveau an, ab dem nach den Simulationen Multipacting erwartet wird. Sie sind für die Abmessungen des kalten (40 mm, 70  $\Omega$ ) und warmen (62 mm, 50  $\Omega$ ) Teils und unterschiedliche Reflexionkoeffizienten berechnet.

## Kapitel 4

# Messungen am System Koppler-Resonator

### 4.1 Nachweis von Quenchen der Resonatoren im Kryomodul

Im vorherigen Kapitel wurde die Leistungsfähigkeit der Koppler im Beschleunigerbetrieb untersucht. Durch die Koppler traten keine wesentlichen Limitierungen auf. Die Begrenzung des Beschleunigungsgradienten liegt bei den Resonatoren. Dabei handelt es sich, wie schon in Kapitel 3.2.2 angedeutet, um den thermischen Zusammenbruch der Supraleitung der Resonatoren.

Der thermische Zusammenbruch ist verbunden mit einem Abfall der unbelasteten Güte auf  $Q_0 = 10^5 - 10^6$  über einen Zeitraum von einigen Mikrosekunden [HP95]. Dadurch wird in den Wänden viel mehr Leistung dissipiert und damit auch deren Temperatur stark erhöht. Gleichzeitig wird das Heliumbad aufgeheizt. Im schlimmsten Fall wird durch einen Quench soviel Helium verdampft, daß das Wiederauffüllen des Kryostaten mehrere Minuten dauern kann und die Kälteanlage in einen instabilen Zustand übergeht. Der Betrieb des Beschleunigers ist dann extrem eingeschränkt. Daher ist es wünschenswert, einen Quench im Beschleunigerbetrieb sehr früh zu erkennen.

Für eine Variation der Elektronenenergie wird der Feldgradient aller Beschleunigungsstrukturen gemeinsam eingestellt. Hierbei ist der maximal mögliche Gradient durch den schwächsten Resonator begrenzt. Dieser darf nicht in den Quench getrieben werden. Es werden Signale benötigt, die einen Quench frühzeitig erkennen lassen.

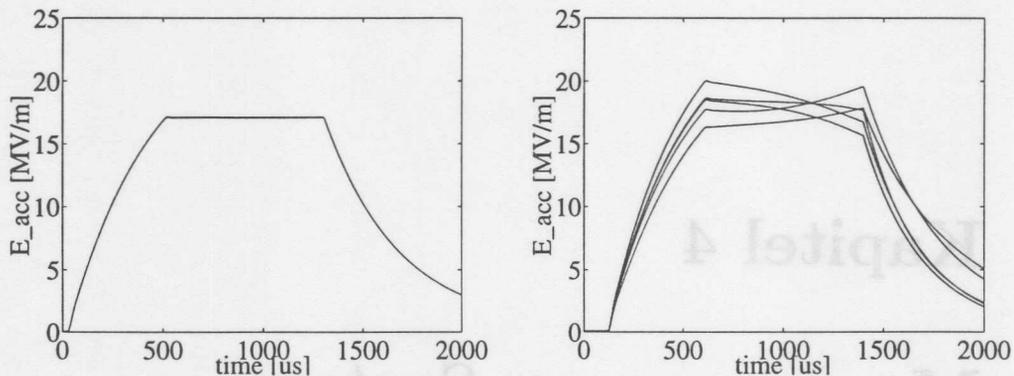


Abbildung 4.1: Die Feldstärken von fünf Resonatoren mit ihren Amplituden sind rechts zu sehen. Dazu wird links die Vektorsumme gezeigt. Die Messung wurde ohne Strahl durchgeführt. Die vorlaufende Leistung wurde während des Feldstärkeplateaus auf ein Viertel reduziert. Die Vektorsumme bleibt trotz des Quench in zwei der Resonatoren konstant, da die besseren Kavitäten den geringeren Beschleunigungsgradienten ausgleichen können. Der Quench ist deutlich am Einbruch des Feldes zum Ende des Pulses zu erkennen.

## 4.2 Messungen am Kryomodul der TTF

Für die Messungen wurde das Modul mit einem 5 MW - Klystron und einer digitalen Amplituden- und Phasenregelung betrieben. In unserem Fall handelte es sich um fünf Resonatoren. Nur die Vektorsumme des gesamten Ensembles kann geregelt werden, da nur ein Steuersignal, nämlich die Ansteuerung für das Klystron, zur Verfügung steht. Um einen Einblick in das Verhalten eines Ensembles von Resonatoren zu bekommen, wurden Messungen im Abstand von wenigen Sekunden gemacht, bei denen der Beschleunigungsgradient der Resonatoren gleichmäßig mit der Zeit erhöht wurde. Es werden nun zwei dieser Kennlinienmessungen präsentiert.

### 4.2.1 Auswertung der Hochfrequenzsignale

Zunächst werden die HF-Signale auf ihre Eignung für die Quenchedetektion untersucht. Abbildung 4.1 zeigt links die Feldamplitude von fünf Resonatoren. Im rechten Teil des Bildes ist die Summe aller fünf Kavitäten gezeigt, und man sieht deutlich die Füllzeit, den Bereich konstanter Beschleunigungsspannung und das Abfallen des Feldes nach Abschalten der Hochfrequenzleistung. Auch wenn die Summe der Gradienten nach dem Füllen konstant ist, gilt dies nicht für die einzelnen Resonatoren. In einem Resonator tritt ein Quench auf und die Feldstärke verringert sich dort am Ende des Pulses. Die Hochfrequenzregelung gleicht dies jedoch durch Erhöhung des Feldes in zwei

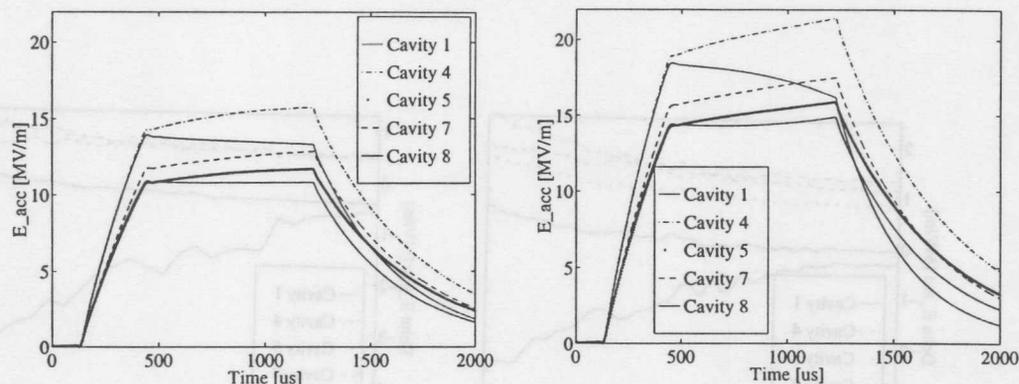


Abbildung 4.2: Einzelgradienten der Resonatoren ohne Quench und im Quench des Resonators 8. Im stabilen Betrieb (links) ist auch eine kleine Steigung oder ein kleiner Abfall auf dem Plateau der Feldstärke zu sehen. Der Quench in Resonator 8 (rechts) tritt aber deutlich durch den Feldabfall am Ende des Pulses hervor.

anderen Resonatoren aus. Aus der Summe aller Amplituden kann daher der Quench nicht erkannt werden. Die direkte Messung der Felder der einzelnen Resonatoren ist notwendig<sup>1</sup>. Betrachtet man die individuellen Feldamplituden, die belastete Güte oder auch die Frequenzverstimmung der Resonatoren, so könnte ein Quench entdeckt werden. Der Heliumdruck im Kryomodul sowie der He-Füllstand geben weitere Hinweise. Nachfolgend sollen zwei repräsentative Kennlinienmessungen miteinander verglichen werden.

Abbildung 4.3 zeigt die Differenz der Beschleunigungsgradienten zwischen Anfang und Ende des Plateaus in der Feldstärke. Unter stabilen Bedingungen (Abbildung 4.2) erwartet man eine für jede einzelne Kavität typische geringe konstante Differenz. Ist die Differenz negativ und wird mit der Zeit immer größer, droht ein Quench. Beide in Abbildung 4.3 dargestellten Messungen zeigen deutlich den auftretenden Quench in Resonator 8.

Im Quench wird Energie im flüssigen Helium dissipiert. Ab einer dissipierten Leistung von etwa  $1 \text{ W/cm}^2$  bricht die Wärmeleitung im flüssigen Helium II zusammen und es bildet sich eine Gasschicht um den Resonator [Sci86]. Da der Heliumdruck den Resonator mechanisch verformt, bewirkt eine Druckänderung auch eine Formänderung des Resonators. Damit ändert sich aber auch dessen Resonanzfrequenz. Die Resonatorverstimmung ist somit eine weitere Möglichkeit zum Nachweis von thermischen Zusammenbrüchen. Hierzu bestimmt man aus der Phasenänderung relativ zu einem Referenzsignal die Frequenz und damit die Verstimmung des Resonators. Leider schwankt die Verstimmung und es ist nur der generelle Trend sichtbar

<sup>1</sup>Entsprechendes gilt für die Phase der Vektorsumme.

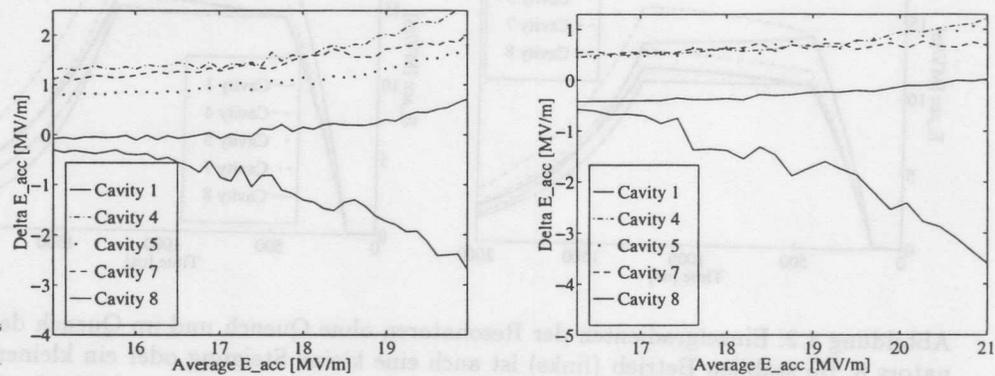


Abbildung 4.3: Die Differenzen der Beschleunigungsgradienten während des Plateaus. Dabei wurde einfach  $\Delta E_{acc} = E_{acc}(t_{begin}) - E_{acc}(t_{end})$  berechnet. Der Quench in Resonator 8 wird in beiden Messreihen deutlich angezeigt durch den gütebedingten Feldabfall am Ende des Pulses.

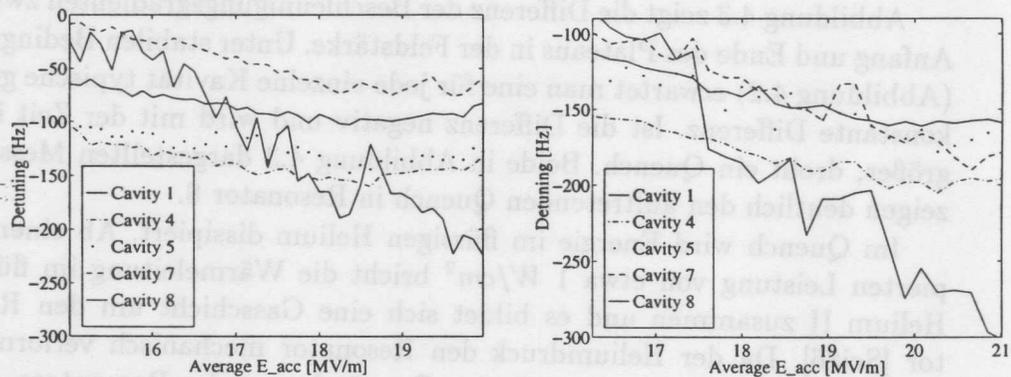


Abbildung 4.4: Die Verstimmung der Resonatoren. Die größere Verstimmung des Resonators 8 deutet in beiden Messungen den Quench an. Die Schwankungen machen es aber sehr schwer die Verstimmung zur Erkennung von thermischen Zusammenbrüchen zu nutzen.

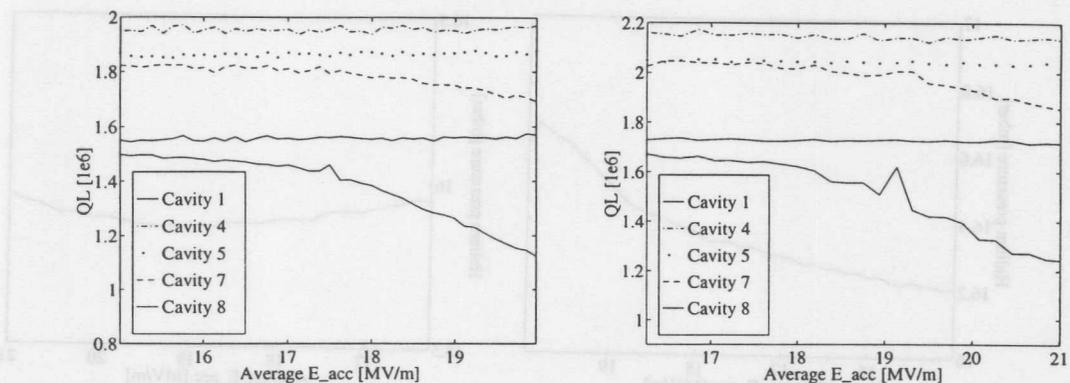


Abbildung 4.5: Die belastete Güte. Am Ende des Pulses ist die unbelastete Güte  $Q_0$  so niedrig, daß sie trotz der starken Überkopplung einen signifikanten Anteil an der belasteten Güte  $Q_L$  ausmacht. Wiederum ist der Quench in Resonator 8 in beiden Messungen deutlich zu erkennen.

(Abb. 4.4). Im Resonator 8 ist eine stärkere Frequenzänderung zu erkennen, während die anderen Resonatoren eine Variation zeigen, die durch Abhängigkeit der Resonatorfrequenz vom Heliumdruck erklärt werden kann. Für eine automatische Quenchdetektion kommt es daher nicht in Frage.

Durch die während des Quenches stark abfallende unbelastete Güte  $Q_0$  des Resonators wird natürlich auch die belastete Güte  $Q_L$  nach Gleichung 1.14 verändert. Man erwartet auch hier einen Abfall [HP95]. Tatsächlich ist dies in Abbildung 4.5 gut zu beobachten. Der Resonator, der wahrscheinlich einen thermischen Zusammenbruch erleidet ist deutlich von den anderen 4 Resonatoren zu unterscheiden. Bei ihnen ist die belastete Güte konstant.

#### 4.2.2 Auswertung der kryogenischen Messungen

Die Signale der Kälteanlage (Abb. 4.6) sind dagegen für eine schnelle Detektion kaum zu benutzen. Der Füllstand des Heliums im Kryostaten zeigt deutlich an, daß mehr Leistung an das Helium abgegeben wird. Die Blasen, die durch verdampfendes Helium entstehen, steigen langsam auf, so daß der Flüssigkeitspegel ansteigt. Doch ist das Signal für eine schnelle Puls-zu-Puls-Detektion aufgrund der größeren Verzögerung ungeeignet; nur eine sehr langsame Überwachung der Stabilität des Systems. Genausowenig eignet sich der Heliumdruck, der von der Menge des verdampften Heliums abhängt. Im Fall eines Quenches ist mit einer schnellen Änderung des Heliumdrucks zu rechnen. Ohnehin vorhandene Druckschwankungen, hervorgerufen durch die Kälteanlage, überdecken diesen Effekt jedoch.

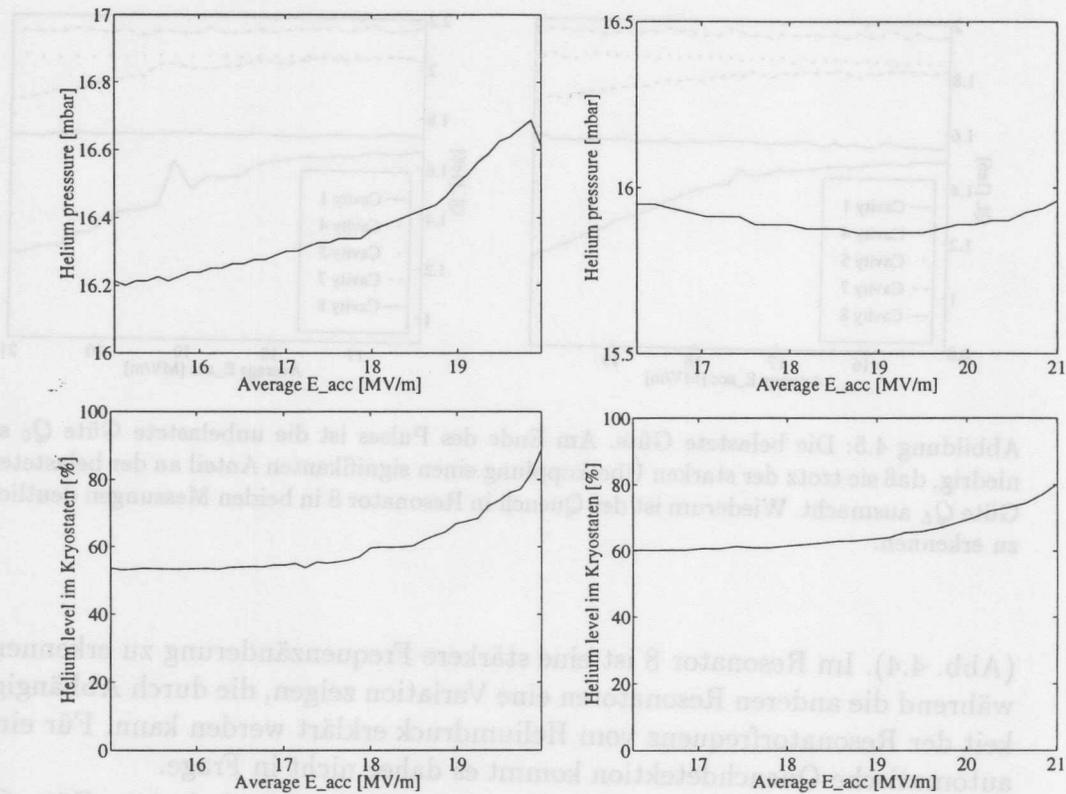


Abbildung 4.6: Heliumfüllstand und Heliumdruck im Kryomodul. Beide Signale zeigen an, daß Resonatoren thermisch zusammenbrechen und die Wärmeleistung, die zur Kühlung nötig ist ansteigt. Allerdings wird bei der rechten Kennlinienmessung deutlich, wie unterschiedlich die Zeitkonstanten der Heliumanlage sind (mehrere Minuten). Das Durchschwingen des Heliumdruckes aufgrund einer vorhergehenden Messung macht den Nachweis des Quenches schwierig.

In der zweiten Messung (Abb. 4.6 rechts) sinkt der Druck am Anfang, da die Anlage nach einem vorangegangenen Quench noch nicht wieder in einen stabilen Betrieb übergegangen ist. Die Kälteanlage hat Zeitkonstanten in der Größenordnung von 20 - 30 Minuten und ist deshalb zur schnellen Quenchdetektion ungeeignet. Bei einer größeren Anlage würden diese Nachteile noch viel stärker ins Gewicht fallen.

### 4.3 Ein Verfahren zur Detektion von thermischen Zusammenbrüchen

Mit Hilfe einer Kennlinienmessung, wie sie in den beiden vorherigen Abschnitten beschrieben wurde, kann ein Verfahren entwickelt werden, um Quenche im laufenden Beschleunigerbetrieb zu erkennen. Zunächst wird am Anfang eines Betriebszeitraumes für jedes Ensemble von 8, 16 oder 32 Kavitäten eine Kennlinienmessung gemacht. Diese Messung wird ganz analog zu dem bisherigen Messverfahren durchgeführt. Es wird ein so niedriger Gradient gewählt, so daß der thermische Zusammenbruch der Supraleitung in allen Resonatoren ausgeschlossen ist. Alle relevanten Größen, also die belastete Güte, die Frequenzverstimmung und das Feldverhalten, werden als Referenzwerte gespeichert. Dies dient dann gleichzeitig als Standard-Parametersatz für den Beschleunigerbetrieb.

Der Gradient aller Kavitäten wird dann langsam angehoben, so daß anhand des Abfalls der belasteten Güte, der größeren Frequenzverstimmung und des Feldabfalls gegenüber den zuerst gemessenen Referenzwerten der Zeitpunkt des Quenches im schwächsten Resonator identifiziert werden kann. Der entsprechende Gradient stellt dann für dieses Ensemble eine harte Grenze dar, die nicht überschritten werden darf, um die ins Helium dissipierte Leistung im zulässigen Bereich zu halten.

Danach setzt man für einen Zeitraum von 10-15 Minuten den Gradienten auf einen Wert, der gerade unterhalb dieser Grenze ist, um eine Aussage über das kryogenische Langzeitverhalten zu bekommen. Es ist darauf zu achten, daß die Resonatoren die Kälteanlage nicht aus dem Gleichgewicht bringen. Bei vorherigem stabilen Betrieb reichen wenige Minuten aus, um zu sehen, ob sich die Anlage stabil betreiben läßt. Damit sind die Vormessungen abgeschlossen.

Im normalen Betrieb werden dann weiterhin die Signale der Resonatoren mit den Referenzwerten und denen aus der Kennlinienmessung verglichen. Dies geschieht zwischen zwei Hochfrequenzpulsen und läßt damit genug Zeit für eine gründliche Auswertung. Ist eine starke Abweichung der Meßwerte vom erwarteten Verhalten zu beobachten wird, eine Warnung generiert. Falls dieses Verhalten über mehrere Pulse auftritt, wird ein Alarm ausgelöst und auf den niedrigen stabilen Gradienten zurückgeschaltet. Das gesamte Verfahren wird im Blockdiagramm in der Tabelle C.1 beschrieben.

Dieses Verfahren ist für die Detektion von Quenchen völlig ausreichend. Für Konditionierungsereignisse in den Resonatoren, die einen Feldzusammenbruch in weniger als einer Mikrosekunde nach sich ziehen, ist es unzureichend. Ein solches Ereignis ist in Abbildung 4.7 zu sehen. Hier muß durch ein Interlock der HF-Regelung die schnelle Abschaltung der HF-Leistung und des Teilchenstrahles gesichert werden.

### 4.3 Ein Verfahren zur Detektion von thermischen Zusammenbrüchen

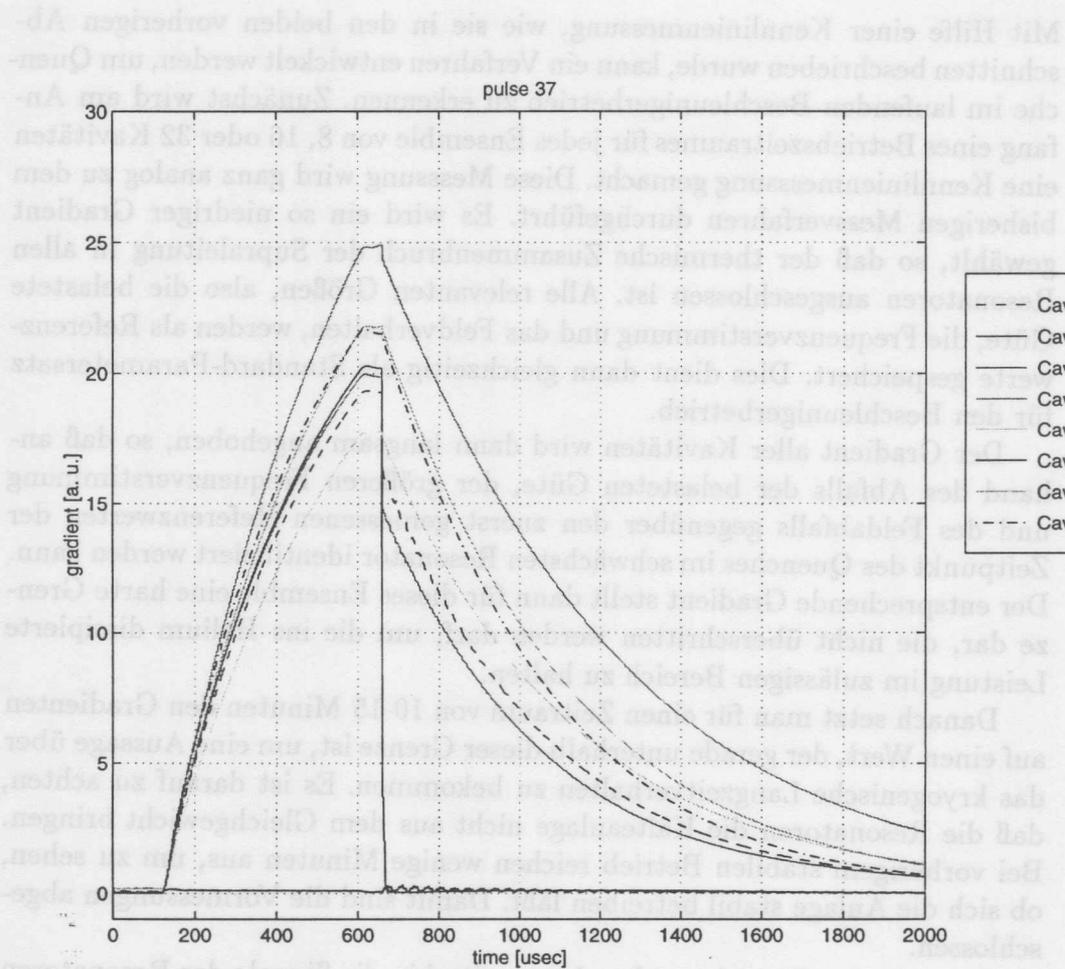


Abbildung 4.7: Ein Konditionierungsereignis. Das Feld in Resonator 3 bricht kurz nach 530 Mikrosekunden des HF-Pulses ein. Im Gegensatz zu den anderen Resonatoren ist das Feld innerhalb von Bruchteilen einer Mikrosekunde verschwunden. Die anderen Kavitäten zeigen den normalen Feldabfall nach Ende des Pulses. Der Überlastschutz des Klystrons begrenzte die Pulslänge innerhalb von wenigen Mikrosekunden, so daß keine 1,3 Millisekunden Pulslänge erreicht wurden.

## Kapitel 5

# Zusammenfassung und Ausblick

Die Hochfrequenzkoppler FERMILAB und DESY 1 haben die erste Testperiode mit Elektronenstrahl in den Beschleunigungsstrukturen erfolgreich bestanden. Im Beschleunigerbetrieb an der TTF traten fast keine Probleme auf. Beide Koppler wurden mit der nominellen Leistung von rund 200 kW bei einer Pulslänge von 1,3 ms betrieben. Der Einbau neuer Keramikfenster für die DESY I-Koppler wird eine in situ Konditionierung aller Resonatoren im Modul durch kurze HF-Pulse mit hoher Leistung ermöglichen.

Es wurde gezeigt, daß das Verhalten der Koppler im großen und ganzen gut verstanden ist. Die Meßergebnisse an den Kopplern zum Multipacting stimmen gut mit Simulationen, die auf Elektronenbahnverfolgung beruhen, überein. Auch der neue Wellenleiter-Koaxialleiterübergang des Kopplers DESY III wird mit den gleichen Methoden auf seine Multipactingschwellen untersucht werden.

Der erfolgreiche Test des DESY II-Prototyps mit einer Leistung von 1 MW bei langen Pulsen von 1,3 ms im Wanderwellenbetrieb bei 20 % Leistungsreflexion, ohne daß eine Limitierung beobachtet wurde, ist ein sehr wichtiger Schritt für die Kopplerentwicklung. Betont werden sollte, daß nur aus Zeitmangel der Koppler nicht bis an seine Leistungsgrenze getrieben werden konnte. Weitere Tests an der Serienversion dieses Kopplers sind trotzdem nötig, um die Eignung der Koppler für den Einsatz im Beschleuniger und die Vorhersagen der Simulationen noch besser überprüfen zu können. Die Spezifikationen wurden von diesem Koppler bei weitem übertroffen, so daß neue Spielräume für das Konzept der Hochfrequenzkopplung eröffnet werden.

Es gibt aktuelle Überlegungen [Sek97], eine Überstruktur von 4 Resonatoren mit jeweils 7 Zellen durch nur einen Koppler mit Leistung zu versorgen, anstatt wie bisher nur einen Resonator mit 9 Zellen. Die Resonatoren sollen eine halbe Wellenlänge voneinander entfernt sein, so daß eine ausreichende Ankopplung gewährleistet ist. Diese Struktur würde trotz des komplizierten

Spektrums der TM010-Schwingungsmode mit 28 Untermoden<sup>1</sup> viele Vorteile bieten: Durch weniger Platzverbrauch für Faltenbälge, den Leistungskoppler und die Auskoppler für die höheren Moden kann eine größere aktive Länge des Beschleunigers erreicht werden. Zusätzlich werden für die neuen Strukturen weniger Wellenleiter, Zirkulatoren, Richtkoppler und andere Hochfrequenzkomponenten benötigt, so daß es noch eine zusätzliche Kostenreduzierung gibt. Der Koppler muß dann allerdings 700 kW Leistung transportieren können [Sek97]. Das Ergebnis des DESY II-Prototypkopplers zeigt hier gute Entwicklungsmöglichkeiten, um diesen erhöhten Anforderungen gerecht zu werden.

Anhand von Simulationen mit dem Programm HFSS (High Frequency Structure Simulator) wurde sowohl für den neuen kostengünstigeren Entwurf DESY III wie auch für den neuen Entwurf eines HPP-Kopplers gezeigt, daß sie die erwünschten Hochfrequenzeigenschaften haben. Ein mit dem Programm optimierter Entwurf führt bei beiden Kopplern in der Simulation zu einer Leistungsreflexion von weniger als 1 % .

Die Untersuchungen zur Nachweisbarkeit von Quenchen einzelner Resonatoren zeigen, daß dies im Beschleunigerbetrieb möglich ist. Es reicht aus, die Hochfrequenzsignale, also belastete Güte, Frequenzverstimmung und Feldverlauf während des Pulsplateaus, zwischen den Markropulsen auszuwerten.

Konditionierungsereignisse lassen sich allerdings nicht damit erfassen, da deren Zeitkonstante nur Bruchteile einer Mikrosekunde betragen und einen schnellen Nachweis des Feldabfalls in den digitalen Signalprozessoren erfordern. Dabei muß verhindert werden, daß durch das Abschmelzen eines Feldelements der Dunkelstrom im Beschleuniger stark ansteigt. Gleichfalls darf der sprungartig reduzierte Gradient nicht zu einer Überhöhung der Klystronleistung durch die digitale Regelung führen, um die Koppler und andere Komponenten vor Beschädigungen zu schützen.

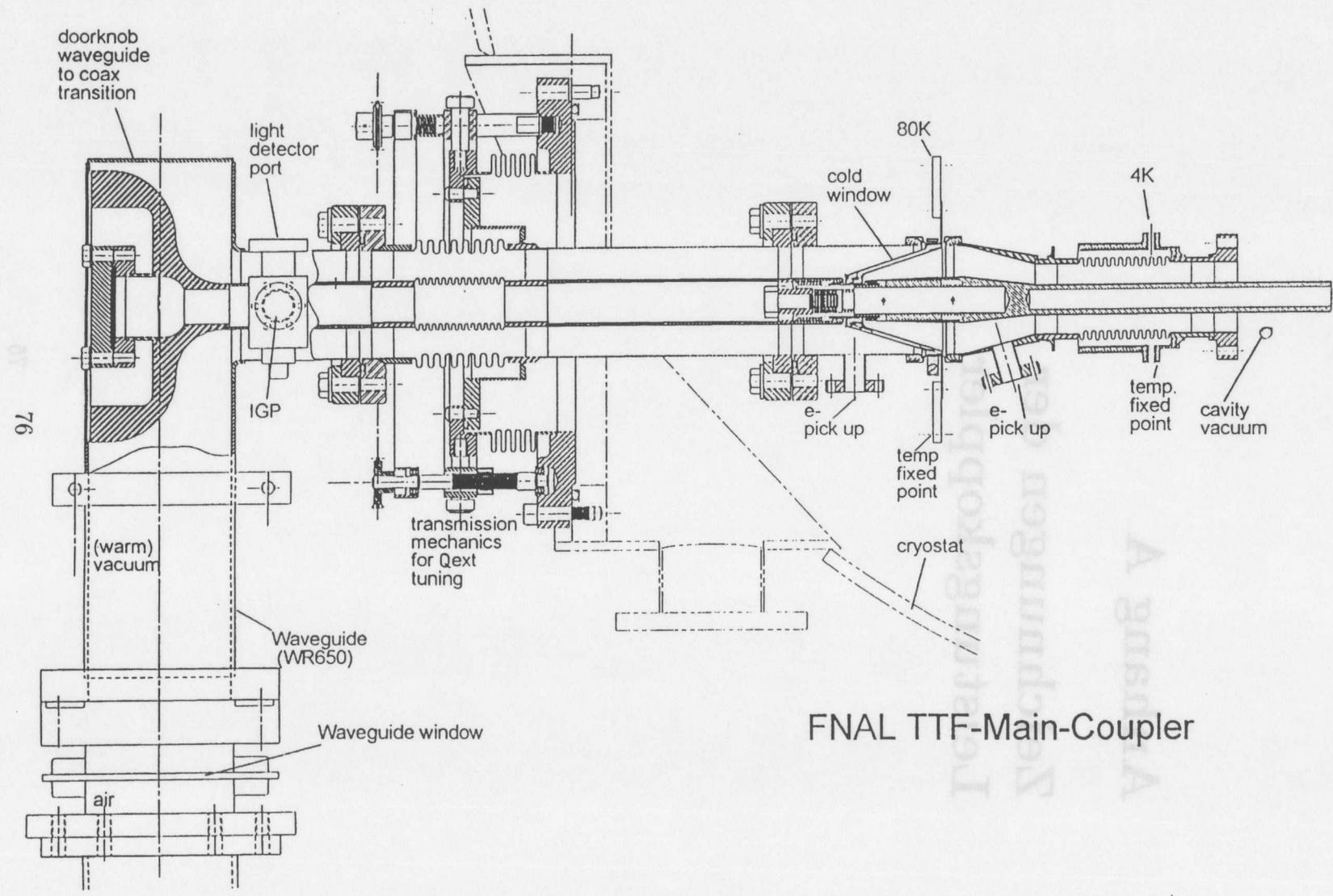
---

<sup>1</sup>Es handelt sich um ein System aus 7 Frequenzen, das von den stark koppelnden Zellen in einem Resonator erzeugt wird. Jede dieser Frequenzen zeigt aber außerdem noch eine Feinstruktur von jeweils 4 Linien. Die Feinstruktur rührt von der schwächeren Kopplung der 4 Resonatoren her.

# Anhang A

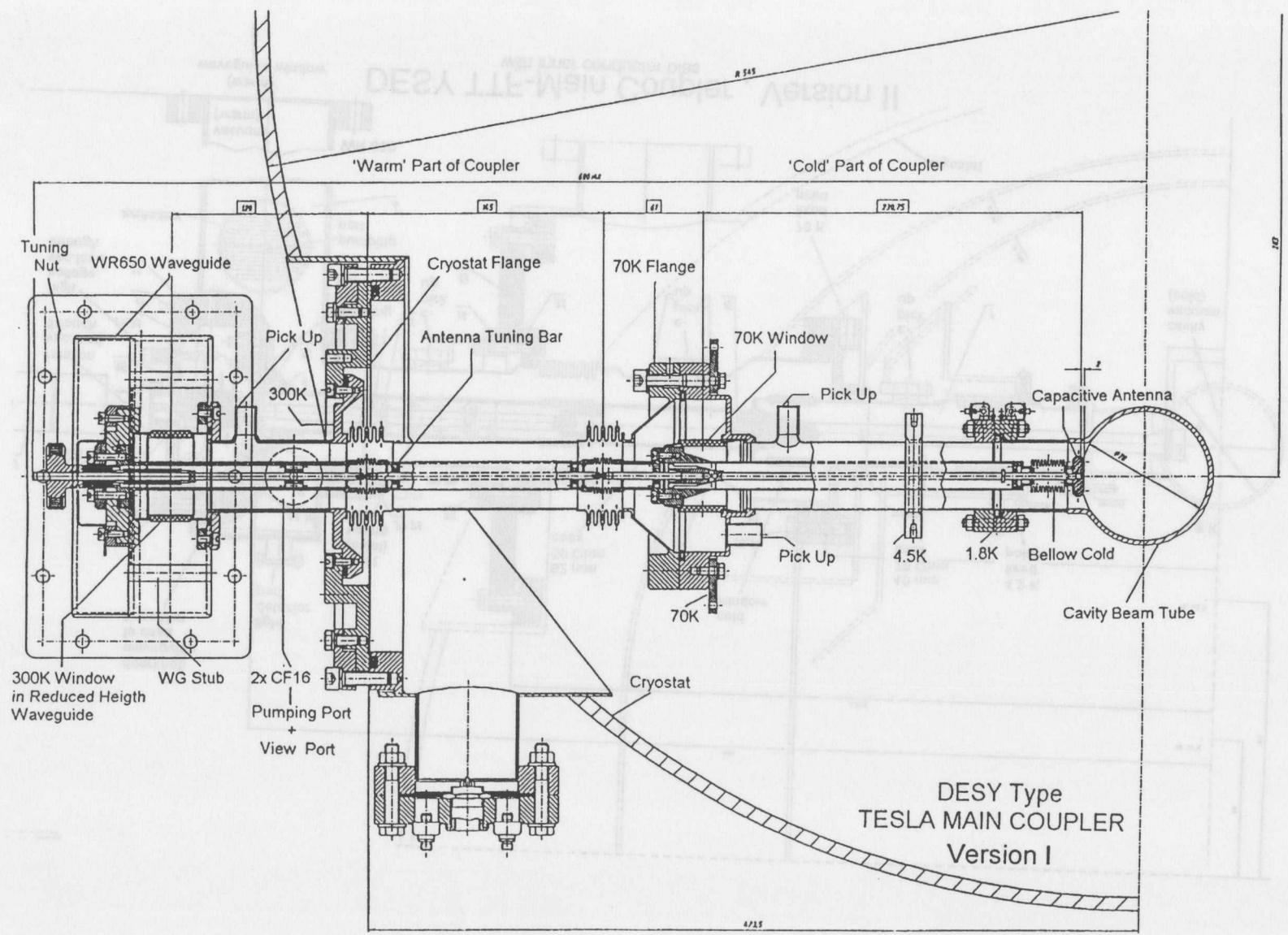
## Zeichnungen der Leistungskoppler



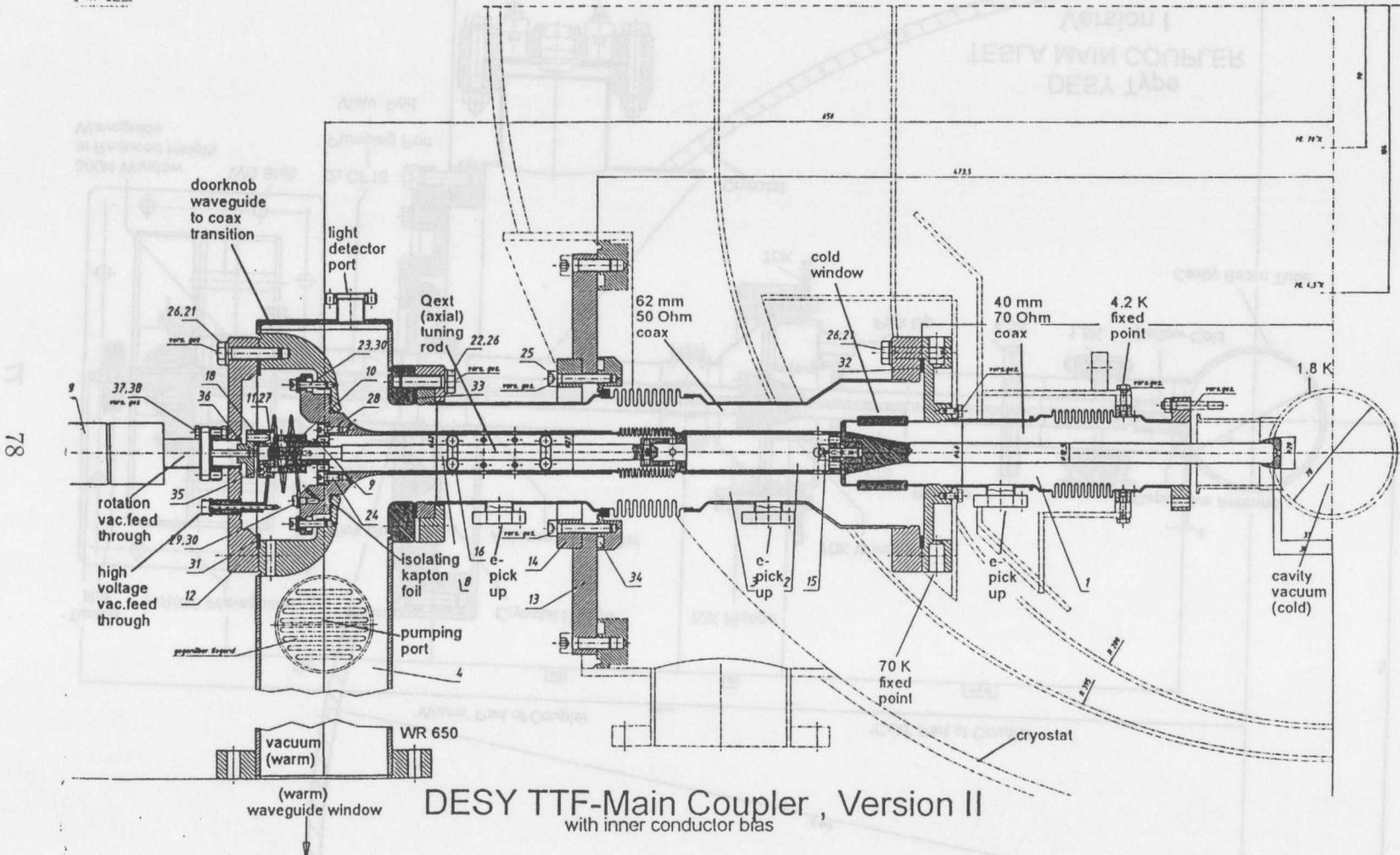


FNAL TTF-Main-Coupler

77

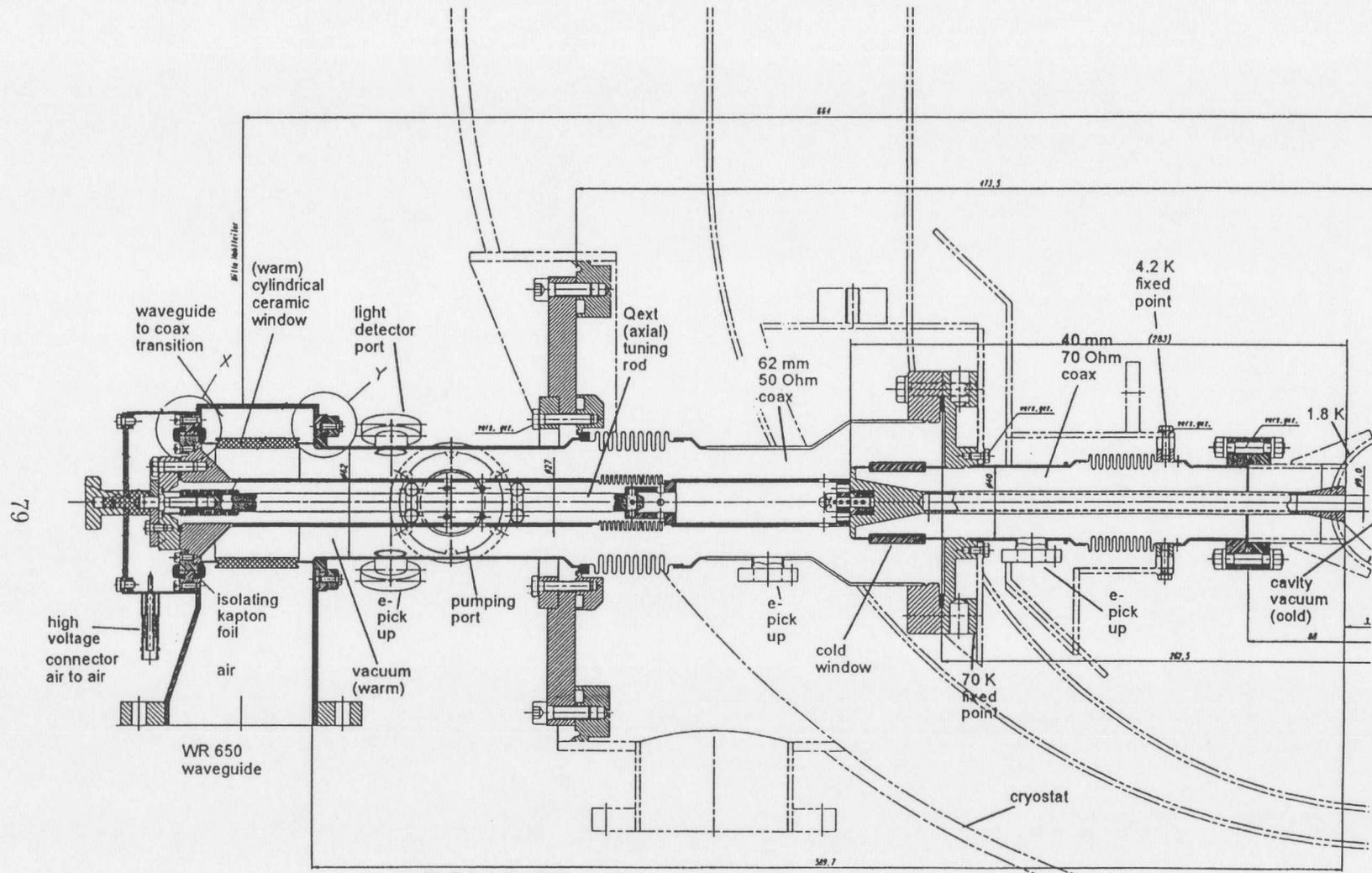


DESY Type  
TESLA MAIN COUPLER  
Version I



DESY TTF-Main Coupler, Version II  
 with inner conductor bias

78



DESY TTF-Main Coupler , Version III  
with inner conductor bias





Koppler	Materialien	Behandlung	Besonderes
FERMILAB	Von innen verkupfelter Stahl DIN 1.4404; OFHC Kupfer für Antennenspitze im kalten Teil; 35/65 Au/Cu Lötmedium; Mo/Mn - Metallisierung an der Keramik; 99,5 % reine Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> -Keramik; Helicoflex - Dichtungen; Titanbeschichtung der Keramik	Vorzugsweise Elektronenstrahl-Schweißen; Verkupferung der Edelstahlteile von Innen; Abdecken der Keramiken beim Schweißen; Kein Ag/Cu-Lot wegen Wandern des Silbers auf die Keramik; Lot abdecken, da sonst Überschlüge; Ausheizen der Keramiken vor Titanisierung (TiN)	"Türknauf"-Übergang; Standard-Wellenleiterfenster; konisches Fenster, welches vom Strahlrohr aus sichtbar ist; stabiler Tuningmechanismus, denn der Aussenleiter überträgt die Kraft; 50 Ω 62 mm Koaxialleitung
DESY I	Verkupferte Edelstahlteile DIN 14435; Kupferinnenleiter, bis auf bewegliche Teile; 97,5 % reine Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> -Keramik; Ag/Cu -Lötmedium	Stahl-Stahl schweißen; Verkupfern; Cu-Cu Elektronenstrahlschweißen; Cu-Stahl UHV Lötung; Keramik UHV Lötung; Ausheizen der Keramiken vor Titanisierung (Ti)	Relativ komplizierte Lötprozedur; Zylindrische Fenster, kein direkter Sichtkontakt zum Strahlrohr vom Fenster auch im kalten Teil; leicht; versteckte Metallisierungen an der Keramik durch Keramiküberhänge; 50 Ω 40 mm Koaxialleitung

Koppler	Materialien	Behandlung	Besonderes
DESY II	Stahl DIN 1.4435 für Außenleiter zu verkupfern von innen; Stahl DIN 1.4429 für Flansche; OFHC Kupfer für kalten Innenleiter ; Ag/Cu Lötmedium; Sn/Cu Lötmedium; Mo/Mn Metallisierung an der Keramik; 99,5 % reine Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> -Keramik; Helicoflex-Dichtungen ; Titanbeschichtung	Stahl-Stahl schweißen; Verkupfern; Kupfer-Kupfer Elektronenstrahlschweißen; Kupfer-Stahl UHV Lötung; Keramik UHV Lötung; Ausheizen der Keramiken vor Titanisierung (TiN); Entgasungsglühen bei 950 Grad Celsius	Doorknob; Wellenleiterfenster; Zylindrische Keramik im kalten Teil; 70 Ω 40 mm Koaxialleitung im kalten Teil; 50 Ω 62 mm Koaxialleitung im warmen Teil; Hochspannungstrennung zur Multipacting-Unterdrückung; Prototyp: Kein Tuning, keine Bälge, keine Verkupferung
DESY III	Stahl DIN 1.4435 für Außenleiter zu verkupfern von innen; Stahl DIN 1.4429 für Flansche; OFHC Kupfer für kalten Innenleiter ; Ag/Cu Lötmedium; Sn/Cu Lötmedium; Mo/Mn Metallisierung an der Keramik; 99,5 % Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> -Keramik; Helicoflex-Dichtungen ; Titanbeschichtung	Stahl-Stahl schweißen; Verkupfern; Kupfer-Kupfer Elektronenstrahlschweißen; Kupfer-Stahl UHV Lötung; Keramik UHV Lötung; Ausheizen der Keramiken vor Titanisierung (TiN); Entgasungsglühen bei 950 Grad Celsius	Zwei zylindrische Keramiken; Hochspannungstrennung; 70 Ω 40 mm Koaxialleitung im kalten Teil; 50 Ω 62mm Koaxialleitung; Ähnlichkeit zu Design DESY II im kalten Teil.

Tabelle B.1: Übersicht der Materialien und Behandlungen bei den verschiedenen Kopplern.



<b>Algorithmus zur Detektion von Quenchen</b>		
Kennlinienmessung für alle Ensembles von Resonatoren		
Setzen der Resonatoren auf niedrigen Gradienten (Referenzpunkt)		
Messung der Referenzwerte für von $Q_L$ , $\Delta\omega$ und $\Delta E_{acc}$		
Langsames Erhöhen des Gradienten		
Wiederholen bis zum Quench des schwächsten Resonators		
Setzen der Resonatoren auf niedrigen Gradienten		
Schreibe harte Grenze in Datenbank (Maximaler Setzpunkt)		
Schreibe Kennlinie in Datenbank (als Vergleichsmessung)		
Setze Gradienten dicht unter das Niveau des Quenches		
Messung der kryogenischen Signale		
Nicht stabil	Stabil	
Reduziere Gradienten		
Kryogenik stabil		
Setze gewünschte Gradienten in allen Ensembles und Strahlfreigabe		
Messung von $Q_L$ , $\Delta\omega$ und $\Delta E_{acc}$		
Vergleich mit oberem Limit aus Kennlinienmessung		
Wert außerhalb des Limits	Wert innerhalb des Limits	
Alarm	kein Alarm	
Rücksetzen auf Referenzwert	Vergleich mit Kennlinie	
Rücknahme der Strahlfreigabe	Große Abweichung	Kleine Abweichung
	Warnung an Operateur	
Ende des Laufes z.B. durch Verstimmen eines Resonators		

Tabelle C.1: Blockscheema für die Quenchdetektion

## Literaturverzeichnis

- [BL68] J.P. Budliger and A. Laisne. Effet d'avalanche en geometrie plane et cylindrique. *Nuclear Instruments and Methods*, 61:253–259, 1968.
- [BMRW97] R. Brinkmann, G. Materlik, J. Rossbach, and A. Wagner, editors. *Conceptual Design Report of a 500 GeV e+e- Linear Collider with Integrated X-ray Laser Facility*, volume I+II. DESY, 1997. DESY 97-048.
- [Bon95] P. Bonin, editor. *Proceedings of the 7th Workshop on RF Superconductivity*, volume I+II. IN2P3, October 1995.
- [Buc93] W. Buckel. *Supraleitung*. VCH, 5th edition, 1993.
- [CER92] CERN. *Course on RF Engineering for Particle Accelerators*, volume I+II. CERN, June 1992. CERN 92-03.
- [CGH86] R. Calder, G. Gominichini, and N. Hilleret. Influence of various vacuum surface treatments on the secondary electron yield of niobium. *Nuclear Instruments and Methods B*, (13):631–636, 1986.
- [Cha95] M. Champion. Rf input couplers and windows: Performances, limitations, and recent developments. In B. Bonin, editor, *Proceedings of the 7th Workshop on RF Superconductivity*, volume 1, pages 195–221. IN2P3, October 1995.
- [DES97] DESY. *TTF Meeting at DESY*, March 1997. TESLA 97-04.
- [Dwe97] B. Dwersteg. High Power Windows at desy - Operation Experiences, Development Work on TTF Input Couplers. In *Proceedings of the 8th Workshop on RF Superconductivity*, 1997.
- [Dwe98] B. Dwersteg. Wärmeleitungsrechnungen. Private communication, 1998.

- [Edw95] D. Edwards, editor. *Tesla Test Facility Linac - Design Report*. DESY, March 1995. TESLA 95-01.
- [Far34] P. T. Farnsworth. Multiple impacting electron amplifier. *J. Franklin Inst.*, 218:411-412, 1934. nach A. J. Hatch 1966.
- [Gra93] J. H. Graber. *High Power RF Processing Studies of 3 GHz Niobium Superconducting Accelerator Cavities*. PhD thesis, Cornell University, 1993.
- [Hal72] J. Halbritter. Electron loading of superconducting RF cavities. *Particle Accelerators*, 3:163-174, 1972.
- [Hal97] J. Halbritter. Nonlinear surface impedance in "low" and "high"  $T_c$  superconductors. *Journal of Superconductivity*, 10:91-96, 1997.
- [Hat66] A. J. Hatch. Suppression of multipacting in particle accelerators. *Nuclear Instruments and Methods*, 41:261-271, 1966.
- [Hil] N. Hilleret. Secondary electron yield on titanified surfaces. Private communication.
- [HKS+95] E. Haebel, H. P. Kindermann, M. Stirbet, V. Vechtcherevich, and C. Wyss. Gas condensation on cold surfaces, a source of multipacting discharges in the lep2 power coupler. In P. Bonin, editor, *Proceedings of the 7th Workshop on RF Superconductivity*, volume I+II. IN2P3, October 1995.
- [HKSV96] E. Haebel, H. P. Kindermann, M. Stirbet, and V. Vechtcherevich. Experience with input couplers at CERN. In Dieter Proch and Peter Schmüser, editors, *TESLA Input Coupler Workshop*. DESY, 1996. TESLA 96-09.
- [HP95] T. Hays and H. Padamsee. Response of superconducting cavities to high peak power. In *PAC 95*, pages 1617-1619, June 1995. Also in TESLA 95-11.
- [Hue98] M. Huening. Selbstoptimierende Parametersteuerung der Hochfrequenz beim TTF. Master's thesis, Universität Hamburg, 1998. To be published.
- [HW54] A. Hatch and H. Williams. The secondary electron resonance mechanism of low-pressure high-frequency gas breakdown. *Journal of applied physics*, 25(4):417-423, April 1954.

- [Jac82] J.D. Jackson. *Klassische Elektrodynamik*. de Gruyter, 2 edition, 1982.
- [JLMB97] T. Junquera, J. Lesrel, M.Fouaidy, and S. Bousson. Thermal stability analysis in superconducting RF cavities. *Advances in Cryogenic Engineering*, 43, 1997. to be published.
- [Kle92] H. Klein. Basic concepts of rf theory. In S. Turner, editor, *RF Engineering for Particle Accelerators*, volume I, pages 97-125. CERN, June 1992. CERN 92-03.
- [Kno97] J. Knobloch. *Advanced Thermometry Studies of Superconducting RF Cavities*. PhD thesis, Cornell University, August 1997. CLNS Thesis 97-3.
- [Lie98] M. Liepe. Regelung supraleitender Resonatoren unter Strahlbelastung am TESLA-Test-Facility-Linac. Master's thesis, Universität Hamburg, 1998. To be published.
- [Mer95] L. Merminga. RF cavity equations. July 1995. TN-95-019.
- [Möl96a] W.-D. Möller. Experience with coupler processing (TTF couplers). TTF Meeting May 1996, May 1996.
- [Möl96b] W.-D. Möller. Experience with ttf input couplers. In Dieter Proch and Peter Schmüser, editors, *TESLA Input Coupler Workshop*. DESY, 1996. TESLA 96-09.
- [Möl97a] W.-D. Möller. Coupler processing on module 1. TTF Meeting June 1997, June 1997.
- [Möl97b] W.-D. Möller. Processing of cavities and couplers. TTF Meeting November 1997, November 1997.
- [MWS96] K.-H. Mess, S. Wolff, and P. Schmüser. *Superconducting Accelerator Magnets*. World Scientific, 1996.
- [OS95] R. Onken and N. Steinhauser. Aufbau eines Experimentes und Messungen zum Multipacting-Effekt. Master's thesis, FHO, DESY, 1995.
- [Pal97] V. Palmieri, editor. *Proceedings of the 8th Workshop on RF Superconductivity*, volume I+II. INFN, October 1997.

- [Pek96] M. Pekeler. *Untersuchungen der feldbegrenzenden Mechanismen in supraleitenden Niob-Resonatoren*. PhD thesis, Universität Hamburg, August 1996. DESY M 96-16.
- [Pro92] D. Proch, editor. *Proceedings of the 5th Workshop on RF Superconductivity*, volume I+II. DESY, April 1992.
- [PS96] D. Proch and P. Schmüser, editors. *TESLA Input Coupler Workshop*. DESY, May 1996. TESLA 96-09.
- [Rb95] J. Roßbach. Options and trade-offs in linear collider design. In *Contributions to PAC 95*, pages 19–24, June 1995. TESLA 95-11.
- [Sch95] P. Schmüser. *Feynman-Graphen und Eichtheorien für Experimentalphysiker*. Springer, 1995.
- [Sch98a] T. Schilcher. *Untersuchungen zum Mikrophonieverhalten der TESLA-Resonatoren*. PhD thesis, Universität Hamburg, 1998. to be published.
- [Sch98b] P. Schmüser. Simulationen zum Temperaturprofil auf dem DESY II-Koppler. Private communication, 1998.
- [Sci86] S. W. Van Sciver. *Helium Cryogenics*. Plenum Press, 1986.
- [Sek97] J. Sekutowicz. Superconducting superstructure. In *TESLA Report*, 1997. TESLA 97-07.
- [Sun93] R. Sundelin, editor. *Proceedings of the 6th Workshop on RF Superconductivity*, volume I+II. CEBAF, October 1993.
- [SYOP94] E. Somersalo, P. Ylä-Oijala, and D. Proch. Electron multipacting in rf structures. In *TESLA Report*, 1994. TESLA 94-14.
- [SYOP95] E. Somersalo, P. Ylä-Oijala, and D. Proch. Analysis of multipacting in coaxial lines. In *Contributions to PAC 95*, pages 24–27, 1995. TESLA 95-11.
- [SYOP97] E. Somersalo, P. Ylä-Oijala, and D. Proch. Computational methods for analysing electron multipacting in rf structures. to be published, 1997.
- [TT90] D. R. Tilley and J. Tilley. *Superfluidity and Superconductivity*. IOP, 3rd edition, 1990.

- [Tur89] S. Turner, editor. *Superconductivity in Particle Accelerators*. CERN, May 1989. CERN 89-04.
- [Vel87] V. F. Veley. *Modern Microwave Technology*. Prentice-Hall, 1987.
- [Wil87] P. B. Wilson. High energy electron linacs: Application to storage ring RF systems and linear colliders. November 1987. SLAC-PUB2884.
- [YO97a] P. Ylä-Oijala. Analysis of electron multipacting in coaxial lines with travelling and mixed waves. to be published, 1997.
- [YO97b] P. Ylä-Oijala. Suppression of electron multipacting in coaxial lines by dc voltage. to be published, 1997.
- [ZB87] O. Zinke and H. Brunswig. *Lehrbuch der Hochfrequenztechnik*. Springer, 1987.

# Danksagung

Bedanken möchte ich mich bei allen, die es mir ermöglicht haben, diese Arbeit zu beenden, und die mir in dieser Zeit gezeigt haben, wieviel Spaß Physik macht.

Besonders möchte ich Herrn Prof. Dr. P. Schmüser danken, der mich betreute und von dem ich nicht nur viel über hohe Frequenzen und Supraleitung lernte.

Gleichfalls möchte ich besonders Herrn W.-D. Möller, Herrn A. Gössel, Herrn Dr. M. Pekeler und Herrn B. Dwersteg danken, ohne die mir die Meßaufbauten an den Kopplern heute noch ein Rätsel wären.

Die Diskussionen über Koppler und HFSS-Simulationen mit Herrn B. Dwersteg waren sehr wichtig für mich. Danke.

Für die vielen HFSS- und LabVIEW-Tricks ein großes Dankeschön an Herrn A. Gössel.

Bei Frau S. Wipf bedanke ich mich für die Bereitstellung der MAFIA-Dateien.

Bei Herrn C. Martens und Herrn B. Dwersteg möchte ich mich für die Bereitstellung der Kopplerzeichnungen bedanken.

Ein Dankeschön geht auch an Herrn M. Liepe, Herrn M. Hüning, Herrn T. Schilcher und Herrn Dr. S. Simrock, die mir geholfen haben, die digitale Regelung von Hochfrequenzkreisen besser zu verstehen.

Herrn Dr. D. Proch sei gedankt, daß er mir sein Wissen über Multipacting zur Verfügung stellte.

Allen, die an der TTF arbeiten, sei gedankt für die Zusammenarbeit, ohne die diese Diplomarbeit nicht möglich gewesen wäre.

Ein besonders großes Danke auch an Herrn Dr. H. Weise, der mir gezeigt hat, wie spannend die Physik und der Betrieb von Teilchenbeschleunigern sind, und mir immer als Ansprechpartner zur Verfügung stand.

Den Korrekturlesern sei gedankt dafür, daß aus dem Knoten in meinem Kopf etwas hoffentlich Lesbares wurde. Eure Geduld mit mir war groß.

Ich möchte auch die Kaffeerunde erwähnen, die zum Spaß an Physik und dem Rest der Welt wesentlich beigetragen hat.

Ohne die finanzielle Unterstützung des Evangelischen Studienwerkes Villigst wäre die Arbeit nicht möglich gewesen.

Im mehr privaten Bereich möchte ich vor allem meinen Eltern ein besonders großes Dankeschön sagen. Eure Unterstützung war sehr wichtig für mich.

Jeannette, ohne Dich hätte ich es nicht geschafft!

# Erklärung

Die vorliegende Diplomarbeit wurde von mir selbstständig verfaßt. Andere als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel habe ich nicht benutzt.

Lutz Lilje

Hamburg, den 5. Februar 1998